



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2019/03.08.17.13-TDI

ATOMIZAÇÃO DE GÉIS POR INJETORES CENTRÍFUGOS E JATO-CENTRÍFUGOS PARA APLICAÇÕES EM PROPULSÃO DE FOGUETES

Gustavo Alexandre Achilles Fischer

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Combustão e Propulsão, orientada pelo Dr. Fernando de Souza Costa, aprovada em 25 de março de 2019.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3SSG9KH>>

INPE
São José dos Campos
2019

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

CEP 12.227-010

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/7348

E-mail: pubtc@inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):

Presidente:

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Membros:

Dra. Carina Barros Mello - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Alisson Dal Lago - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dr. Evandro Albiach Branco - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação - (CPG)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Cauê Silva Fróes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2019/03.08.17.13-TDI

ATOMIZAÇÃO DE GÉIS POR INJETORES CENTRÍFUGOS E JATO-CENTRÍFUGOS PARA APLICAÇÕES EM PROPULSÃO DE FOGUETES

Gustavo Alexandre Achilles Fischer

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Combustão e Propulsão, orientada pelo Dr. Fernando de Souza Costa, aprovada em 25 de março de 2019.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3SSG9KH>>

INPE
São José dos Campos
2019

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Fischer, Gustavo Alexandre Achilles.

F522a Atomização de géis por injetores centrífugos e jato-centrífugos para aplicações em propulsão de foguetes / Gustavo Alexandre Achilles Fischer. – São José dos Campos : INPE, 2019.
liv + 452 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2019/03.08.17.13-TDI)

Tese (Doutorado em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Combustão e Propulsão) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2019.

Orientador : Dr. Fernando de Souza Costa.

1. Injetores centrífugos. 2. Injetores jato-centrífugos.
3. Propelentes gelificados. I.Título.

CDU 621.176:629.76



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

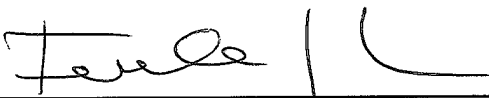
This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): **Gustavo Alexandre Achilles Fischer**

Título: "ATOMIZAÇÃO DE GÉIS POR INJETORES CENTRÍFUGOS E JATO-CENTRÍFUGOS PARA APLICAÇÕES EM PROPULSÃO DE FOGUETES"

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em
**Engenharia e Tecnologia
Espaciais/Combustão e Propulsão**

Dr. Fernando de Souza Costa



Presidente / Orientador(a) / INPE / Cachoeira Paulista - SP

() Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. Roman Ivanovitch Savonov

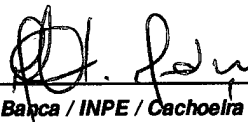


Membro da Banca / INPE / Cachoeira Paulista - SP

() Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. Márcio Teixeira de Mendonça

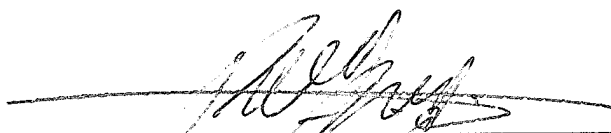


Membro da Banca / INPE / Cachoeira Paulista - SP

() Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

Dr. Rodrigo Intini Marques



Membro da Banca / INPE / Cachoeira Paulista - SP

() Participação por Vídeo - Conferência

Aprovado () Reprovado

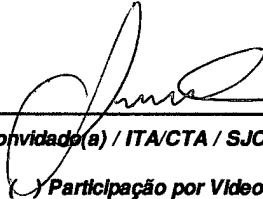
Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

unanimidade

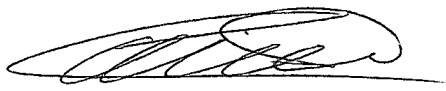
Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em
Engenharia e Tecnologia
Espaciais/Combustão e Propulsão

Dr. Pedro Teixeira Lacava



Convidado(a) / ITA/CTA / SJCampos - SP
 Participação por Video - Conferência
 Aprovado () Reprovado

Dr. Christian Jeremi Coronado Rodriguez



Convidado(a) / UNIFEI / Itajubá - MG
 Participação por Video - Conferência
 Aprovado () Reprovado

Este trabalho foi aprovado por:

- maioria simples
- unanimidade

“Que homem é um homem se não torna o mundo melhor?”.

Kingdom of Heaven

Dedico este trabalho a meus pais, Adauto e Clara, por todo apoio dado aos meus estudos e por permitirem a realização dos meus sonhos.

A meu irmão, Guilherme, pela amizade e admiração que tenho.

À minha namorada, Caterine Meisner Wolff, pela fonte de inspiração, por todo apoio, perseverança, compreensão e paciência ao longo dessa jornada.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, pois sem Ele nada é possível.

Ao CNPq pela bolsa de doutorado concedida.

Agradecimento especial ao meu orientador, Dr. Fernando de Souza Costa, por toda sua dedicação, paciência e apoio no desenvolvimento desta tese de doutorado.

Aos professores do curso de Pós-graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais, área de concentração em Combustão e Propulsão, pelo conhecimento adquirido ao longo de todo o curso.

À Renata de Souza Castro e Wanilene Sabará Cassiano, por todo o auxílio prestado.

Aos funcionários do INPE / LCP, em especial ao José Carlos de Andrade e ao Francisco Carlos N. de Almeida pelo apoio técnico e experimental prestados.

À Lucilena Guedes por todo apoio e auxílio no mestrado e em grande parte do doutorado.

Aos meus amigos do curso de pós-graduação, pela amizade, pelos inúmeros momentos de alegria que me proporcionaram ao longo do doutorado.

Gustavo Alexandre Achilles Fischer
Cachoeira Paulista / SP

RESUMO

Esse trabalho apresenta uma investigação teórico-experimental da atomização de propelentes gelificados por meio de injetores centrífugos duais e jato-centrífugos duais, visando aplicações em propulsão de foguetes. Esses injetores proporcionam atomização e mistura eficientes dos propelentes líquidos, além de permitirem o ajuste do ângulo de cone do *spray* para uma dada queda de pressão ou vazão, reduzindo as dimensões da câmara de combustão. Inicialmente é feita uma descrição da utilização dos géis como propelentes em motores-foguete e apresentada uma revisão da reologia dos fluidos newtonianos e não newtonianos. Em seguida são apresentadas as teorias de Abramovich e Klyachko, para análise do escoamento interno e o projeto dos injetores centrífugos duais, e a abordagem de Bayvel e Orzechowski com a teoria de Klyachko, para análise do escoamento interno e o projeto de injetores jato-centrífugo duais. A partir do estudo da reologia e da teoria de injetores centrífugos e jato-centrífugos, um modelo teórico é proposto para o coeficiente de atrito em injetores centrífugos e jato-centrífugos com base na equação do coeficiente de atrito de Darcy. Em seguida, são apresentados os projetos dos injetores seguindo os procedimentos de cálculos propostos e considerando o novo modelo teórico, para uso em propulsores bipropelentes empregando etanol líquido ou etanol gelificado (C_2H_5O) 95% m/m como combustível e peróxido de hidrogênio (H_2O_2) 90% m/m como oxidante. As características de atomização dos injetores construídos foram estudadas usando água, etanol e etanol gelificado 72° INPM como fluidos de teste. Os coeficientes de descarga, os diâmetros representativos de gotas, as distribuições dos tamanhos de gotas, as uniformidades das distribuições de massa, os ângulos de cone dos sprays e as vazões mássicas dos propelentes foram determinados para diferentes pressões de injeção. Verifica-se que o etanol gelificado requer pressões significativamente maiores para ser atomizado do que o etanol líquido, devido à sua maior viscosidade. Os coeficientes de descarga para etanol gelificado são maiores que o etanol líquido e aumentam ligeiramente com o aumento da pressão de injeção. Observa-se que a formação dos padrões de pulverização para etanol gelificado é significativamente diferente daquela do etanol líquido, mudando de um cone oco largo para um cone oco estreito com o aumento da pressão. Com base no desempenho dos injetores investigados foi apresentado um estudo inicial de um cabeçote de injeção visando a utilização de etanol gelificado e peróxido de hidrogênio líquido em um propulsor bipropelente de baixo empuxo.

Palavras-chave: Injetores Centrífugos. Injetores Jato-Centrífugos. Propelentes gelificados.

ATOMIZATION OF GELS BY PRESSURE SWIRL AND JET-SWIRL INJECTORS FOR ROCKET PROPULSION APPLICATIONS

ABSTRACT

This work presents a theoretical-experimental investigation of the atomization of gelled propellants through dual pressure swirl injectors and dual jet-swirl injectors for applications in rocket propulsion. These injectors provide efficient atomization and mixing of the liquid propellants. They also allow adjustment of the spray cone angle for a given pressure drop or flow rate, reducing the dimensions of the combustion chamber. Initially a description of the use of gels as propellants in rocket engines is presented and a revision of rheology of Newtonian and non-Newtonian fluids is presented. Then the theories of Abramovich and Klyachko, for analysis of the internal flow and the design of the dual pressure swirl injectors, and the approach of Bayvel and Orzechowski with the Klyachko's theory, for internal flow analysis and the design of dual jet-swirl injectors. From the study of rheology and the theory of pressure swirl injectors and jet-swirl injectors, a theoretical model is proposed for the coefficient of friction in these injectors based on the Darcy's coefficient of friction. Next, the injector designs are presented following the proposed calculation procedures and considering the new theoretical model, for use in bipropellant thrusters using 95% m/m liquid or gelled ethanol (C_2H_5O) as fuel and 90% m/m hydrogen peroxide (H_2O_2) as the oxidant. The atomization characteristics of the manufactured injectors were studied using water, ethanol and 72o INPM gelled ethanol as test fluids. Discharge coefficients, representative droplet diameters, droplet size distributions, mass distributions uniformities, spray cone angles and mass flow rates of the propellants were determined at different injection pressures. It is found that gelled ethanol requires significantly higher pressures to be atomized than liquid ethanol because of its higher viscosity. The discharge coefficients for gelled ethanol are higher than liquid ethanol and increase slightly with increasing injection pressure. It is noted that the formation of spray patterns for gelled ethanol is significantly different from that of liquid ethanol, changing from a wide hollow cone to a narrow hollow cone with increasing pressure. Based on the performance of the investigated injectors, an initial study of an injection plate was presented aiming the use of gelled ethanol and liquid hydrogen peroxide in a low thrust bipropellant rocket.

Keywords: Pressure Swirl Injectors. Jet-Swirl Injectors. Gelled propellants.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 1.1 - Exemplos de propelentes gelificados.....	3
Figura 1.2 - Escoamento de líquido através de um injetor centrífugo.	5
Figura 1.3 - Esquema de dois tipos de injetores centrífugos.....	6
Figura 1.4 - Esquema da formação de gotas a partir de um filme ou folha líquida.....	7
Figura 1.5 - Injetor centrífugo dual.	8
Figura 1.6 - Esquemas dos três tipos de injetores centrífugos: (a) simples, (b) jato-centrífugo com inserto e (c) jato-centrífugo sem inserto.	8
Figura 1.7 - Esquema de um injetor centrífugo com “spill-return”.....	10
Figura 2.1 - Esquema principal do MFG com um propelente sólido gerador de gás e um tanque com pistão.	35
Figura 2.2 - Esquema de míssil demonstrador de voo a propelente gel.	36
Figura 2.3 - Projeto e principais componentes de míssil demonstrador de voo.	37
Figura 2.4 - Esquema simplificado de um motor-foguete compacto à propelentes gelificados com alimentação pressurizada para mísseis terra-terra.	46
Figura 2.5 - Impulso específico do criogel de H ₂ /Al/O ₂ em altas concentrações de alumínio.....	46
Figura 2.6 - O motor-foguete a propelente gelificado da MBDA.....	47
Figura 2.7 - O lançamento de motor-foguete a propelentes gelificados em 2009.	48
Figura 3.1 - Comportamento dos fluidos newtonianos e não newtonianos.	65
Figura 3.2 - Comportamentos reológicos dependentes do tempo.....	66
Figura 3.3 - Efeito de Weissenberg: (a) fluido newtoniano; (b) fluido não- newtoniano; \bar{P}_A = pressão no ponto A; \bar{P}_B = pressão no ponto B.	77

Figura 3.4 - Representações das tensões normais no fluxo tangencial promovido pelo bastão.	78
Figura 3.5 - Esquema do fenômeno de reemaranhamento: a) início do escoamento; b) transiente até o regime permanente; c) regime permanente; d) retirada do gradiente de pressão ou $\Delta P=0$; e) e f) recuo do escoamento.	79
Figura 3.6 - Linhas de escoamento na entrada de um capilar com: (a) fluido newtoniano; (b) fluido não newtoniano.	80
Figura 3.7 - Fluxo na entrada de um capilar de: a) molécula de baixo peso molecular; b) macromolécula.	82
Figura 3.8 - Fluxo de Poiseuille para um fluido ao longo de um tubo.	84
Figura 3.9 - Velocidades em um tubo: a) $n = 1$ (fluido newtoniano), b) $n = 0,5$ (fluido não newtoniano), c) $n = 0,1$ (fluido não newtoniano).	97
Figura 3.10 - Taxas de cisalhamento em um tubo: a) $n = 1$ (fluido newtoniano), b) $n = 0,5$ (fluido não newtoniano), c) $n = 0,1$ (fluido não newtoniano).	97
Figura 3.11 - Pressão através de um capilar.	111
Figura 3.12 - Número de Reynolds crítico para valores de n de 0 até 1.	114
Figura 3.13 - Razões de We_{LP}/We ou Re_{LP}/Re para valores de n de 0,1 até 1 para um fluido com $\eta = 10 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $u = 5 \text{ m/s}$ e $\sigma = 0,072 \text{ N/m}$	117
Figura 3.14 - Razão de Oh_{LP}/Oh para valores de n de 0 até 1 para um fluido com $\eta = 10 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $u = 5 \text{ m/s}$ e $\sigma = 0,072 \text{ N/m}$	121
Figura 4.1 - Esquema de um injetor centrífugo.	124
Figura 4.2 - Esquema do escoamento de líquido em um injetor centrífugo. ..	126
Figura 4.3 - Relação dos coeficientes de descarga e preenchimento, μ e ϵ , e do ângulo α com o parâmetro geométrico K	129
Figura 4.4 - Efeito do ângulo de inclinação dos orifícios de entrada sobre o coeficiente de perda ξ_e	133
Figura 5.1 - Injetores centrífugos duais com mistura externa. O injetor interno é indicado por 1 e o externo por 2.	141
Figura 5.2 - Esquema de um injetor centrífugo dual.	142

Figura 5.3 - Injetores centrífugos duais com mistura interna. O injetor interno é indicado por 1 e o externo por 2.....	145
Figura 6.1 - Esquemas de injetores jato-centrífugos.....	147
Figura 6.2 - escoamento de líquido através de um injetor jato-centrífugo.	148
Figura 6.3 - escoamento de líquido através de um injetor jato-centrífugo.	149
Figura 6.4 - Relação dos coeficientes de descarga e preenchimento, μ e ϵ , e do parâmetro geométrico K sobre o ângulo α para injetores jato-centrífugos.....	153
Figura 7.1 - Fluxo de Poiseuille para um fluido ao longo do injetor.....	164
Figura 7.2 - Simulação do escoamento interno em injetores centrífugos com diferentes configurações geométricas utilizando etanol líquido ou gelificado, respectivamente.....	171
Figura 7.3 - Comparação entre os coeficientes de atrito para injetores centrífugos.....	172
Figura 8.1 - Impulso específico para diferentes pressões na câmara versus razões de mistura O/C em massa de etanol e peróxido de hidrogênio para tubeira adaptada a pressão ambiente igual a 1 atm.	175
Figura 8.2 - Impulso específico para diferentes pressões na câmara versus razões de mistura O/C em massa de etanol e peróxido de hidrogênio para tubeira com razão de expansão = 100, com expansão no vácuo.	175
Figura 8.3 - Caracterização reológica do etanol gelificado 72o INPM.....	177
Figura 8.4 - Viscosímetro rotacional Brookfield para caracterização reológica.	177
Figura 8.5 - Etanol gelificado 72o INPM.....	178
Figura 8.6 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor centrífugo dual A (dimensões em mm).....	181
Figura 8.7 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor centrífugo dual B (dimensões em mm).....	185

Figura 8.8 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor centrífugo dual C (dimensões em mm).....	189
Figura 8.9 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor jato-centrífugo dual (dimensões em mm).	193
Figura 8.10 - Foto dos injetores fabricados.	197
Figura 8.11 - Foto dos injetores fabricados (vista frontal).	197
Figura 8.12 - Esquema da bancada de testes.....	200
Figura 8.13 - Reservatório para armazenamento dos fluidos de teste.....	200
Figura 8.14 - O sistema de difração laser Spraytec Malvern 2007.....	201
Figura 8.15 - O sistema de difração laser Spraytec Malvern 2007 na nova bancada.	201
Figura 8.16 - Esquema das novas bancadas de testes para uso integrado...	202
Figura 8.17 - Novos reservatórios para armazenamento dos fluidos de teste.	202
Figura 8.18 - O registrador eletrônico FieldLogger com IHM da Novus.	203
Figura 8.19 - As duas bancadas novas para funcionamento integrado.....	203
Figura 9.1 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	206
Figura 9.2 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	206
Figura 9.3 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol gelificado em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual A.....	207
Figura 9.4 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	207
Figura 9.5 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	208

Figura 9.6 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	208
Figura 9.7 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.....	211
Figura 9.8 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.	211
Figura 9.9 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	212
Figura 9.10 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	213
Figura 9.11 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol gelificado em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual B.....	213
Figura 9.12 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	214
Figura 9.13 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	214
Figura 9.14 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	215
Figura 9.15 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.....	217

Figura 9.16 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.	217
Figura 9.17 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	218
Figura 9.18 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	219
Figura 9.19 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol gelificado em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual C.....	219
Figura 9.20 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	220
Figura 9.21 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	220
Figura 9.22 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual C.....	221
Figura 9.23 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.	223
Figura 9.24 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.	223
Figura 9.25 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	224

Figura 9.26 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	225
Figura 9.27 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol gelificado em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.	225
Figura 9.28 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.	226
Figura 9.29 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.	226
Figura 9.30 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol gelificado na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	227
Figura 9.31 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.	229
Figura 9.32 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.	230
Figura 10.1 - Arranjo experimental para determinação do ângulo de cone do spray.	234
Figura 10.2 - Câmera digital da Sony modelo DSC-F828.	234
Figura 10.3 – Software para determinação do ângulo de cone do spray.	235
Figura 10.4 - Imagem calibrada com o resultado da medição.....	235
Figura 10.5 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual A empregando-se água como fluido de teste.	236

Figura 10.6 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual A empregando-se etanol como fluido de teste.	237
Figura 10.7 - Valores teóricos, empíricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual A empregando-se etanol gelificado como fluido de teste.	237
Figura 10.8 - Valores teóricos, empíricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor centrífugo dual A empregando-se água como fluido de teste.	238
Figura 10.9 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água como fluido de teste.	241
Figura 10.10 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol como fluido de teste.	242
Figura 10.11 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado como fluido de teste.	243
Figura 10.12 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água como fluido de teste.	244
Figura 10.13 - Ângulos de cone resultantes do spray em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, etanol ou etanol gelificado e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.	245
Figura 10.14 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água e operando	

simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2,7 bar.....	246
Figura 10.15 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2,7 bar.....	247
Figura 10.16 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2,7 bar.....	248
Figura 10.17 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual B empregando-se água como fluido de teste.	249
Figura 10.18 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual B empregando-se etanol como fluido de teste.	250
Figura 10.19 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual B empregando-se etanol gelificado como fluido de teste. ...	250
Figura 10.20 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor centrífugo dual B empregando-se água como fluido de teste.	252
Figura 10.21 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água como fluido de teste.	253
Figura 10.22 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol como fluido de teste.	253
Figura 10.23 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado como fluido de teste.	254

Figura 10.24 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água como fluido de teste.	255
Figura 10.25 - Ângulos de cone resultantes do spray em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.	256
Figura 10.26 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.....	257
Figura 10.27 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.....	257
Figura 10.28 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual C empregando-se água como fluido de teste.	258
Figura 10.29 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual C empregando-se água como fluido de teste.	259
Figura 10.30 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor centrífugo dual C empregando-se água como fluido de teste.	259
Figura 10.31 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água como fluido de teste.	261
Figura 10.32 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol como fluido de teste.	261

Figura 10.33 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado como fluido de teste.	261
Figura 10.34 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água como fluido de teste.	262
Figura 10.35 - Ângulos de cone resultantes do spray em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.	263
Figura 10.36 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, como fluido de teste, e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.	264
Figura 10.37 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol, como fluido de teste, e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.	264
Figura 10.38 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual empregando-se água como fluido de teste.	265
Figura 10.39 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual empregando-se etanol como fluido de teste.	266
Figura 10.40 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual empregando-se etanol gelificado como fluido de teste.	266
Figura 10.41 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual empregando-se água como fluido de teste.	267

Figura 10.42 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água como fluido de teste.	269
Figura 10.43 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol como fluido de teste.	270
Figura 10.44 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado como fluido de teste.	271
Figura 10.45 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água como fluido de teste.	272
Figura 10.46 - Ângulos de cone resultante do spray em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.	273
Figura 10.47 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, como fluido de teste, e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.	274
Figura 10.48 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol, como fluido de teste, e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.	275
Figura 10.49 - Desenho esquemático para o cálculo da espessura do filme líquido.....	276
Figura 10.50 - Padrões de sprays gerados por injetores.....	279
Figura 10.51 - Valores teóricos estimados da espessura do filme líquido através de dados experimentais para a câmara primária do injetor centrífugo dual A.	280

Figura 10.52 - Valores teóricos estimados da espessura do filme líquido através de dados experimentais para a câmara primária do injetor centrífugo dual B.	281
Figura 10.53 - Valores teóricos estimados da espessura do filme líquido através de dados experimentais para o injetor centrífugo dual C.	282
Figura 11.1 - Exemplo de uma distribuição gaussiana.	289
Figura 11.2 - Exemplo de uma distribuição bimodal.	289
Figura 11.3 - Padrões de difração da luz observada para uma partícula maior (imagem da direita) e uma partícula menor (imagem da esquerda).	291
Figura 11.4 - Sistema de difração laser Spraytec da empresa Malvern.	293
Figura 11.5 - Sistema de difração laser Spraytec da empresa Malven: (1) fonte de luz a laser, (2) óptica de colimação, (3) região de medição, (4) lentes coletoras de dados, (5) detector de espalhamento de luz, (6) eletrônica para aquisição de dados.	295
Figura 11.6 - Definição da distância de trabalho para um sistema de difração laser.	295
Figura 11.7 - Imagem da posição espacial do injetor frente ao instrumento de difração laser.	297
Figura 11.8 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para água na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	298
Figura 11.9 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	298
Figura 11.10 - Valores experimentais do SMD em função da pressão de injeção para etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	300
Figura 11.11 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.	300

Figura 11.12 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	301
Figura 11.13 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	302
Figura 11.14 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	302
Figura 11.15 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.	303
Figura 11.16 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	303
Figura 11.17 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	304
Figura 11.18 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	304
Figura 11.19 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.	305
Figura 11.20 - Valores experimentais do diâmetro médio de Sauter em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.	307
Figura 11.21 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando	

com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.	308
Figura 11.22 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.	308
Figura 11.23 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.	309
Figura 11.24 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.	310
Figura 11.25 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para água na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	311
Figura 11.26 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	311
Figura 11.27 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	312
Figura 11.28 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.	312
Figura 11.29 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	315

Figura 11.30 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	315
Figura 11.31 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	316
Figura 11.32 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.	316
Figura 11.33 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	317
Figura 11.34 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	317
Figura 11.35 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	318
Figura 11.36 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.	318
Figura 11.37 - Valores experimentais do SMD em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.	320
Figura 11.38 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.	321
Figura 11.39 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando	

com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.	321
Figura 11.40 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.	322
Figura 11.41 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.	322
Figura 11.42 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para água na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	324
Figura 11.43 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	324
Figura 11.44 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.	325
Figura 11.45 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	326
Figura 11.46 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	326
Figura 11.47 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.	327
Figura 11.48 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	327

Figura 11.49 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.	328
Figura 11.50 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.	328
Figura 11.51 - Valores experimentais do SMD em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.	330
Figura 11.52 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.	331
Figura 11.53 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.	331
Figura 11.54 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.	332
Figura 11.55 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.	332
Figura 11.56 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para água na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.	334

Figura 11.57 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para etanol na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	334
Figura 11.58 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para etanol gelificado na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	335
Figura 11.59 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.....	335
Figura 11.60 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	337
Figura 11.61 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	337
Figura 11.62 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	338
Figura 11.63 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.....	338
Figura 11.64 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	340
Figura 11.65 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	340
Figura 11.66 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	341

Figura 11.67 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.....	341
Figura 11.68 - Valores experimentais do SMD em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.....	342
Figura 11.69 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.	343
Figura 11.70 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.	343
Figura 11.71 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.	344
Figura 11.72 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.	345
Figura 12.1 - Paternador mecânico: a) radial e b) circunferencial.	347
Figura 12.2 - Desenho do Paternador.	349
Figura 12.3 - Desenho esquemático do posicionamento dos tubos de ensaio.	350
Figura 12.4 - Paternador fabricado.....	350
Figura 12.5 - Paternador com o injetor em teste.	351
Figura 12.6 - Esquema de análise radial dos sprays no Paternador.	352

Figura 12.7 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 4,73$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A,	354
Figura 12.8 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,245$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	355
Figura 12.9 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 9,95$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	355
Figura 12.10 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 2,92$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.	356
Figura 12.11 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 4,73$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	357
Figura 12.12 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,245$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	357
Figura 12.13 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 9,95$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.	358
Figura 12.14 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 2,92$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.	358
Figura 12.15 - Visualização em 2D do padrão do spray reutilizando somente água nas $P_{inj} = 4,21$ e $2,71$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual A com $H = 50$ mm. ...	359
Figura 12.16 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 6$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,9$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual A com $H = 50$ mm.....	360

Figura 12.17 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando somente água nas $P_{inj} = 4,21$ e $2,71$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual A com $H = 50$ mm.	361
Figura 12.18 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 6$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,9$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual A com $H = 50$ mm.	361
Figura 12.19 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 6,72$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	362
Figura 12.20 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,165$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	363
Figura 12.21 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 17,23$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	363
Figura 12.22 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 1,97$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.	364
Figura 12.23 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 6,72$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	364
Figura 12.24 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,165$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	365
Figura 12.25 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 17,23$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.	365
Figura 12.26 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 1,97$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.	366

Figura 12.27 - Visualização em 2D do padrão do spray reutilizando somente água nas $P_{inj} = 7,23$ e $2,37$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual B com $H = 50$ mm. ...	367
Figura 12.28 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,8$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,73$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual B com $H = 50$ mm.....	368
Figura 12.29 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando somente água nas $P_{inj} = 7,23$ e $2,37$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual B com $H = 50$ mm.	369
Figura 12.30 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,8$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,73$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual B com $H = 50$ mm.	369
Figura 12.31 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 4,24$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual C.....	370
Figura 12.32 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,165$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual C.....	371
Figura 12.33 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 2,41$ bar e $H = 100$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.....	371
Figura 12.34 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 4,24$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual C.....	372
Figura 12.35 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,165$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual C.....	372
Figura 12.36 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 2,41$ bar e $H = 100$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.....	373

Figura 12.37 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando somente água nas $P_{inj} = 4,25$ e $2,74$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual C com $H = 100$ mm.	374
Figura 12.38 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,57$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,12$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual C com $H = 100$ mm.....	375
Figura 12.39 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando somente água nas $P_{inj} = 4,25$ e $2,74$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual C com $H = 100$ mm.	376
Figura 12.40 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,8$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,73$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual C com $H = 50$ mm.	376
Figura 12.41 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 4,42$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	377
Figura 12.42 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 8,15$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	378
Figura 12.43 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 6,81$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	378
Figura 12.44 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 1,25$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.....	379
Figura 12.45 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 4,42$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	379
Figura 12.46 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 8,15$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	380

Figura 12.47 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 6,81$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	380
Figura 12.48 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 1,25$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.....	381
Figura 12.49 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando somente água nas $P_{inj} = 3,67$ e $3,55$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor jato-centrífugo dual com $H = 100$ mm.	383
Figura 12.50 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,78$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 3,32$ bar na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual com $H = 50$ mm.	383
Figura 12.51 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando somente água nas $P_{inj} = 3,67$ e $3,55$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor jato-centrífugo dual com $H = 10$ cm.	384
Figura 12.52 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,78$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 3,32$ bar na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual com $H = 5$ cm.	384
Figura 13.1 - Desenho esquemático de um propulsor bipropelente.....	386
Figura 13.2 - Esquema de injeção do MFG com empuxo de 300 N.....	388
Figura 13.3 - Variação da temperatura de chama adiabática em função da razão de mistura oxidante/combustível.	389
Figura 13.4 - Desenho esquemático dos injetores centrífugos simples de: a) etanol gelificado e b) peróxido de hidrogênio (dimensões em mm).	390
Figura 13.5 - Vista em corte do propulsor bipropelente de 300 N (dimensões em mm).	395
Figura 13.6 - Vista do propulsor bipropelente de 300 N.....	396

Figura B.1 - Esquema da câmara primária do injetor centrífugo dual A.	444
Figura B.2 - Esquema da câmara secundária do injetor centrífugo dual A. ...	444
Figura C.1 - Esquema da câmara primária do injetor centrífugo dual B.	446
Figura C.2 - Esquema da câmara secundária do injetor centrífugo dual B. ...	446
Figura D.1 - Esquema da câmara primária do injetor centrífugo dual C.	448
Figura D.2 - Esquema da câmara secundária do injetor centrífugo dual C. ...	448
Figura E.1 - Esquema da câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.	450
Figura E.2 - Esquema da câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.	450
Figura F.1 - Esquema do injetor centrífugo simples para etanol gelificado. ...	452
Figura F.2 - Esquema do injetor centrífugo simples para peróxido de hidrogênio.....	452

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 2.1 - Comparação entre diferentes tipos de propelente utilizados na propulsão química.	42
Tabela 3.1 - Equações constitutivas de fluidos independentes do tempo.	74
Tabela 3.2 - Equações constitutivas de fluidos independentes do tempo com tensão de cisalhamento.	75
Tabela 3.3 - Valores das funções $F(n)$ e $F'(n)$	109
Tabela 6.1 - Ângulo θ para diversas faixas do ângulo de cone do spray α	158
Tabela 6.2 - Ângulo ϑ para diversas faixas do ângulo de cone do spray α	160
Tabela 6.3 - Diâmetro do inserto D_i para vários valores de d_s	161
Tabela 8.1 - Propriedades físicas do etanol gelificado 72o INPM.	176
Tabela 8.2 - Resumo geral das dimensões do injetor centrífugo dual A fabricado.	181
Tabela 8.3 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor centrífugo dual A.	182
Tabela 8.4 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor centrífugo dual A.	183
Tabela 8.5 - Resumo geral das características do injetor centrífugo dual A utilizando o modelo proposto.	184
Tabela 8.6 - Resumo geral das dimensões do injetor centrífugo dual B fabricado.	185
Tabela 8.7 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor centrífugo dual B.	186
Tabela 8.8 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor centrífugo dual B.	187
Tabela 8.9 - Resumo geral das características do injetor centrífugo dual B utilizando o modelo proposto.	188
Tabela 8.10 - Resumo geral das dimensões do injetor centrífugo dual C fabricado.	189

Tabela 8.11 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor centrífugo dual C.	190
Tabela 8.12 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor centrífugo dual C.	191
Tabela 8.13 - Resumo geral das características do injetor centrífugo dual C utilizando o modelo proposto.....	192
Tabela 8.14 - Resumo geral das dimensões do injetor jato-centrífugo dual fabricado.....	193
Tabela 8.15 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.....	194
Tabela 8.16 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.....	195
Tabela 8.17 - Resumo geral das características do injetor jato-centrífugo dual utilizando o modelo proposto.....	196
Tabela 11.1 - Diâmetros médios e suas aplicações.	286
Tabela 13.1 - Resumo geral das dimensões dos injetores centrífugos simples de etanol gelificado e peróxido de hidrogênio.	391
Tabela 13.2 - Resumo geral das características do injetor centrífugo simples de etanol gelificado.	392
Tabela 13.3 - Resumo geral das características do injetor centrífugo simples de peróxido de hidrogênio.	393
Tabela 13.4 - Resumo geral das características dos injetores centrífugos simples de etanol gelificado e peróxido de hidrogênio utilizando o modelo proposto.....	394
Tabela A.1 - Características do etanol hidratado fornecido pela Petrobrás Distribuidora/SA.	442

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

INPE	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
IRFNA	Ácido Nítrico Fumegante Vermelho Inibido
JET-A	Querosene de Aviação
MFG	Motor-Foguete a Propelentes Gelificados
MMH	Monometil Hidrazina
NTO	Tetróxido de Nitrogênio
SID	Serviço de Informação e Documentação
SMD	Diâmetro Médio de Sauter
SPG	Serviço de Pós-Graduação
TDI	Teses e Dissertações internas

LISTA DE SÍMBOLOS

a	Largura, m
A	Área, m ²
A_e	Área do orifício de entrada, m ²
A_L	Área do líquido, m ²
A_s	Área do orifício de saída, m ²
A_{sna}	Área do vórtice de gás no orifício de saída, m ²
B	Parâmetro geométrico, -
C	Coeficiente de abertura, -
d	Diâmetro, m
D	Parâmetro geométrico do injetor jato-centrífugo, -
D_{cv}	Diâmetro da câmara de vórtice, m
d_e	Diâmetro do orifício de entrada, m
d_s	Diâmetro do orifício de saída, m
E	Energia total fornecida ao injetor, J
E_A	Energia da atomização, J
E_C	Energia cinética, J
E_P	Perda de Energia, J
F	Força, N
g	Aceleração da gravidade, m/s ²

h	Altura, m
K	Parâmetro geométrico característico, -
K	Constante de proporcionalidade, -
K_{eq}	Parâmetro geométrico equivalente, -
K_m	Coeficiente de preenchimento dos injetores bipropelentes, -
K_v	Constante de velocidade, -
K_λ	Parâmetro geométrico com perdas viscosas, -
l	Comprimento, m
L_{cv}	Comprimento da câmara de vórtice, m
l_e	Comprimento do orifício de entrada, m
l_s	Comprimento do orifício de saída, m
l_{mix}	Comprimento da região de mistura, m
m	Massa, kg
\dot{m}	Vazão mássica, kg/s
\dot{m}_{comb}	Vazão mássica de combustível, kg/s
\dot{m}_{oxi}	Vazão mássica de oxidante, kg/s
M	Quantidade de movimento angular, kg/m.s
M_e	Quantidade de movimento angular na entrada, kg/m.s
M_s	Quantidade de movimento angular na saída, kg/m.s

N	Quantidade de movimento angular da força de atrito, kg/m.s
n	Número de orifícios, -
n	Índice de comportamento, -
ΔP	Queda de pressão, Pa
P	Pressão, Pa
P_{amb}	Pressão ambiente, Pa
P_{inj}	Pressão de injeção, Pa
Q	Vazão volumétrica, m ³ /s
Re	Número de Reynolds, -
r	Raio, m
\bar{r}	Raio médio, m
R	Raio centrífugo, m
r_{cv}	Raio da câmara de vórtice, m
r_e	Raio do orifício de entrada, m
r_{na}	Raio do vórtice de gás na câmara de vórtice, m
r_s	Raio do orifício de saída, m
r_{sna}	Raio do vórtice de gás na saída, m
s	Trajectoria, m
S	Raio adimensional do vórtice de gás, -

S_{eq}	Raio adimensional equivalente do vórtice de gás, -
SMD	Diâmetro médio de Sauter, μm
u	Componente axial da velocidade, m/s
u_a	Componente axial da velocidade no orifício axial, m/s
u_l	Componente axial da velocidade nos orifícios laterais, m/s
\bar{u}	Componente axial da velocidade média, m/s
\bar{u}_λ	Componente axial da velocidade média com perdas viscosas, m/s
u_s	Componente axial da velocidade na saída, m/s
V	Velocidade total, m/s
v	Componente tangencial da velocidade, m/s
\bar{v}	Componente tangencial da velocidade média, m/s
\bar{v}_λ	Componente tangencial da velocidade média com perdas viscosas, m/s
v_e	Componente tangencial da velocidade na entrada, m/s
v_s	Componente tangencial da velocidade na saída, m/s
v_{sna}	Componente tangencial da velocidade do vórtice de gás na saída, m/s
w	Componente radial da velocidade, m/s
W	Trabalho, J
α	Ângulo de cone do <i>spray</i> , $^\circ$
α_{eq}	Ângulo de cone do <i>spray</i> equivalente, $^\circ$

β	Ângulo do cone transiente, °
Γ	Coeficiente de perda de quantidade de movimento angular de Kirsanov,
-	-
Δ	Coeficiente de perda de quantidade de movimento angular, -
δ	Espessura do filme líquido, mm
δ_s	Espessura da parede do orifício de descarga, mm
ε	Coeficiente de preenchimento, -
ε_a	Coeficiente de preenchimento do orifício axial, -
ε_l	Coeficiente de preenchimento dos orifícios laterais, -
ε_{eq}	Coeficiente de preenchimento equivalente, -
η	Eficiência de atomização, -
θ	Ângulo de inclinação dos orifícios de entrada, °
ν	Viscosidade cinemática, m ² /s
ϑ	Ângulo de inclinação das ranhuras, °
φ	Coeficiente de contração, -
λ	Coeficiente de atrito, -
μ	Coeficiente de descarga, -
μ_{eq}	Coeficiente de descarga equivalente, -
μ_{exp}	Coeficiente de descarga nominal, -
μ_L	Viscosidade dinâmica, Pa.s

μ_{real}	Coeficiente de descarga real, -
μ_{λ}	Coeficiente de descarga com perdas viscosas, -
ξ_i	Coeficiente de perda hidráulica, -
ξ_e	Coeficiente de perda nos orifícios de entrada, -
π	Número PI, -
ρ	Densidade, kg/m ³
ρ_{ar}	Densidade do ar, kg/m ³
σ	Tensão superficial, J/m ²
τ	Tensão de cisalhamento, Pa
τ_{mix}	Tempo de mistura dos propelentes, s

Subscritos

- 1 Injetor interno
- 2 Injetor externo

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1. Injetores para propulsão	3
1.2. Revisão bibliográfica.....	11
1.3.1. Objetivo geral	30
1.3.2. Objetivos específicos	30
2. MOTORES-FOGUETE A PROPELENTES GELIFICADOS (MFGs)	31
2.1. Propelentes gelificados.....	31
2.2. Princípio de funcionamento dos motores-foguete a propelentes gelificados	35
2.3. Vantagens dos motores-foguete a propelentes gelificados	37
2.3.1. Aspectos de segurança.....	38
2.3.2. Aspectos de desempenho.....	38
2.3.3. Aspectos de armazenamento.....	39
2.4. Desvantagens dos motores foguetes a propelentes gelificados.....	39
2.5. Revisão histórica dos motores-foguete a propelentes gelificados	43
2.6. Problemas no desenvolvimento de motores-foguete a propelentes gelificados e pesquisas atuais.....	48
3. REOLOGIA	51
3.1. Tempos de relaxação	51
3.2. Tensão, deformação, taxa de deformação e viscosidade.....	53
3.2.1. Definição de tensão.....	53
3.2.2. Definição de deformação e de taxa de deformação	55
3.2.3. Definição de viscosidade.....	58
3.3. Fluidos newtonianos (puramente viscosos)	60
3.4. Fluidos não newtoniano (viscosos).....	61
3.4.1. Comportamentos reológicos dependentes da variação da taxa de deformação	61
3.4.2. Comportamentos reológicos dependentes do tempo	65

3.5. Química dos coloides.....	67
3.6. Equações constitutivas	69
3.6.1. Modelo da Lei das Potências (Ostwald-de Waele).....	69
3.6.2. Modelo de Ellis	71
3.6.3. Modelo de Carreau-Yasuda	71
3.6.4. Modelo de Bingham	72
3.6.5. Modelo de Cross	72
3.6.6. Modelo de Herschel-Bulkley.....	73
3.6.7. Modelo de Herschel-Bulkley estendido	74
3.7. Efeitos não newtonianos observados em géis	75
3.7.1. Efeito de Weissenberg	76
3.7.2. Renovelamento ou reemaranhamento	78
3.7.3. Formação de vórtices na entrada de tubos ou capilares.....	80
3.7.4. Formação de vórtices na entrada de tubo ou capilar	80
3.8. escoamento de fluidos newtonianos e não newtonianos.....	82
3.8.1. Fluidos newtonianos.....	83
3.8.2. Fluidos não-newtonianos seguindo a Lei da Potência	91
3.8.3. Fluidos não-newtonianos da Lei de Herschel-Bulkley.....	98
3.9. Coeficientes de Atrito.....	102
3.9.1. Fluidos newtonianos.....	102
3.9.2. Fluidos não newtonianos.....	105
3.9.3. Efeitos e correções na entrada de capilares	110
3.10. Número de Reynolds crítico.....	112
3.11. Número de Weber generalizado	115
3.12. Número de Ohnesorge generalizado	118
4. TEORIA E PROJETO DE INJETORES CENTRÍFUGOS	123
4.1. Características do escoamento de um fluido ideal	124
4.2. Características do escoamento de um fluido viscoso.....	129
4.3. Procedimento de cálculo	133
5. PROJETO DE INJETORES CENTRÍFUGOS BIPROPELENTES	139
5.1. Injetores com mistura externa.....	140

5.2. Injetores do tipo fechado ou centrífugos duais	141
5.3. Injetores com mistura externa do tipo aberto	143
5.4. Injetores com mistura interna.....	144
6. TEORIA E PROJETO DE INJETORES JATO-CENTRÍFUGOS.....	147
6.1. Características do escoamento de um fluido ideal.....	149
6.2. Características do escoamento de um fluido viscoso	153
6.3. Procedimento de cálculo.....	157
7. CONSIDERAÇÕES ADICIONAIS NO PROJETO DE INJETORES.....	163
8. PROTÓTIPOS DOS INJETORES E BANCADA DE TESTES	174
8.1. Projetos dos injetores	178
8.2. Bancadas de testes	198
9. ESCOAMENTO EM INJETORES CENTRÍFUGOS E JATO- CENTRÍFUGOS	204
9.1. Coeficientes de descarga	204
9.2. Resultados obtidos para as vazões e os coeficientes de descarga	205
9.2.1. Injetor centrífugo dual A	205
9.2.2. Injetor centrífugo dual B	218
9.2.3. Injetor centrífugo dual C	218
9.2.4. Injetor jato-centrífugo dual.....	224
10. ÂNGULO DE CONE DOS <i>SPRAYS</i>	232
10.1. Metodologia experimental	233
10.2. Resultados obtidos das medições do ângulo de cone do <i>spray</i>	236
10.2.1. Injetor centrífugo dual A	236
10.2.2. Injetor centrífugo dual B	249
10.2.3. Injetor centrífugo dual C	258
10.2.4. Injetor jato-centrífugo dual.....	265
10.3. Espessura do filme líquido em injetores centrífugos.....	276
10.4. Resultados obtidos para espessura do filme líquido.....	278
10.4.1. Injetor centrífugo dual A	279
10.4.2. Injetor centrífugo dual B	280
10.4.3. Injetor centrífugo dual C	281

11. DIÂMETRO DAS GOTAS FORMADAS PELOS INJETORES	284
11.1. Diâmetros médios	285
11.2. Diâmetros representativos	286
11.3. Relações do tamanho de gotas	290
11.4. Difração laser.....	291
11.5. O tamanho das partículas	291
11.6. Princípios do funcionamento do sistema a laser Spraytec.....	293
11.7. Procedimento para aquisição de dados.....	296
11.8. Resultados obtidos para os diâmetros médios das gotas	297
11.8.1. Injetor centrífugo dual A	297
11.8.2. Injetor centrífugo dual B	310
11.8.3. Injetor centrífugo dual C	323
11.8.4. Injetor jato-centrífugo dual.....	333
12. SIMETRIA DOS PADRÕES DOS <i>SPRAYS</i>	346
12.1. Medição experimental da simetria do padrão do <i>spray</i>	348
12.2. Resultados para as simetrias dos padrões dos <i>sprays</i>	354
12.2.1. Injetor centrífugo dual A	354
12.2.1. Injetor centrífugo dual B	354
12.2.1. Injetor centrífugo dual C	354
12.2.1. Injetor jato-centrífugo dual.....	354
13. DESENVOLVIMENTO DE UM CABEÇOTE DE INJEÇÃO PARA MFG	386
14. CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	398
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	402
APÊNDICE A - CARACTERÍSTICAS DOS PROPELENTES	440
A.1. Peróxido de hidrogênio	440
A.2. Etanol	441
APÊNDICE B - DESENHOS DO INJETOR CENTRÍFUGO DUAL A	444
APÊNDICE C - DESENHOS DO INJETOR CENTRÍFUGO DUAL B	446
APÊNDICE D - DESENHOS DO INJETOR CENTRÍFUGO DUAL C	448
APÊNDICE E - DESENHOS DO INJETOR JATO-CENTRÍFUGO DUAL	450
APÊNDICE F - DESENHOS DOS INJETORES CENTRÍFUGOS	452

1. INTRODUÇÃO

Os fluidos não-newtonianos são materiais semilíquidos que possuem uma microestrutura complexa e podem ser descritos por modelos constitutivos em que o tensor de tensões é uma função não-linear do tensor da taxa de deformação.

Embora a atomização de fluidos newtonianos, como água e combustíveis líquidos, seja bem entendida e tenha se transformado em tecnologia relativamente madura, a física da atomização de fluidos não-newtonianos é pouco entendida até o presente momento, e a literatura sobre este assunto ainda está em sua fase inicial (BERTOLA, 2017).

Exemplos de fluidos não-newtonianos incluem soluções poliméricas e fusões, suspensões de partículas, géis coloidais, espumas e emulsões. Embora a denominação “fluidos não-newtonianos” seja amplamente aceita, é bem conhecido que, sob certas condições de escoamento, como taxas de deformação muito altas, mesmo os fluidos newtonianos apresentam uma resposta não-linear; assim, a atribuição “não-newtoniano” é mais apropriada para o escoamento em vez do próprio fluido e a denominação alternativa “fluido complexo” é mais adequada (BERTOLA, 2017).

Modelos constitutivos representativos dos comportamentos mais comuns observados em escoamentos não-newtonianos descrevem o efeito macroscópico de mudanças reversíveis ou irreversíveis na microestrutura do fluido, induzida pela taxa de deformação aplicada. Eles podem ser classificados em modelos independentes do tempo, onde as mudanças micro estruturais no fluido ocorrem instantaneamente sob cisalhamento e revertem ao estado inicial quando o cisalhamento é removido, e ainda modelos dependentes do tempo, onde a escala do tempo das mudanças micro estruturais não é desprezível em comparação com o tempo característico do escoamento.

A atomização de fluidos não-newtonianos é mais difícil que a atomização dos fluidos newtonianos. Se a microestrutura de um fluido não-

newtoniano consistir de macromoléculas emaranhadas ou de partículas coloidais, ou seja, partículas de 1 nm a 1 μm , isso vai resultar em viscosidades mais altas do que as viscosidades das soluções aquosas e combustíveis comumente atomizados, o que afeta a estabilidade e os mecanismos de ruptura de jatos ou folhas de líquidos. Mais importante ainda, os fluidos, como a maioria dos líquidos poliméricos, formam filmes e ligamentos visco-elásticos estáveis, o que impede uma atomização apropriada. Assim, o principal mecanismo de ruptura aerodinâmica de sprays de fluidos não-newtonianos é frequentemente assistido ou aprimorado por outros métodos, como a injeção de ar (injetores efervescentes), injeção centrífuga ou atomização acoplada “adjacente” (“*close coupled*”) entre gás e metal líquido para produção de pós metálicos finos (BERTOLA, 2017).

Sprays de fluidos não-newtonianos podem ser usados em diferentes processos como manufatura aditiva, pintura, revestimento, secagem por pulverização, processamento de alimentos, uso de fármacos e propulsão aeroespacial (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

Os propelentes gelificados, ou géis propelentes, apresentam alto desempenho propulsivo e maior segurança em seu manuseio em relação aos propelentes líquidos convencionais e, em vista disso, o seu emprego tem aumentado nas últimas décadas (NEGRI; CIEZKI, 2010).

Géis propelentes provêm de líquidos cujas propriedades reológicas foram alteradas pela adição de agentes gelificantes. Como resultado, o comportamento dos géis propelentes em repouso assemelha-se ao dos propelentes sólidos. Em movimento, os géis comportam-se como fluidos não-newtonianos os quais apresentam simultaneamente caráter pseudoplástico, pois a viscosidade aparente diminui com o aumento da tensão, e comportamento tixotrópico, isto é, a viscosidade aparente diminui com a duração da tensão (NEGRI; CIEZKI, 2010).

A Figura 1.1 mostra alguns exemplos de propelentes gelificados empregados na propulsão.

Figura 1.1 - Exemplos de propelentes gelificados.



Fonte: Adaptada de Ciezki *et al.* (2014).

1.1. Injetores para propulsão

Os motores-foguete a bipropelentes líquidos são utilizados como sistema de propulsão primário de muitos veículos lançadores desde o final da década de 1920 (LUNDQUIST, 2015; GOMET; MURA; ROBIN, 2014). O desempenho de um motor-foguete é determinado não somente pela seleção dos propelentes, mas também pelo desempenho da atomização do combustível e do oxidante (AMRI; REZONG, 2011; GLYNNE-JONES *et al.*, 2010), da evaporação e da ignição das gotas (BETELIN *et al.*, 2012; SMIRNOV *et al.*, 2013, 2015). O desempenho da atomização dos propelentes é determinado pelo injetor.

Existem diversos tipos de injetores para propulsão aeroespacial, por exemplo, os injetores de jatos simples ou jatos colidentes (NEGRI; CIEZKI, 2017; CONNELL *et al.*, 2017; LEFEBVRE; MCDONELL, 2017), injetores centrífugos (AMINI, 2015; RIVAS *et al.*, 2018; KANG *et al.*, 2016, 2018) e injetores “*pintle*” para gás-líquido (RADHAKRISNAN *et al.*, 2017; FANG; SHEN, 2017) e para líquido-líquido (CHENG *et al.*, 2017).

Os injetores são os elementos responsáveis pela atomização dos propelentes líquidos, gerando um *spray*, ou seja, uma coleção ou nuvem de gotas em movimento na câmara de combustão de um motor foguete. A

atomização pode ser realizada por diversos métodos de conversão de energia, por exemplo, aplicação de uma queda de pressão, exposição do líquido a uma corrente de gás a alta velocidade, aplicação de energia mecânica ou outras formas de energia externa. A formação de um spray resulta da ação de forças de inércia, viscosas e de tensão superficial sobre o líquido (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

Fluidos newtonianos com altos valores de viscosidade produzem *sprays* com diâmetros médios relativamente grandes, isto é, com baixa eficiência de atomização. No caso de fluidos não-newtonianos, a viscosidade e a tensão de cisalhamento podem ser de várias ordens de grandeza maiores que as dos fluidos newtonianos, resultando em uma atomização menos eficiente e desempenho reduzido. Conseqüentemente, é necessária uma câmara de combustão mais longa. Para se obter alta eficiência de combustão é necessária uma atomização fina. A atomização de propelentes gelificados é diferente da atomização de fluidos newtonianos e muito pouco é conhecido sobre a influência das propriedades reológicas, da geometria do injetor e das condições de operação sobre o padrão de *sprays* provenientes de propelentes gelificados (FU *et al.*, 2014).

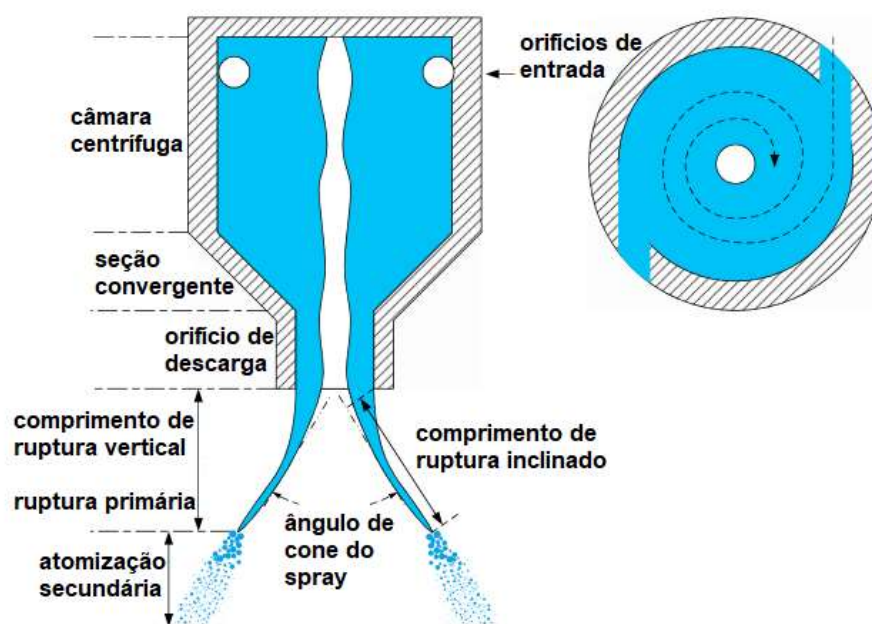
Embora muitos pesquisadores tenham estudado as características dos *sprays* e os mecanismos de atomização de fluidos não newtonianos, como soluções poliméricas e fusões, suspensões de partículas, géis coloidais, espumas e emulsões e etc., as características dos *sprays* de propelentes gelificados (ou fluidos da Lei das Potências) ainda requerem estudos mais extensivos (FU *et al.*, 2014).

Os injetores centrífugos são amplamente utilizados em motores-foguetes a propelentes líquidos (LIU *et al.*, 2013), motores de turbina a gás (XUE *et al.*, 2005), motores de combustão interna (NISHIDA; HIROYASU, 2011 e MA *et al.*, 2014) e muitas outras aplicações de combustão (YAO *et al.*, 2012). Os injetores centrífugos podem ser divididos em injetores de cone oco (GHORBANIAN *et al.*, 2003), injetores de cone sólido (HASHEM; NADA, 2012) e injetores com “*spill-return*” (JEDELSKY; JICHA, 2014). O

movimento centrífugo do líquido pode ser formado por orifícios de entrada tangenciais (LIU *et al.*, 2014) ou por um inserto ou “*swirler*” (GHORBANIAN *et al.*, 2003). A configuração dos injetores deve ser a mais simples possível, para garantir a confiabilidade e a estabilidade da atomização dos propelentes. Assim, os injetores centrífugos com orifícios de entrada tangenciais são amplamente utilizados em motores-foguetes a propelentes líquidos (BAYVEL; ORZECOWSKI, 1993; BAZAROV *et al.*, 2004; FISCHER, 2014). Estes injetores geralmente fornecem boa atomização para pressões moderadas e até mesmo para baixas pressões de injeção.

A Figura 1.2 apresenta um esquema do escoamento de um líquido através de um injetor centrífugo.

Figura 1.2 - Escoamento de líquido através de um injetor centrífugo.

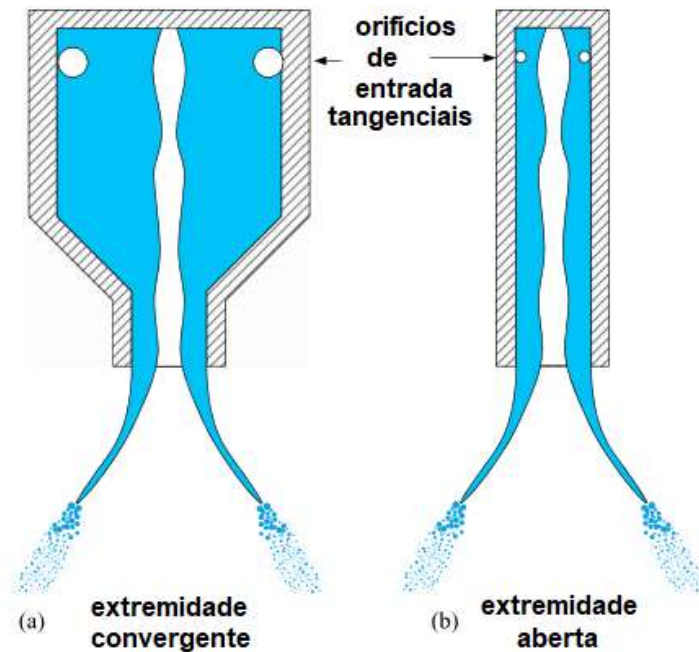


Fonte: Adaptada de Kang *et al.* (2018).

Comumente, um injetor centrífugo consiste em orifícios de entrada tangencial, uma câmara centrífuga, uma câmara convergente de rotação e um orifício de descarga, conforme mostrado na Figura 1.2. Esses injetores podem ser ainda divididos em injetores centrífugos com extremidade convergente e injetores centrífugos com extremidade aberta

com base na existência de uma câmara convergente de rotação, conforme a Figura 1.3.

Figura 1.3 - Esquema de dois tipos de injetores centrífugos.



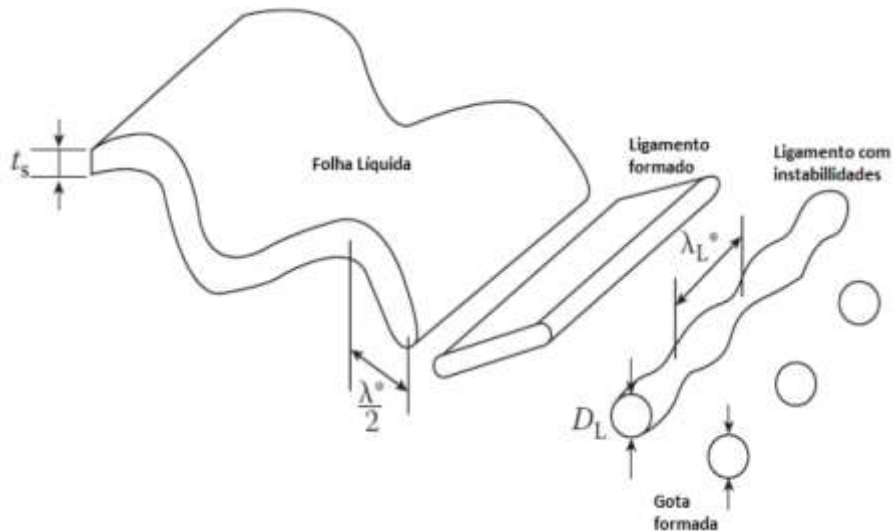
Fonte: Adaptada de Kang *et al.* (2018).

O líquido é injetado através dos orifícios de entrada tangencial sob uma pressão de alimentação e um momento angular é imposto sobre o líquido produzindo um movimento de rotação. Sob a ação da força centrífuga resultante da rotação do fluido, forma-se um núcleo de gás ao longo da linha de centro. O líquido na saída do orifício de descarga se espalha na forma de uma folha cônica que se torna instável e desintegra-se em gotas, conforme a Figura 1.4.

A desintegração do líquido é devida ao crescimento de perturbações instáveis na interface entre o gás ambiente e a folha de líquido. Uma velocidade relativa entre o líquido e o gás promove o crescimento das perturbações até as mesmas atingirem o seu estado mais instável e a folha de líquido desintegra-se em fragmentos que se contraem rapidamente em ligamentos instáveis sob o efeito da tensão superficial.

Finalmente, os ligamentos são quebrados em uma multiplicidade de gotículas (FISCHER, 2014).

Figura 1.4 - Esquema da formação de gotas a partir de um filme ou folha líquida.

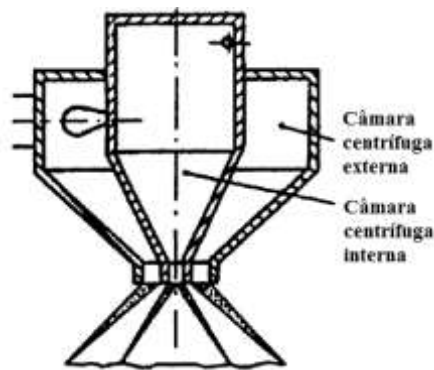


Fonte: Adaptada de Lefebvre e McDonell (2017).

O injetor centrífugo é utilizado para atomizar os propelentes líquidos através da formação de um filme líquido, com uma quebra primária e uma atomização secundária. A atomização é um processo durante o qual a área interfacial do líquido aumenta gradualmente devido à grande quantidade de líquido que é transformado em pequenas gotículas. Assim, a evaporação dos propelentes líquidos pode ser facilitada significativamente pela atomização (KANG *et al.*, 2018).

Um injetor centrífugo dual consiste de um injetor centrífugo simples localizado de forma concêntrica dentro de outro injetor semelhante, conforme mostra a Figura 1.5.

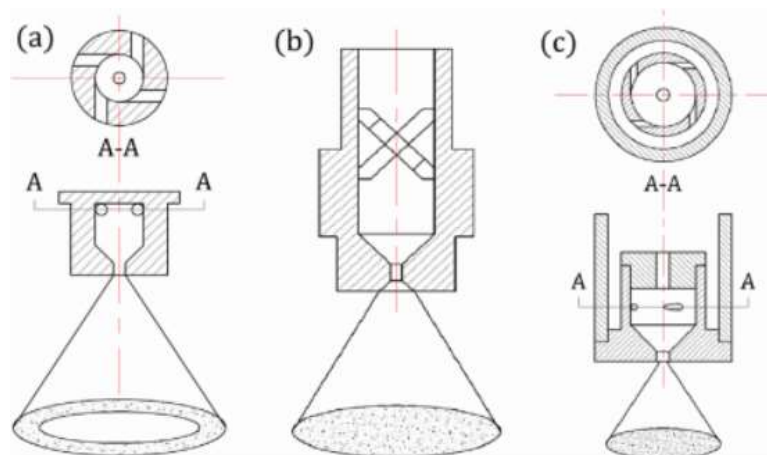
Figura 1.5 - Injetor centrífugo dual.



Fonte: Adaptada de Bazarov *et al.* (2004).

Os injetores jato-centrífugos (Figura 1.6) combinam as características dos injetores a jato e dos injetores centrífugos. Uma parte do líquido escoa como um jato axial e a outra parte como um jato com formato anelar em movimento centrífugo. A mistura do jato em uma seção transversal perpendicular ao eixo do jato pode ser arbitrariamente ajustada de acordo com a necessidade. Portanto, é possível obter também uma distribuição uniforme e uma maior eficiência na transferência de calor e massa entre as gotas e o meio ambiente. Esta característica torna os injetores jato-centrífugos vantajosos em muitas aplicações (BAYVEL; ORZECOWSKI, 1993; PRYWER, 2008; JAIN *et al.*, 2014; LIU *et al.*, 2017).

Figura 1.6 - Esquemas dos três tipos de injetores centrífugos: (a) simples, (b) jato-centrífugo com inserto e (c) jato-centrífugo sem inserto.



Fonte: Adaptada de Liu *et al.* (2017).

Os efeitos viscosos podem predominar sobre os efeitos inerciais no caso da atomização de géis e a reologia pode alterar significativamente as características dos *sprays* gerados por injetores centrífugos.

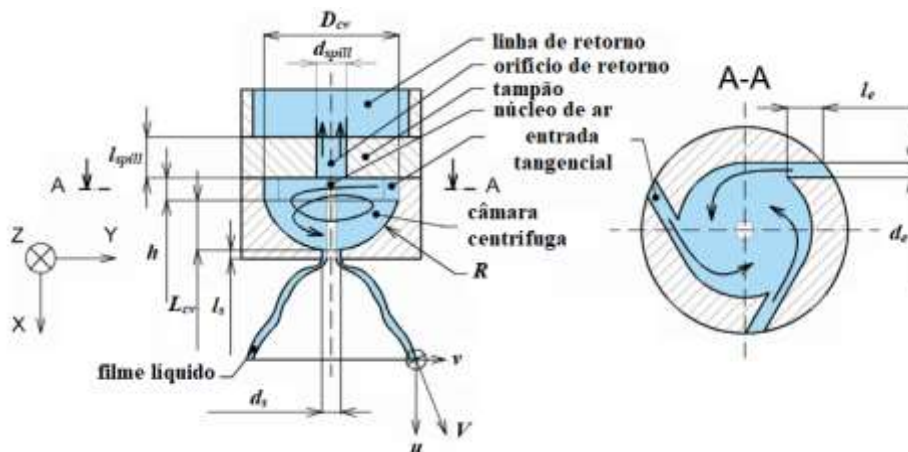
Os injetores jato-centrífugos, devido à presença do jato axial, produzem na saída do orifício de descarga um padrão de *spray* na forma de um cone “sólido” ao invés de um cone oco como nos injetores centrífugos, como visto na Figura 1.6.

Isso permite uma maior vazão de líquido para uma mesma geometria, quando comparado a um injetor centrífugo, e garante a existência de gotas por toda a região do *spray*. Porém, os injetores jato-centrífugos tendem a oferecer uma atomização não uniforme, sendo mais grosseira no centro e mais fina na periferia do *spray* (FISCHER, 2014).

Os injetores centrífugos com “*spill-return*” (Figura 1.7) são basicamente injetores centrífugos simples que apresentam uma passagem adicional de fluxo de retorno na parede traseira da câmara centrífuga e uma válvula para controlar a quantidade de líquido a ser removido da câmara centrífuga e posteriormente realimentado através dos orifícios de entrada tangencial, semelhante a um “*by-pass*”. Essa configuração permite descarregar o líquido na saída do orifício de descarga sempre a alta pressão de injeção de modo a alcançar uma atomização fina ao longo de uma ampla faixa de vazão. Assim, a qualidade da atomização é sempre boa, porque a pressão de injeção é mantida constante em um valor alto, sendo que as reduções na vazão são acomodadas ajustando a válvula na linha de retorno de modo a garantir as condições de operação desejadas (MALY *et al.*, 2018).

Os injetores centrífugos com “*spill-return*” produzem na saída do orifício de descarga um padrão de *spray* na forma de um cone “oco”, semelhante aos injetores centrífugos, mas com algum aumento no ângulo de cone do *spray* conforme o fluxo é reduzido (MALY *et al.*, 2018).

Figura 1.7 - Esquema de um injetor centrífugo com “spill-return”.



Fonte: Adaptada de Maly *et al.* (2018).

Do ponto de vista energético, a atomização é um processo em que a energia potencial do líquido fornecido se converte na energia superficial necessária para formação das gotas. Jedelsky e Jicha (2014) analisaram a conversão de energia de um injetor centrífugo de “spill-return”, e verificaram que 58% da queda de pressão são convertidos em energia cinética pelo movimento de rotação do líquido na câmara centrífuga, sendo que as perdas de energia incluem as perdas hidráulicas e as perdas devido ao atrito. A energia cinética do *spray* próximo à região da saída do injetor é de 32 a 35% da energia de entrada que contém a energia cinética das gotas (21 - 26%) e a energia cinética do ar arrastado (10 - 13%). A eficiência de atomização é definida como a razão entre a energia de superfície e a energia da entrada. A eficiência de atomização diminui com o aumento da queda de pressão uma vez que as perdas viscosas aumentam mais rápido do que a energia de superfície. Comumente, a eficiência de atomização é menor do que 0,3 %. Para um injetor centrífugo, a maior parte da perda de energia ocorre na câmara centrífuga (KANG *et al.*, 2018).

1.2. Revisão bibliográfica

Nesta seção apresenta-se uma revisão de trabalhos recentes sobre a atomização de fluidos não-newtonianos, o emprego de injetores com esses fluidos, e o uso de etanol e peróxido de hidrogênio gelificados como propelentes na área aeroespacial.

Kang *et al.* (2018) apresentaram uma revisão da literatura a respeito dos injetores centrífugos com orifícios de entrada tangenciais usados em motores-foguete a propelentes líquidos. Os autores revisaram a atomização primária e o desempenho do injetor centrífugo, que inclui a formação do filme cônico líquido, as características de quebra do filme e atomização do filme cônico líquido e a resposta desses injetores em termos de atomização sobre as oscilações de pressão na câmara de combustão.

Deng, Feng e Zhuo (2018) analisaram a instabilidade da folha resultante de jatos colidentes para fluidos da Lei das Potências, através de equações de dispersão baseadas em modelo linear simplificado de perturbações antissimétricas e simétricas. Eles compararam os resultados do modelo com dados experimentais de injetores de jatos colidentes, utilizando um gel a base de água e Carbopol® na concentração de 1,5% em massa. Verificaram que perturbações antissimétricas são mais importantes que as perturbações simétricas na instabilidade da folha. O aumento da velocidade dos jatos ou a diminuição da espessura da folha pode acelerar a instabilidade, mas a perturbação da folha é suprimida, promovendo a “consistência” e o “índice de comportamento”. A folha resultante da colisão dos jatos é dividida em quatro modos e suas distribuições são também identificadas. O ângulo do *spray* aumenta, mas o comprimento de quebra e o comprimento de onda dominante diminuem com o aumento da velocidade dos jatos e o ângulo de colisão entre eles. O comprimento de ruptura experimental para jatos colidentes com um ângulo de 75° entre eles concorda relativamente com o valor teórico. Comprimentos de ruptura teóricos são menores do que os experimentais para velocidades menores dos jatos colidentes, mas têm uma tendência

oposta em velocidades maiores dos jatos colidentes quando o ângulo de colisão é 90° . Quanto ao comprimento de onda dominante, a análise linear mostra uma superestimação aceitável em relação ao experimento. Apesar de algumas discrepâncias, a análise linear desenvolvida pelos autores pode ser usada para prever as características da ruptura de folhas de fluidos gelificados.

Brenn and Plohl (2017) apresentaram uma revisão da literatura sobre a formação de gotas e *sprays* de líquidos visco-elásticos pela atomização por pressão de um único fluido, mostrando as limitações dos poucos modelos existentes para a predição do tamanho médio das gotas. Os autores estenderam estudos prévios de Liu e Liu (2006), indicando que jatos líquidos podem se desestabilizar por deformações não-axissimétricas no regime de Rayleigh, sem qualquer influência aerodinâmica. Apresentaram também modelos para o tamanho médios das gotas formadas pela quebra de jatos líquidos visco-elásticos axissimétricos capilares e de folhas planas.

Ertl e Weigand (2017) apresentaram uma investigação da quebra primária de jatos de fluidos pseudoplásticos usando um algoritmo de Simulação Numérica Direta (SND) com o método de volumes finitos para rastreamento da fase líquida e cálculos de interface linear por partes para reconstrução precisa da interface para simular o escoamento em superfície livre usando a equação constitutiva de Carreau-Yasuda para a viscosidade do fluido. Os autores utilizaram o perfil de velocidade de entrada, bem como as propriedades pseudoplásticas como parâmetros variáveis para diferentes simulações. Eles quantificaram a quebra da superfície do fluido e mostraram a influência de diferentes velocidades de entrada e viscosidades sobre a quebra do jato de fluido pseudoplástico. A investigação foi refinada pela análise de quantidades que definem a deformação da superfície do jato. Um novo método de visualização é usado para rastrear o desenvolvimento temporal da massa de fluido do jato. Com esse método de análise, os autores criaram uma base para comparar quantitativamente diferentes parâmetros de desestabilização e estimar os tamanhos das gotas resultantes da quebra do jato. A

combinação dessas análises ajudou a fornecer um melhor entendimento da pseudoplasticidade no processo de quebra do jato e na predição dos tamanhos das gotas. Assim, essa abordagem possibilitou uma caracterização sistemática e quantitativa da pseudoplasticidade no processo de ruptura do jato fornecendo uma visão em detalhes que não são acessíveis experimentalmente.

Negri e Ciezki (2017) investigaram a influência da elasticidade sobre a atomização de fluidos visco-elásticos em um injetor a jatos colidentes. Eles realizam testes com vários fluidos elásticos com viscosidade de cisalhamento constante (fluidos de Boger) com o objetivo de estudar a morfologia da quebra da folha de fluido e do anel. Os autores construíram diagramas de Regime mostrando a influência dos números de Weber e Elasticidade na morfologia. Um mecanismo físico foi proposto para explicar como a folha visco-elástica de fluido formada por um injetor a jatos colidentes quebra formando ligamentos. Os autores correlacionaram a formação de tais estruturas com a evolução dos ligamentos transversais formados a partir da desintegração da folha.

Blackwell *et al.* (2017) em seus trabalhos anteriores (BLACKWELL *et al.*, 2015; BLACKWELL; EWOLDT, 2016), utilizaram imagens de alta velocidade para estudar experimentalmente o impacto das gotas de fluidos visco-elásticos em superfícies horizontais pré-revestidas, com foco no efeito de diferentes tamanhos das gotas, na velocidade de impacto, na espessura do pré-revestimento e nas propriedades reológicas do material. Os impactos foram categorizados e um único parâmetro adimensional foi introduzido para reduzir o comportamento de quatro parâmetros em um, a razão entre as forças inerciais e dissipativas com proporções geométricas apropriadas. No trabalho mais recente, eles estudaram mais profundamente o conjunto de dados experimentais, indo além da categorização para examinar medidas quantitativas desses impactos. A duração dos impactos, a altura do salto, o espalhamento radial máximo e o diâmetro final da cratera são apresentados como uma função de um único parâmetro adimensional que expressa a razão da força inercial pelas forças dissipativas, que contabilizam a geometria da

gota impactante. A razão entre as forças inerciais e dissipativas reduz a descrição desses parâmetros quantitativos e as observações da lei da escala são relatadas pelos autores.

Kim *et al.* (2017) desenvolveram um estudo experimental para investigar o efeito de partículas de alumínio sobre as características dos sprays de uma lama a base de gel de querosene e Tixotrol ST® contendo 92,5% e 7,5% em massa, respectivamente. As propriedades reológicas, vazão mássica e coeficiente de descarga dessa composição de lama foram medidas e as influências do conteúdo e diâmetro médio dessas partículas nas características dos sprays dessa lama de querosene foram explicadas. Eles verificaram que o aumento da viscosidade da lama é proporcional ao conteúdo e diâmetro médio das partículas e o comportamento do escoamento é sensível a essas mudanças. Quando a viscosidade aumenta por causa das partículas, a vazão mássica e o coeficiente de descarga aumentam devido ao aumento da espessura do filme na saída do injetor. O querosene em gel ou lama forma um filme devido ao movimento centrífugo dentro do injetor. A formação dos sprays é resultante de um processo de rompimento ou quebra do fluido por meio de um mecanismo aerodinâmico, que forma ligamentos semelhantes a uma teia, e que não aparece no querosene líquido devido à sua menor viscosidade. Quando a pressão de injeção é aumentada, a frequência de pulsação gerada no filme aumenta e os ligamentos na forma de teias tendem a se tornarem mais densos. Quando o conteúdo de partículas diminui, o mesmo fenômeno ocorre. Quando o conteúdo de partículas aumenta, o comprimento de quebra do filme tende a aumentar junto com o aumento da espessura do filme líquido. No entanto, o mecanismo de quebra muda dependendo da espessura do filme líquido quando o diâmetro médio das partículas muda. O ângulo de cone do spray é inversamente relacionado à mudança de viscosidade devido às partículas.

Connell *et al.* (2017) realizaram experimentos usando injetores a jato colidentes em diferentes configurações, rearranjos ou agrupamentos (“*dubleto*”, “*tripleto*” e “*quintupleto*”) para medir o atraso de ignição de peróxido de hidrogênio (H₂O₂) concentrado a 86% com gel de querosene

(n-dodecano) e sílica pirogênica (SiO_2) contendo partículas reativas boro-hidreto de sódio (NaBH_4). A adição de 6% em massa de partículas de boro-hidreto de sódio no gel produz um par propelente hipergólico com peróxido de hidrogênio concentrado a 86%. Os autores investigam as variações nas propriedades químicas do combustível em gel como o tamanho das partículas de boro-hidreto de sódio e características dos jatos colidentes como a razão de mistura dos propelentes, velocidade de colisão, razão de velocidades, momento e fluxo de momento entre os jatos para determinar seus efeitos sobre o atraso de ignição do par propelente. Os resultados mostram que o tamanho das partículas e a razão entre as velocidades do combustível e o oxidante influenciam o atraso de ignição. A utilização de configurações ou rearranjos mais complexos de agrupamentos de injetores a jato colidentes são desnecessárias para atingir menores tempos de ignição para essa combinação de propelentes e o escoamento de reagentes pode ser variado para otimizar o desempenho sem afetar adversamente o atraso de ignição.

Padwal e Mishra (2016) examinaram as interações entre as condições de processamento, reologia e desempenho da atomização do propelente Jet A1 gelificado com 7,5% e 9% em massa de Tixotrol ST®, que é um óleo derivado da mamona. O conhecimento da reologia do propelente permite um controle do escoamento através do sistema hidráulico e determinação do tamanho das gotas nos *sprays*. As medições reológicas revelaram um gel com alto cisalhamento, mas visco-elástico, o que facilita o projeto de um injetor para induzir taxas de cisalhamento muito altas em um curto espaço de tempo pela imposição de micro jatos de ar ao escoamento. O injetor pode conseguir uma quebra instantânea do gel a pressões de injeção baixas a moderadas. Foram obtidas curvas complementares da taxa de cisalhamento pela viscosidade aparente antes da atomização para estabelecer uma relação entre o tamanho de gotas sobre a vazão mássica de gel e a viscosidade. Os autores mostraram que altas concentrações de agente gelificante e temperatura de processamento

levam à expressão dominante da elasticidade nos géis resultantes e ao concomitante aumento no tamanho das gotas.

Aggarwal *et al.* (2015) fizeram uma revisão da literatura sobre os propelentes gelificados incluindo os aspectos físicos, classificação, atomização, características de combustão, preparação, agentes gelificantes, vantagens em relação aos propelentes sólidos e líquidos, propelentes verdes gelificados e suas aplicações para uso futuro em foguetes e mísseis.

Ramasubramanian, Notaro e Lee (2015) investigaram o mecanismo de atomização de propelentes gelificados em injetores a jato colidentes e verificaram que o campo de escoamento é significativamente diferente dos obtidos por propelentes líquidos convencionais. O estudo explorou o efeito das propriedades dos fluidos tais como a viscosidade e a tensão superficial no comprimento de quebra da folha resultante da colisão dos jatos com uma ênfase especial sobre o efeito da pressão ambiente. Os fluidos de teste usados foram um gel de etanol hidratado 75% v/v com a adição de 0,1% em massa de Carbopol® (Carbopol 981 A da Corporação Lubrizol), somente água e uma mistura de etanol e água em uma razão volumétrica de 3:1, respectivamente. As características relativas aos *sprays* tais como a formação da folha e o comprimento de quebra da folha são determinados experimentalmente usando fotografia Schlieren. Os vários regimes de quebra de folhas foram identificados para o gel e líquidos convencionais sobre uma ampla faixa de condições de escoamento. Os autores concluíram que para ambos os tipos de fluidos, o comprimento de quebra das folhas diminui com o aumento da pressão ambiente.

Yang, Qingfei e Minglong (2015) examinaram uma forma de melhorar a qualidade da atomização de géis adicionando uma câmara nos injetores a jatos colidentes, semelhantes ao ressonador de Helmholtz, para introduzir perturbações no fluido. A formação de *sprays* de géis com esses injetores foi examinada experimentalmente. Uma câmara de alta velocidade foi usada para gravar informações detalhadas do processo de quebra da

folha de fluido. A instalação de uma câmara ressonadora no injetor a jatos colidentes sempre tende a diminuir o comprimento de quebra da folha de fluido, mas raramente influencia a vazão mássica de propelente no injetor. O fluido de teste foi uma solução aquosa de polissacarídeo com uma concentração em massa de 2 % formando um gel. Os autores concluíram que comprimento de quebra da folha de fluido é mínimo quando a razão entre os diâmetros da câmara de Helmholtz e o orifício de descarga é igual a 4. Para obter um comprimento de quebra mais curto, a razão entre os diâmetros do orifício de entrada da câmara e o orifício de descarga pode ser próximo de 1, mas não igual a 1, pois assim a vazão mássica é diminuída quando está razão é igual a 1 para uma dada pressão de injeção. O efeito da razão entre o comprimento e o diâmetro da câmara é mínimo sobre o comprimento de quebra. Embora o comprimento de quebra seja mínimo, quando a razão entre o comprimento e o diâmetro da câmara é entre 1 e 1,5, a vazão mássica também é reduzida para uma dada pressão.

Rodrigues e Sojka (2014) utilizaram anemometria Doppler para medir e comparar experimentalmente o tamanho e a velocidade das gotas de dois géis. Os fluidos de teste foram duas soluções aquosas de Agar e Kappa Carragena, respectivamente, ambas com uma concentração em massa de 1%. Um estudo paramétrico foi conduzido para observar a influência da geometria sobre as características das gotas. Um injetor de jatos colidentes foi utilizado variando o ângulo de colisão entre os dois jatos, a distância de colisão entre os dois jatos livres, a razão entre comprimento e o diâmetro (L/D) dos injetores. Os autores não observaram fortes correlações entre as características das gotas e o ângulo de colisão ou distância de colisão entre os dois jatos livres. Aumentando a razão (L/D) foi observada a formação de diâmetros de gotas maiores.

Fu *et al.* (2014) apresentam os resultados de um estudo experimental sobre as características dos *sprays* de géis produzidos por um injetor a jatos colidentes sob diferentes temperaturas do fluido. O fluido de teste utilizado nos experimentos foi uma solução aquosa de polissacarídeo com uma concentração em massa de 2% formando um gel. As características

reológicas do propelente gelificado sob diferentes temperaturas foram determinadas. Uma câmara de alta velocidade foi usada para gravar informações detalhadas sobre o processo de quebra da folha de fluido e o desenvolvimento do *spray*. Os autores encontraram que o coeficiente de consistência diminui e o índice de escoamento aumentam com o aumento da temperatura. As características do escoamento e padrões dos *sprays* formado por injetores com orifícios cônicos ou retos foram testados, respectivamente. Eles verificaram que a injeção de fluido através dos injetores com orifícios cônicos diminui a viscosidade do fluido, aumenta a vazão mássica e as folhas de fluido tornam-se mais instáveis nesses injetores. A influência da temperatura do líquido sobre a vazão mássica para ambos os injetores foi pequena. As fotos dos *sprays* mostram que a folha de fluido é mais instável e mais fácil de quebrar em temperaturas mais altas para ambos os injetores. Geralmente, o comprimento de quebra da folha de líquido diminui e o comprimento de onda das perturbações aumentam com o aumento da temperatura.

Fu *et al.* (2013) apresentaram os resultados de um estudo experimental sobre as características de quebra das folhas de fluidos formadas por injetores a jato colidentes com diferentes geometrias no orifício de descarga usando um gel. As diferentes geometrias do orifício de descarga foram: arredondada, elíptica e retangular. A formação do *spray* de propelente gelificado por injetores jato colidentes foi estudada utilizando uma solução aquosa de goma xantana com uma concentração em massa de 1% formando um gel. Os experimentos foram desenvolvidos com o objetivo de testar o efeito das diferentes formas do orifício de descarga sobre as características do *spray*. Os resultados experimentais mostraram que sob certas condições de área de seção transversal idênticas, as formas da folha de fluido formada pelos foram diferentes. Foi observado que as vazões mássicas, para uma dada pressão de injeção, em orifícios de descarga com forma retangular ou elíptica são maiores do que aquelas obtidas em orifícios circulares com área de seção transversal equivalente. A vazão mássica dos orifícios retangulares torna-se maior à medida que a proporção entre os lados aumenta. Embora os jatos elípticos tenham

maior instabilidade do que jatos circulares, o comprimento de quebra das folhas dos injetores com orifícios elípticos não é sempre menor do que os injetores com orifícios circulares. Geralmente, o comprimento de quebra do injetor a jatos colidentes com orifícios retangulares aumenta com relação ao aspecto.

Yang *et al.* (2012) avaliaram experimentalmente a formação de sprays de géis por injetores centrífugos de diferentes configurações para testar o efeito da geometria do injetor sobre as características dos sprays. O fluido de teste utilizado nos experimentos foi uma solução aquosa de polissacarídeo com uma concentração em massa de 2% formando um gel. Uma câmara de alta velocidade foi usada para gravar informações detalhadas sobre o processo de quebra da folha de fluido e o desenvolvimento do spray. Os padrões dos *sprays* de fluidos gelificados foram qualitativamente diferentes daqueles a partir da água líquida e podem ser divididos em quatro diferentes formas ou aparências intermediárias sendo a última a formação do padrão completamente desenvolvido. Os autores verificaram que aumentando o parâmetro geométrico característico do injetor centrífugo tende a aumentar o comprimento de quebra da folha cônica de fluido, diminuir o coeficiente de descarga. No caso de injetores com parâmetros geométricos característicos muito próximos, outros parâmetros relativos ao escoamento e as propriedades dos fluidos apresentam maior influência sobre as características do escoamento. O ângulo de cone dos *sprays* geralmente aumenta quando o parâmetro geométrico característico do injetor centrífugo também aumenta. No entanto, os autores afirmam que foi difícil medir precisamente o ângulo de cone dos sprays devido às pulsações que ocorrem em determinadas condições ou regimes de operação do injetor centrífugo. A frequência de pulsação aumenta quando a queda de pressão aumenta e diminui quando o parâmetro geométrico característico dos injetores aumenta. Em fluidos newtonianos, o aumento do parâmetro geométrico característico do injetor apresenta um comportamento contrário aos fluidos não newtonianos em relação ao comprimento de quebra da folha.

Yang *et al.* (2011) investigaram uma forma de melhorar a qualidade da atomização de géis adicionando uma lâmina de aço mola na câmara centrífuga dos injetores centrífugos para introduzir perturbações no fluido. A formação de sprays de géis foi examinada experimentalmente com injetores de diferentes configurações e molas para testar o efeito da geometria do injetor e das molas sobre as características dos sprays. O fluido de teste utilizado nos experimentos foi uma solução aquosa de polissacarídeo com uma concentração em massa de 2% formando um gel. As características reológicas do gel foram determinadas. Uma câmara de alta velocidade foi usada para gravar informações detalhadas sobre o processo de quebra da folha de fluido e o desenvolvimento do spray. Os padrões dos *sprays* de fluidos gelificados foram qualitativamente diferentes daqueles a partir da água líquida e podem ser divididos em quatro diferentes formas ou aparências intermediárias sendo a última a formação do padrão completamente desenvolvido. Um parâmetro de frequência adimensional foi definido como o produto do parâmetro geométrico característico do injetor centrífugo e o número de Strouhal. Esse parâmetro para ambos injetores se reduz a uma constante sob diferentes números de Reynolds. A adição de uma mola na câmara centrífuga do injetor tende a diminuir o ângulo de cone da folha cônica e aumentar o coeficiente de descarga e a vazão mássica do injetor centrífugo. O comprimento de quebra da folha de fluido utilizando injetores centrífugos com mola foi maior do que dos injetores centrífugos sem mola para mesma faixa de queda de pressão. O diâmetro médio das gotas de água líquida utilizando injetores centrífugos com mola foi maior do que dos injetores centrífugos sem mola.

Baek *et al.* (2011) investigaram o comportamento da atomização e dos *sprays* de géis de água com 0,35% em massa de Carbopol (Carbopol C934) com ou sem a adição de 15% em massa de nanopartículas de 100 nm de diâmetro (SUS304 da Nano Technology Inc., Korea) usando um sistema com dois injetores a jatos colidentes com diâmetro do orifício de descarga de 0,7 mm cada e ângulo de colisão 2θ de 90° entre eles e compararam o desempenho em relação a água líquida. Os padrões dos

sprays de fluidos gelificados foram qualitativamente diferentes daqueles a partir da água líquida e podem ser divididos em quatro diferentes formas ou aparências intermediárias sendo a última a formação do padrão completamente desenvolvido. Os tamanhos das folhas de ambos os fluidos aumentaram com o aumento na velocidade do jato, exceto para o gel contendo partículas que não houve mudança. A razão entre o comprimento e a largura das folhas (L/D) foi constante em 2,1 para água e 1,7 para os dois géis. Devido a alta viscosidade aparente dos géis, a amplificação das ondas senoidais foi mitigada e o ângulo de abertura dos *sprays* foram menores quando comparados com água. O comprimento de quebra das folhas dos géis foi maior do que com água. No entanto, o comprimento de quebra do gel com nanopartículas foi notavelmente menor do que o gel puro devido ao aumento da energia de impacto pelas partículas, bem como a diminuição da força do gel pela adição de nanopartículas. O diâmetro médio de Sauter (SMD) diminuiu com o aumento da velocidade do jato e convergiu a um valor assintótico. O SMD convergiu a um valor assintótico de cerca de 100 μm para água enquanto que para os géis foi de 75 - 77 μm . A elasticidade dos géis aparenta reduzir o tamanho da gota assintótica.

Yoon *et al.* (2011) desenvolveram estudos computacionais e experimentais para investigar as características do escoamento de propelentes gelificados em injetores a jato do tipo orifício simples e cônico. Géis de parafina com Tixotrol ST® ou água com hidroxipropil celulose (HPC) foram usados como fluidos de teste e modelados como fluidos pseudoplásticos. Os escoamentos foram caracterizados em termos do coeficiente de descarga, perfis de velocidade e viscosidade na saída para várias geometrias de injetores. Os fatores do estudo paramétrico incluíram o ângulo de convergência do injetor a jato de orifício cônico, a razão entre comprimento e diâmetro do orifício de descarga (L/D) e o comprimento do chanfro do injetor a jato de orifício simples. De acordo com o estudo paramétrico, a resistência hidráulica aumenta com o aumento do ângulo de convergência do injetor a jato de orifício cônico ou com o aumento da razão L/D em um injetor a jato de orifício simples. Os

autores encontraram que o coeficiente de descarga e a viscosidade na saída do injetor são reduzidas sob estas condições. O efeito do comprimento do chanfro sobre o escoamento do fluido em regime estacionário no injetor é desprezível no injetor a jato de orifício simples.

Fakhri, Lee e Yetter (2010) caracterizaram experimentalmente o processo de atomização próximo e longe da colisão de dois injetores a jato usando água gelificada com 0,5% em massa de Carbopol (Carbopol 981A, Lubrizol) e apenas água destilada como fluidos. A principal ênfase do estudo foi o efeito da geometria dos injetores, tais como a forma do orifício de entrada e a razão entre o comprimento e o diâmetro do orifício de descarga (L/D), sobre a dinâmica na superfície do jato e o processo de quebra antes e após a colisão dos fluidos. Jatos de água gelificada (não-newtoniano), devido a viscosidade aparente elevada, apresentam menos distúrbios na superfície dos jatos do que para água líquida (newtoniano). Como resultado, para uma dada vazão, a folha formada pelos jatos colidentes é muito mais estável, e o correspondente comprimento de quebra é muito maior para água gelificada do que apenas água. A razão L/D dos injetores tem um significativo efeito sobre as características dos jatos para ambos os fluidos do que a forma do orifício de entrada. Injetores mais compridos ($L/D = 20$) formam jatos mais estáveis e atrasa o rompimento das folhas, levando a um maior tempo para o rompimento do que aquele obtido em injetores mais curtos ($L/D = 5$). Para números de Reynolds semelhantes e, portanto, vazões respectivas muito maiores, o tamanho de gotas para água gelificada é muito maior do que para água líquida. Além disso, os jatos colidentes usando água gelificada produzem *sprays* com maiores distribuições espaciais e intervalos mais amplos de tamanho de gotas do que com água líquida.

Yoon *et al.* (2010) realizaram simulações usando as equações de Navier-Stokes axissimétricas para estudar as características médias e instáveis do escoamento de propelentes gelificados em injetores de orifício simples. Uma variedade de geometrias de orifício fora estudada e a reologia de um gel pseudoplástico foi considerada. Coeficientes de descarga e

comportamento transiente foram caracterizados para várias condições de escoamento e geometrias do orifício.

Yoon *et al.* (2009) realizaram simulações paramétricas axissimétricas para avaliar o campo de escoamento global e o coeficiente de descarga dos fluidos gelificados da Lei das Potências dentro de injetores de orifício simples. Foram avaliadas as características do escoamento para várias razões entre comprimento e diâmetro (L/D) do injetor, arredondamento do orifício de entrada e tamanho/profundidade do chanfro. Além disso, cálculos transientes para a configuração básica foram implementados como um passo inicial para entender a dinâmica do injetor para o escoamento de propelentes gelificados. Como resultado, casos utilizando números de Reynolds generalizados menores do que 1000 geraram instabilidades laminares levando a um comportamento periódico muito semelhantes ao de líquidos newtonianos com números de Reynolds igual a 10000. Essa oscilação auto induzida é caracterizada por sua frequência natural e amplitude pulsativa do fluxo de massa para os resultados instáveis limitados e conduzidos até então.

Mandal *et al.* (2008) apresentaram uma análise computacional do escoamento em regime estacionário de fluidos newtonianos e não newtonianos em injetores centrífugos usando o método de volumes finitos. O escoamento de fluidos pseudoplásticos ($0,4 < n < 1$), newtonianos ($n = 1$) e dilatantes ($1 < n < 1,2$) foram considerados. O efeito do índice do escoamento e da geometria do injetor sobre o escoamento e desempenho do injetor centrífugo foram investigados. Foram considerados o parâmetro geométrico característico (K), a razão entre o diâmetro da câmara centrífuga e o orifício de descarga (D/d) e a razão entre o comprimento e o diâmetro do orifício de descarga (l/d) dos injetores centrífugos. A espessura do filme adimensional na saída, o ângulo de cone dos *sprays* e o coeficiente de descarga para diferentes valores do índice do escoamento, bem como aqueles com relacionados a variação da geometria são relatados. A queda de pressão através do injetor foi mantida constante em todas as simulações. Uma mudança no índice do escoamento altera significativamente o campo de escoamento

na câmara centrífuga do injetor. Para uma dada geometria do injetor, os fluidos pseudoplásticos tendem a produzir folhas de fluido mais finas, maiores ângulos de cone dos *sprays* e menores coeficientes de descarga comparado aos fluidos dilatantes. Mudanças na geometria do injetor tem um impacto significativo sobre o escoamento para todos os valores de índices de escoamento. O ângulo de cone dos *sprays* diminui e o coeficiente de descarga e espessura do filme aumentam com o aumento do parâmetro geométrico característico do injetor. Aumentando a razão D/d , a espessura do filme adimensional na saída aumenta enquanto a espessura do filme dimensional diminui monotonamente. O coeficiente de descarga aumenta e o ângulo de cone dos *sprays* diminuem com o aumento da razão D/d . O coeficiente de descarga, o ângulo de cone dos *sprays* e espessura do filme diminuem como o aumento da razão l/d . Uma observação importante é que as variações da espessura do filme, ângulo de cone dos *sprays* e coeficiente de descarga com uma mudança na geometria do injetor são semelhantes para diferentes valores do índice de escoamento, embora os valores numéricos dependam do índice do escoamento. Isso tem implicações importantes para o projeto de injetores e aplicações industriais, já que a maioria dos injetores são projetados e caracterizados para fluidos newtonianos.

Madlener *et al.* (2008) apresentaram uma visão geral sobre as várias propriedades dos propelentes gelificados que foram investigados em configurações experimentais básicas e/ou analiticamente. Foram incluídas as propriedades reológicas dos combustíveis gelificados selecionados em relação à tensão de cisalhamento, o comportamento do escoamento em tubos, características dos *sprays* em relação à injetores de jatos colidentes e características de combustão com um único injetor em uma câmara pressurizada.

Thompson e Rothstein (2007) relataram observações experimentais da cinemática e estabilidade do escoamento de folhas finas de fluidos produzidas por uma série de injetores centrífugos (cone oco) e injetores de cone plano disponíveis comercialmente para uma série de soluções de micelas visco elásticas contendo entre 10 e 25 mM de brometo de

cetiltrimetilamônio (CTAB) e molaridades iguais de salicilato de sódio (NaSal) em água destilada e deionizada. Quando a vazão através do injetor é aumentada, as folhas do fluido visco elástico crescem mais e eventualmente tornam-se instáveis e então atomizam-se em gotas. Para os filmes líquidos produzidos pelos injetores de cone plano, verificou-se que as bordas dos filmes líquidos desestabilizam primeiro. Verificou-se ainda que a adição de viscoelasticidade estabiliza as bordas dos filmes de fluido enquanto simultaneamente desestabiliza os filmes internamente. Os autores encontraram uma série de novas estruturas de escoamento compostas por filamentos altamente interconectados gerados pelos crescimentos de vários furos internos que se desenvolvem no interior do filme de fluido. Verificou-se que o aumento da viscoelasticidade do fluido de teste estabilizou os filmes finos produzidos por ambos os injetores, alterando assim a quebra dos filmes para vazões maiores. No entanto, além da vazão crítica para a quebra do filme, verificou-se que o aumento na elasticidade do fluido altera a dinâmica de atomização das folhas visco elásticas, aumentando o número e taxa de crescimento dos furos no filme, reduzindo simultaneamente o tempo de iniciação da quebra do filme de fluido.

Kampen *et al.* (2007) investigaram a influência do conteúdo de partículas de alumínio em combustíveis baseados em Jet A-1 gelificado com Tixotrol ST® sobre as características dos sprays e combustão, bem como as propriedades reológicas. O Tixotrol ST® é um agente gelificante orgânico, um óleo derivado da mamona, e foi usado junto com 5-metil-2-hexanona (Miak) para a mistura veículo/solvente usada no processo de formação do gel. Foram encontrados que a viscosidade aparente diminui com o aumento da taxa de cisalhamento e que a viscosidade aparente aumenta com o teor de alumínio. Além disso, um limite de elasticidade aparente distinto ocorre para todos os géis metalizados investigados. O comportamento da atomização dos géis com um injetor a jatos colidentes sob diferentes condições ambientes relativos as pressões e temperaturas

Kampen *et al.* (2006) investigaram o comportamento da atomização de líquidos newtonianos e fluidos gelificados não-newtonianos que

apresentam um comportamento pseudoplástico com um injetor a jatos colidentes usando a técnica Schlieren. O comportamento de ambos os líquidos newtonianos e os géis não-newtonianos foram apresentados e comparados. Os experimentos com líquidos newtonianos de diferentes números de Ohnesorge foram conduzidos em uma ampla faixa de números de Reynolds e Weber ($60 < Re < 30.000$ e $100 < We < 300.000$). Os diferentes modos de quebra observados foram apresentados em um diagrama de regime com os números de Reynolds e Weber como parâmetros. Os autores forneceram uma visão geral sobre o estado da arte das investigações e uma primeira tentativa foi apresentada para correlacionar líquidos newtonianos e gelificados em um diagrama de Regime.

A atomização de propelentes gelificados é significativamente diferente da atomização de líquidos newtonianos e muito pouco é conhecido sobre a influência das propriedades reológicas, geometrias do injetor e condições operacionais sobre os padrões de *sprays* desses fluidos. Embora muitas outras investigações tenham sido desenvolvidas anteriormente para estudar as características dos *sprays* e o mecanismo de atomização de fluidos não newtonianos (NEGRI; CIEZKI; 2010, 2012, 2013; LEE; KOO, 2010; LI *et al.*, 2009; MADLENER; CIEZKI, 2009; CHERNOV; NATAN, 2008; ALISEDA *et al.*, 2008; PARK; HARRISON, 2008; BUSH; HASHA, 2004; LIU *et al.*, 1998; MUN *et al.*, 1998; RAHIMI; NATAN, 1997; MANSOUR; CHIGIER, 1995; CHOJNACKI; FEIKEMA, 1995, 1997; STARKOVICH; PALASZEWSKI, 1993; GREEN; RAPP; RONCACE, 1991), ainda são necessários estudos mais aprofundados sobre as características do escoamento interno e da atomização de propelentes gelificados em injetores centrífugos e jato-centrífugos.

A busca por propelentes de baixo impacto ambiental tem motivado diversas pesquisas recentes para identificar e caracterizar tais substâncias químicas, uma vez que os sistemas propulsivos de foguetes, em geral, empregam combinações de propelentes muito tóxicos e não ecologicamente corretos.

Os pares propelentes hipergólicos ou misturas reativas de combustível e oxidante que liberam energia suficiente, quando em contato, para causar autoignição são ideais para aplicações em propulsão, pois não necessitam de um mecanismo de ignição e assim simplificam toda a engenharia envolvida no sistema. Pesquisas recentes buscam o desenvolvimento de novas formulações de bipropelentes com toxicidade reduzida e que proporcionem ignição hipergólica e desempenho equivalente ou superior aos propelentes convencionais como hidrazina (N_2H_4), monometil hidrazina (MMH - $CH_3N_2H_3$) ou dimetil hidrazina assimétrica (UDMH - $C_2H_8N_2H_2$) com tetróxido de nitrogênio (NTO - N_2O_4) (CONNELL *et al.*, 2017).

O peróxido de hidrogênio (H_2O_2) é um propelente que apresenta vantagens para emprego como monopropelente ou como oxidante em aplicações aeroespaciais, pois sua decomposição produz água e oxigênio gasosos e assim os produtos resultantes podem entrar em combustão com um combustível adicional ao sistema para atingir as condições de desempenho propulsivo desejadas. De maneira semelhante aos demais monopropelentes existentes (nitrometano, óxido nitroso, óxido de etileno, etc.) que apresentam energia suficiente para a automanutenção da ignição, deve-se tomar cuidado durante o armazenamento e uso do peróxido de hidrogênio, pois a presença de contaminantes ou o uso de materiais incompatíveis podem acelerar sua decomposição. No entanto, o peróxido de hidrogênio apresenta uma pressão de vapor menor do que a água, minimizando os perigos de inalação dessa substância química, além dos produtos da decomposição serem completamente benignos ao meio ambiente (CONNELL *et al.*, 2017).

O etanol líquido foi selecionado neste trabalho com base em sua característica de baixo impacto ambiental, baixo custo, disponibilidade e em suas aplicações anteriores como combustível de foguete, por exemplo, nos foguetes V-2, Júpiter C, Redstone, Nexo II, dentre outros (NASEEM *et al.*, 2017).

O etanol e o peróxido de hidrogênio são considerados propelentes limpos (*green propellants*) e são investigados em vários centros de pesquisa e universidades (WERNIMONT, 2006; VÁSQUEZ, 2011; MAIA, 2012; MATOS, 2013; FISCHER, 2014; GOUVÊA, 2007, 2016) devido, entre outros fatores, ao baixo impacto ambiental da combustão, baixa toxicidade, facilidade de manuseio e armazenamento, baixo custo e boa disponibilidade no mercado. O etanol e o peróxido de hidrogênio não são hipergólicos e, por isso, necessitam de um sistema ou processo de ignição adequado, por exemplo, chamas auxiliares, aditivos, catalisadores, descarregadores ou aquecedores.

Nas pesquisas para novas formulações de pares propelentes hipergólicos, pesquisadores expandiram suas investigações de misturas potencialmente hipergólicas a partir de combinações de reagentes que são inerentemente hipergólicos para formulações tornadas hipergólicas “artificialmente” através da dissolução, mistura ou suspensão de materiais catalíticos dentro de um dos reagentes (CONNELL *et al.*, 2014, 2015; GAO; SHREEVE, 2012; MAHALAKI *et al.*, 2011; DENNIS, POURPOINT; SON, 2011; NATAN, PERTEGHELLA; SOLOMON, 2011; KULKARNI *et al.*, 2009; HALLIT; BAUERLE, 2005; DIEDE, 2004; CONG *et al.*, 2004; MELOF; GRUBELICH, 2001; FROLIK *et al.*, 2000; SAYLES, 1982). Deste modo, as formulações de propelentes de interesse que não apresentam comportamento hipergólico ou que tenham períodos de indução longos podem ter hipergolicidade transmitida por eles.

Natan, Perteghella e Solomon (2011) investigam se a suspensão de partículas reativas ou catalíticas no querosene gelificado também seria eficaz para tornar-se uma mistura de combustível e oxidante hipergólica. Os resultados indicam que o gel de querosene contendo 7 % em massa de borohidreto de sódio (NaBH_4) reagiu hipergolicamente com peróxido de hidrogênio concentrado a 92 % e o atraso de ignição medido foi da ordem de 8 ms.

Estudos mais recentes continuam a investigação anterior usando combustíveis mais puros do que o querosene, como dodecano e heptano

gelificados com sílica pirogênica (SiO_2), contendo cargas variadas de partículas reativas de borohidreto de sódio em suspensão (CONNELL *et al.*, 2014, 2015, 2017).

Os propelentes gelificados encontram-se em um estágio inicial de aplicação, já que muitos estudos estão sendo conduzidos para verificar sua viabilidade para aplicações em sistemas propulsivos aeroespaciais. Jyoti e Baek (2014, 2015 e 2016) estudaram o uso de etanol em gel produzido através da adição de hidroxipropil celulose (HPC), um agente gelificante orgânico derivado da celulose. A introdução de um catalisador dissolvido ou suspenso no etanol em gel promove uma mistura hipergólica com peróxido de hidrogênio, quando em contato, o que torna interessante para sistemas propulsivos de foguetes.

Naseem *et al.* (2017) realizaram experimentos para estudar a hipergolicidade e o atraso de ignição do par propelente etanol gelificado e peróxido de hidrogênio concentrado a 90% em sistemas propulsivos a bipropelentes líquidos. Os dados de hipergolicidade e atraso de ignição são muito importantes para avaliar o desempenho de sistemas propulsivos. Os autores observaram que o etanol gelificado e cataliticamente promovido com a adição de cloreto de cobre II dihidratado ($\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) ou acetilacetato de manganês II ($\text{C}_{10}\text{H}_{14}\text{MnO}_4$) forma um par hipergólico com peróxido de hidrogênio concentrado a 90%. Os experimentos foram conduzidos utilizando duas amostras de oxidante em volumes separados, $14\mu\text{L}$ e $50\mu\text{L}$, sendo então realizados os testes da única gota e de múltiplas gotas, respectivamente, em uma amostra de combustível em gel com 1% em massa de catalisador. O atraso de ignição observado nos testes ficou entre 10ms e 50ms, comparável a atrasos de ignição de sistemas propulsivos bipropelentes líquidos hipergólicos convencionais, como hidrazina (N_2H_4) e tetróxido de nitrogênio (N_2O_4). Os resultados obtidos nos testes indicam que esse par hipergólico atinge um perfil de temperatura muito alto na faixa de $1000\text{ }^\circ\text{C}$ até $1400\text{ }^\circ\text{C}$ para um percentual de combustível muito pequeno. Também foi observado que a estrutura tridimensional ou rede do gel aprisiona os

gases quentes oriundos da combustão e interfere na chama, sendo essa uma razão plausível para o maior atraso de ignição registrado.

1.3. Objetivos

1.3.1. Objetivo geral

O objetivo desse trabalho é investigar, teoricamente e experimentalmente, a atomização de etanol gelificado por meio de injetores centrífugos duais e jato-centrífugos duais, com base nos parâmetros geométricos dos injetores, pressões de operação e propriedades reológicas dos géis, visando aplicações em propulsão de foguetes.

1.3.2. Objetivos específicos

- a) Propor um modelo teórico generalizado para o coeficiente de atrito de fluidos newtonianos e não newtonianos em injetores centrífugos e jato-centrífugos.
- b) Projetar e fabricar protótipos de injetores centrífugos duais e de um injetor jato-centrífugo dual, empregando-se etanol gelificado e peróxido de hidrogênio como propelentes.
- c) Avaliar os *sprays* gerados pelos injetores através de técnicas fotográficas e de um sistema por difração laser.
- d) Analisar os efeitos das pressões de operação sobre as vazões de propelentes, coeficientes de descarga, ângulos de cone dos *sprays*, funções de distribuição dos tamanhos das gotas e os diâmetros característicos dos *sprays*.
- e) Comparar o comportamento do etanol gelificado em relação ao etanol líquido.

2. MOTORES-FOGUETE A PROPELENTES GELIFICADOS (MFGs)

2.1. Propelentes gelificados

Géis são líquidos cujas propriedades reológicas foram alteradas pela adição de agentes gelificantes e como resultado seu comportamento em repouso se assemelha aos sólidos. Jong (1949) definiu um gel como “um sistema de caráter sólido, em que as partículas coloidais de alguma maneira constituem uma estrutura coerente”. No mesmo ano, Hermans definiu géis usando três proposições: “(a) são sistemas coloidais coerentes de pelo menos dois componentes; (b) apresentam propriedades mecânicas características de um sólido; (c) ambos os componentes estão dispersos e a dispersão entre eles se estende continuamente ao longo de todo o sistema”. Brinker e Scherer (1990) fornecem a definição de gel como “uma substância que contém uma estrutura sólida e uma fase líquida contínua”.

A IUPAC Gold Book (1997) define um gel como: “rede coloidal ou polimérica de um não-fluido que se expande ao longo de todo o seu volume por um fluido”. Um gel pode ser descrito como um sistema coloidal de duas fases, consistindo de um sólido e um líquido, de aspecto elástico e relativa resistência (fluido visco elástico). Os géis comportam-se como fluidos não newtonianos que, em geral, apresentam pseudoplasticidade (viscosidade diminui com o aumento da tensão de cisalhamento) e comportamento tixotrópico (viscosidade diminui com o tempo para uma tensão de cisalhamento aplicada de forma constante). O comportamento da tensão de cisalhamento será descrito posteriormente com maiores detalhes.

Os propelentes gelificados apresentam a consistência de uma tinta espessa ou geleia quando em repouso, mas se aplicada uma tensão suficientemente alta (causada, por exemplo, pela aplicação de uma força através de uma pressão de injeção) liquefazem e escoam através de tubulações, válvulas, bombas ou injetores, o que facilita o processo de atomização (SUTTON; BIBLARZ, 2010).

Para a formação de um gel, um líquido (fase contínua) é combinado com um agente gelificante (fase dispersa). Os agentes gelificantes são usados para espessar e estabilizar os líquidos, conferindo-lhes, dessa forma, a sua textura. Embora desempenhem um efeito muito semelhante aos espessantes como o próprio nome sugere, os agentes gelificantes formam géis.

Estes agentes são geralmente proteínas ou hidratos de carbono, que quando dissolvidos nos líquidos têm a capacidade de formar uma rede tridimensional no interior do próprio líquido. Isso resulta em um fluido que, apesar de ser composto majoritariamente por líquido, apresenta um aspecto sólido, como é o caso dos géis.

Os géis orgânicos são preparados pela adição de um agente gelificante orgânico de elevado peso molecular ao líquido por simples agitação. Quando a dissolução dessas partículas ou sólidos do agente gelificante em um líquido é complexa, utilizam-se dispositivos de misturas especiais, seja por tratamento ultrassônico ou por ressonância acústica, para facilitar essa desaglomeração ou dispersão (NATAN; RAHIMI, 2001).

Frequentemente, são usados aditivos para evitar aglomeração e para conseguir géis estáveis. Os propelentes gelificados consistem geralmente de dois ou três componentes: uma mistura entre propelente e o agente gelificante com a adição parcial de algum aditivo.

Para a seleção de candidatos a propelentes em gel devem existir características de desempenho, fabricação, manuseio e tratamento razoáveis. Isso significa que os propelentes não podem ser tóxicos e devem ser insensíveis ao choque ou atrito e estes devem ser testados e verificados. Vários agentes gelificantes orgânicos (pectina, lecitina, carragena, gelatina, amido, carbopol, agarose, celulose e seus derivados, etc.) ou partículas inorgânicas (sílica, etc.) foram testadas por diversos autores, incluindo Louaze *et al.* (2007) e Bohn *et al.* (2008).

Uma atomização melhor pode ser obtida alterando as propriedades reológicas do fluido pela adição de diferentes combinações de agentes

gelificantes. Segundo Tepper e Kaledin (2000), podem-se melhorar as características de desempenho propulsivo, as propriedades de combustão e a taxa de queima, pela adição de partículas de metais (alumínio, magnésio, berílio, ferro, etc.) e ou outros materiais energéticos (boro, carbono, etc.).

Segundo Sutton e Biblarz (2010), os propelentes gelificados apresentam as seguintes vantagens:

- a) Pequenas partículas de alumínio, boro e/ou outros metais podem ser suspensas nos propelentes gelificados em propulsores onde a ausência de pluma de fumaça na exaustão dos gases de combustão não seja um requisito. Isso aumenta tanto a densidade do propelente quanto o produto densidade impulso específico, reduzindo o tamanho dos reservatórios de propelentes e do foguete como um todo. Foguetes menores apresentam arrasto reduzido e assim o uso de géis com aditivos permite um aumento no alcance e velocidade do míssil tático.
- b) Não há entupimento dos orifícios dos injetores ou das passagens das válvulas e um bom controle do escoamento é demonstrado.
- c) Propelentes gelificados individuais (combustível ou oxidante) são essencialmente não inflamáveis e geralmente não sustentam uma chama em ambiente aberto.
- d) Há reduzida susceptibilidade a vazamentos ou derramamentos e queda de líquidos nos reservatórios e a taxa de ebulição também é reduzida.
- e) Longo tempo de estocagem sem sedimentação ou separação é possível; estocagem por mais de 10 anos foi demonstrada.
- f) Explosões ou detonações, que ocorrem quando um foguete se acidenta fazendo com que os propelentes líquidos se tornem inadvertidamente pré-misturados, são muito menos prováveis com propelentes gelificados, que são mais difíceis de misturar.
- g) Diversos propelentes gelificados podem ser diluídos com água ou sais e eliminados com segurança.
- h) Tiros de curta duração são possíveis.

- i) A maioria dos propelentes líquidos e alguns criogênicos podem ser gelificados.
- j) Explosões são muito menos prováveis quando um reservatório de propelente é penetrado por um projétil ou quando um míssil é exposto a uma fonte de chama externa ou detonação próxima.

Existem algumas desvantagens (SUTTON; BIBLARZ, 2010):

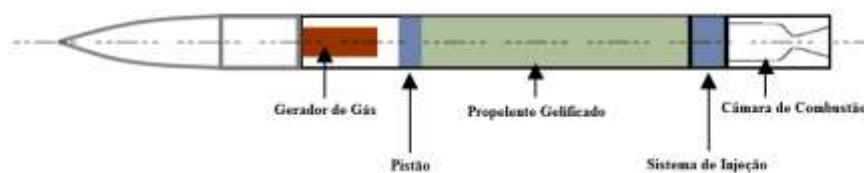
- a) Há uma diminuição no impulso específico devido à diluição do propelente com um agente gelificante o que resulta em menor eficiência de atomização ou combustão. Por exemplo, a velocidade característica c^* do par propelente oxigênio/querosene é reduzida de 4 até 6% quando querosene gelificado com alumínio em suspensão é utilizado.
- b) Carregamento ou descarregamento dos propelentes gelificados é algumas vezes mais complexo do que os propelentes convencionais.
- c) Maior quantidade de propelente residual, devido à camada de fluido remanescente sobre as paredes dos reservatórios e tubulações ser levemente mais espessa.
- d) Variações na temperatura ambiente causam leves mudanças na densidade e viscosidade dos propelentes e, portanto, também na razão de mistura; isso pode resultar em maior quantidade de propelente residual e assim uma leve redução do impulso total disponível. Isso pode ser minimizado pela seleção adequada de agentes gelificantes de modo a corresponder as alterações das propriedades reológicas do oxidante e combustível ao longo de uma faixa de temperatura.
- e) Metais suspensos podem gerar pluma de fumaça e tornar o míssil visível.
- f) Alguns agentes gelificantes têm resultado em propelentes gelificados instáveis; isto é, que podem sedimentar, separar ou sofrer reações químicas.

Propulsores experimentais mostraram que esses propelentes gelificados são mais seguros do que os propelentes líquidos convencionais e apresentam um bom desempenho e características operacionais (ALLEN, 1985, HODGE; CROFOOT; NELSON, 1999 e NASEEM *et. al*, 2017). Além disso, uma variedade de diferentes agentes orgânicos e inorgânicos gelificantes têm sido estudados com diversos propelentes líquidos.

2.2. Princípio de funcionamento dos motores-foguete a propelentes gelificados

O princípio de funcionamento desse propulsor, Figura 2.1, baseia-se no fato de que o propelente gelificado é sólido em repouso no tanque de armazenamento e liquefeito após a injeção na câmara de combustão pela aplicação de altas tensões. Devido ao seu comportamento pseudoplástico, o gel assume a natureza de um líquido que apresenta uma viscosidade quase tão baixa quanto dos propelentes líquidos convencionais. Os processos de atomização e combustão são semelhantes às de um motor foguete a propelentes líquidos não criogênicos, porém existem algumas peculiaridades nesses dois processos (NAUMANN *et al.*, 2011).

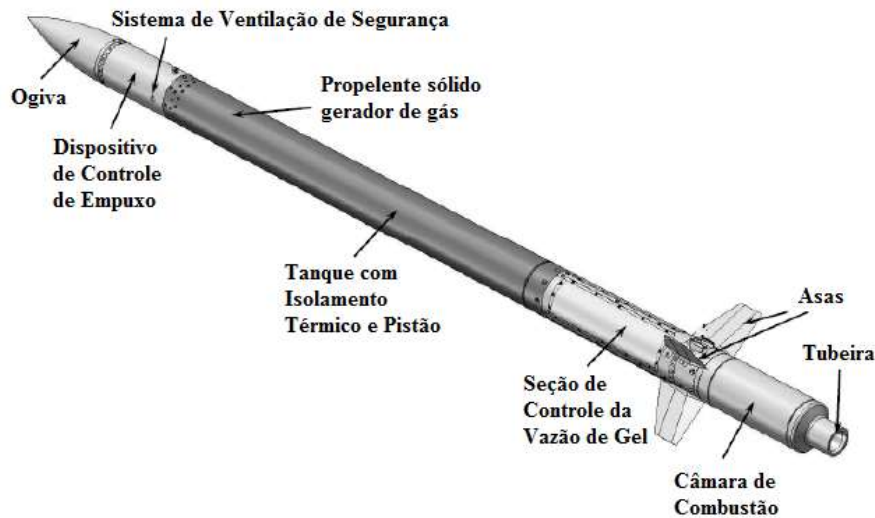
Figura 2.1 - Esquema principal do MFG com um propelente sólido gerador de gás e um tanque com pistão.



Fonte: Adaptada de Naumann *et al.* (2011).

A Figura 2.2 mostra um esquema com os principais componentes de um míssil usando propelente gelificado.

Figura 2.2 - Esquema de míssil demonstrador de voo a propelente gel.

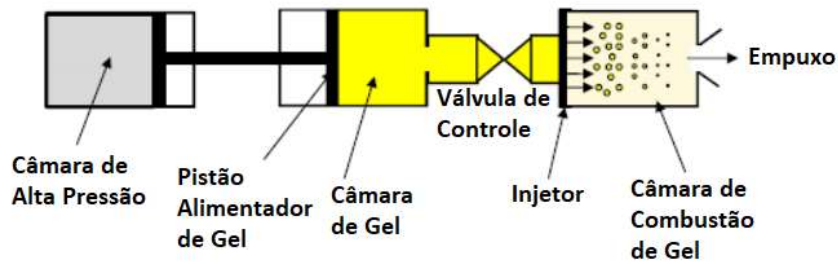


Fonte: Adaptada de Stierle *et al.* (2011).

Um propelente gelificado não pode ser bombeado como um propelente líquido, a partir do tanque para o injetor por pressão. Para tempos de operação reduzidos, um gerador de gás empregando um propelente sólido apresentou sucesso. Para tempos de operação longos, o tanque e pistão com isolamento térmico, para reduzir a transferência de calor do gás quente para a estrutura, torna-se um sistema de bombeamento eficiente para injeção de gel. Nesse caso, é necessário um sistema de pressurização empregando gás altamente comprimido, como o hélio. Isso permite construir um tanque de fibra de carbono com resina reforçada e um pistão ou membrana sem escudo térmico, tornando o sistema de bombeamento mais leve. É interessante notar que o propelente em gel não se move dentro do tanque, devido aos efeitos de aceleração ou rotação, como em propelentes líquidos (NAUMANN *et al.*, 2011).

Em princípio, um MFG apresenta os mesmos componentes que o motor de foguete líquido (MFL). Motores mono e bipropelentes são possíveis. A Figura 2.3 mostra o princípio de funcionamento de um MFG monopropelente como representa o estado atual da tecnologia da Bayern-Chemie. Informações detalhadas são fornecidas por Ciezki *et al.*, 2010, Naumann *et al.*, 2011 e Schmid *et al.*, 2012.

Figura 2.3 - Projeto e principais componentes de míssil demonstrador de voo.



Fonte: Adaptada de Naumann *et al.* (2011).

2.3. Vantagens dos motores-foguete a propelentes gelificados

Um motor-foguete que utiliza propelentes gelificados combina algumas vantagens dos propulsores a propelentes sólidos e líquidos. A utilização de propelentes em gel é vantajosa por causa dos melhores aspectos de segurança em comparação aos propelentes líquidos. Em comparação aos foguetes empregando propelentes líquidos tradicionais, os sistemas de propulsão a gel são mais compactos e permitem, assim, a obtenção de melhores razões entre peso estrutural e o peso bruto (NATAN; RAHIMI, 2001).

Propelentes gelificados, em repouso, comportam-se no tanque de armazenamento como sólidos. No entanto, sob a aplicação de uma tensão suficientemente alta os propelentes gelificados podem ser liquefeitos devido ao seu comportamento não newtoniano. Assim, os propelentes gelificados podem escoar através de tubulações e serem atomizados na câmara de combustão através da utilização de injetores adequados (NATAN; RAHIMI, 2001).

Dentro desse contexto, pode-se mostrar que as maiores vantagens de um motor foguete a propelente gelificado é, se ingredientes adequados para os propelentes em gel forem usados, o potencial para combinar:

- a) maior segurança devido ao seu grau superior de insensibilidade;
- b) fácil manuseio, transporte e armazenamento.

Algumas vantagens dos motores-foguete a propelentes gelificados em relação aos propelentes sólidos e líquidos são:

2.3.1. Aspectos de segurança

Vazamentos e derramamentos. Segundo Hodge, Crofoot e Nelson (1999), a superfície do gel endurece em contato com um ambiente gasoso. Se ocorrer alguma falha no sistema de injeção ou durante o armazenamento, a taxa de vazamento é reduzida, quando comparado aos líquidos. No caso de derrame acidental devido a algum dano nos tanques de combustível e oxidante, a queima ocorrerá apenas na interface entre combustível e oxidante, quando hipergólicos. Quando o contato cessa, a natureza reológica dos géis dificulta o espalhamento e a reação química. A volatilidade dos géis é significativamente menor do que a volatilidade dos líquidos e no caso de vazamento ou derramamento, menos vapores são liberados, reduzindo assim os riscos de toxicidade.

Sensibilidade ao impacto, atrito e descarga elétrica. Géis são insensíveis a esses fatores, semelhantes aos líquidos, quando comparados aos sólidos onde detonação, explosão ou deflagração podem acontecer.

Ignição acidental. Em comparação aos sólidos onde a ignição do motor pode levar a uma catástrofe, em géis, como em líquidos, a combustão é controlável e pode ser interrompida.

Rachaduras. Diferente dos sólidos, em que rachaduras no grão de propelente aumentam a área de queima e podem levar a combustão descontrolada e explosão, géis são injetados na câmara de combustão semelhante aos líquidos, assim rachaduras na estrutura do gel não têm efeito.

2.3.2. Aspectos de desempenho

Impulso específico. Em geral, é semelhante aos propelentes líquidos e aumenta quando partículas de metais são adicionadas.

Produto densidade impulso específico. Géis metalizados têm aumento significativo do produto densidade impulso específico em comparação aos líquidos, dependendo da quantidade e do tipo metal adicionado.

Empuxo controlável. Pode ser controlado por estrangulamento ou por operação intermitente.

Baixa emissão de pluma. A emissão de pluma está relacionada à quantidade de partículas sólidas de metais ou inertes adicionadas ao propelente.

2.3.3. Aspectos de armazenamento

Estabilidade. Segundo Varghese *et al.* (1995) e Hodge, Crofoot e Nelson (1999), géis demonstraram capacidade de armazenamento a longo prazo (mais do que 10 anos), semelhante aos propelentes líquidos.

Estocagem. Estocagem flexível, semelhante aos líquidos.

Sedimentação de partículas. Segundo Rapp e Zurawski (1988), em comparação às lamas, a sedimentação de partículas é significativamente menor e a separação de fase ocorre apenas em níveis de aceleração muito altos.

2.4. Desvantagens dos motores foguetes a propelentes gelificados

A maior desvantagem dos motores foguete a propelentes gelificados em relação aos outros sistemas de propulsão químicos é a necessidade de um poderoso sistema de pressurização para o tanque de propelente, o que resulta no projeto de um tanque reforçado para que suporte as altas pressões internas.

Algumas desvantagens dos motores-foguete a propelentes gelificados em relação à propulsão sólida são:

- c) a menor densidade resultante de um propelente sem aditivos metálicos requer um maior volume do tanque de armazenamento o que leva ao aumento do peso estrutural do foguete;
- d) mais componentes são necessários (tanque, sistema de

pressurização, válvulas e outros dispositivos para o controle da vazão de gel e câmara de combustão);

e) menor produto densidade impulso específico.

Algumas desvantagens dos motores foguetes a propelentes gelificados em relação à propulsão líquida são:

- a) menor impulso específico em comparação aos motores que empregam propelentes criogênicos (LCH_4/LOX , $\text{RP-1}/\text{LOX}$, LH_2/LOX);
- b) maiores pressões de injeção são necessárias se a viscosidade do gel não for significativamente menor antes de entrar na linha de alimentação para a câmara de combustão.

A Tabela 2.1 apresenta uma comparação entre os diferentes tipos de propelentes utilizados na propulsão de foguetes, mostrando algumas vantagens e desvantagens de um sistema de propulsão à gel.

Os motores foguetes a propelentes gelificados tem uma arquitetura e princípio funcional semelhantes aos motores foguetes a propelentes líquidos, mas o potencial de perigo de um propelente gelificado é significativamente menor. No caso de um acidente ou um vazamento, a superfície de evaporação é muito menor, a pressão de vapor é significativamente reduzida e um gel não penetra no solo (NATAN; RAHIMI, 2001).

A motivação para o desenvolvimento de propelentes gelificados origina-se do desempenho energético significativamente mais alto dos combustíveis metalizados em sistemas bipropelentes em comparação aos combustíveis derivados de hidrocarbonetos não metalizados. O caráter coloidal dos géis permite a adição de partículas de metais que podem ser suspensas dentro da matriz de combustível, assim, aumentando a energia disponível e a densidade do propelente. Além disso, as propriedades visco elásticas reduzem derramamentos em caso de vazamento acidental, consequentemente aumentando a segurança (NATAN; RAHIMI, 2001).

De forma geral, os propelentes gelificados podem ser definidos como propelentes que durante o armazenamento comportam-se como sólidos visco-elásticos, no processo de alimentação sua viscosidade diminui, sob a aplicação de uma tensão, ao grau de liquefação e finalmente eles são atomizados e queimados como líquidos (NATAN; RAHIMI, 2001).

Tabela 2.1 - Comparação entre diferentes tipos de propelente utilizados na propulsão química.

Características	Sólido	Líquido	Híbrido	Lama	Gel
Empuxo controlável	-	✓	✓	✓	✓
Desligamento do motor	-	✓	✓	✓	✓
Reignição	+/-	✓	✓	✓	✓
Simple manuseio	✓	-	-	-	✓
Simple armazenamento	✓	-	-	-	✓
Aumento do teor de energia armazenado por partículas energéticas	✓	-	✓	✓	✓
Insensível a					
Ignição acidental	-	✓	✓	✓	✓
Vazamentos	✓	-	✓	-	✓
Impacto, atrito, descarga elétrica	-	✓	✓	✓	✓
Rachaduras	-	✓	-	✓	✓
Sedimentação de partículas aditivas	✓	-	-	-	✓
Ebulição	✓	-	✓	-	✓
Movimentação do propelente	✓	-	✓	-	✓

Fonte: Adaptada de Ciezki *et al.* (2014).

2.5. Revisão histórica dos motores-foguete a propelentes gelificados

Lamas são consideradas a primeira geração de propelentes não newtonianos contendo partículas de metais. Peleg e Timnat (1982), Szekeley e Faeth (1983 e 1985), Sakai e Saito (1983), Antaki (1986), Antaki e Williams (1986 e 1987), Takahashi, Dryer e Williams (1986), Wong e Turns (1987 e 1989), Clausen, Li e Law (1988), Wong, Lin e Chi (1990), Lee e Law (1991), Bhatia e Sirignano (1992a e 1992b), Choudhury (1992), Mueller e Turns (1993a, 1993b e 1996), Glassman e Sawyer (1970) realizaram diversas pesquisas sobre lamas e existe uma sobreposição entre lamas e géis, em particular com as suspensões de nano partículas de metais. No entanto, as lamas não possuem os ingredientes básicos que formam os géis, comportam-se de maneira própria e a suspensão de partículas dentro de um líquido não é muito bem-sucedida.

Glassman e Sawyer (1970) apontaram que no futuro a maioria dos propelentes energéticos armazenáveis serão aqueles cuja estrutura poderia ser modificada pela adição de um agente gelificante para permitir a adição de partículas de metais enquanto sua homogeneidade é preservada. Os autores também indicaram que géis poderiam ser usados em motores foguete a bipropelentes e em híbridos para aumentar a densidade de energia do propelente.

As lamas de interesse para aplicações aeronáuticas são suspensões contendo metais em pó, tais como berílio, boro, alumínio e magnésio em gasolina ou querosene. Eles oferecem a possibilidade de maior alcance ou maior impulso do que pode ser obtido com hidrocarbonetos convencionais (LEFEBVRE, 2010).

Pinns *et al.* (1958) investigaram o uso de lamas consistindo de 50% ou mais de boro ou magnésio em combustíveis de hidrocarbonetos líquidos para pós-combustores e estado-reatores (*ramjets*). Testes realizados em vários projetos de combustores mostraram que a lama contendo magnésio queimava de forma correta, mesmo sob condições nas quais o

combustível de hidrocarboneto líquido não queimava. As lamas de boro provaram ser mais difíceis de queimar do que o combustível de aviação convencional e deram origem a depósitos desagradáveis no combustor. A baixa eficiência do boro e a instabilidade do magnésio para aumentar suficientemente o alcance de voo dos estato-reatores (*ramjets*), além de problemas envolvendo a preparação, armazenamento e abrasão dos sistemas propulsivos e das bombas, impediram maiores desenvolvimentos dessas pesquisas realizadas na década de 50 pela NACA (RAPP; ZURAWSKI, 1988; LEFEBVRE, 2010).

Na década de 1960, a Força Aérea dos Estados Unidos formulou géis de hidrazina com alumínio e berílio para sistemas de propulsão avançados e foguetes a propelentes líquidos. Em paralelo, a Força Naval dos Estados Unidos investigava bipropelentes gelificados à base de hidrazina e ácido nítrico (NATAN; RAHIMI, 2001).

No início da década de 1970, a necessidade da Força Naval dos Estados Unidos em obter mísseis de longo alcance, estato-reatores (*ramjets*), levaram ao desenvolvimento de combustíveis de hidrocarbonetos com uma significativa fração de massa (acima de 50%) de aditivos energéticos, tais como pó de carbono, boro e alumínio (ROBBINS; FEIST, 1992).

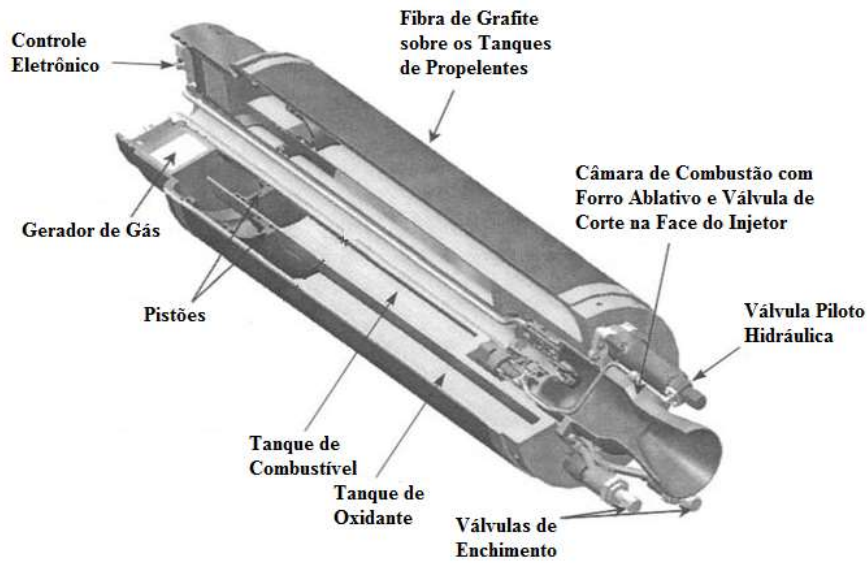
Pesquisas também foram realizadas pelos Laboratórios Nacionais do Departamento de Defesa dos Estados Unidos e por corporações comerciais para o desenvolvimento de sistemas propulsivos hipergólicos. O principal esforço concentrou-se no desenvolvimento de combinações de combustíveis gelificados a base de derivados da hidrazina e ácido nítrico fumegante vermelho inibido (IRFNA) como oxidante, com ou sem metais aditivos (SCHMIDT, 1984). Quase todas as combinações possíveis, incluindo a ideia de géis monopropelentes, realizadas pela ARC, mostraram um desempenho teórico bastante elevado. No entanto, os resultados experimentais indicaram que a sensibilidade ao atrito, susceptibilidade à detonação e dificuldades no manuseio desses materiais impuseram barreiras para futuras aplicações (NIEDER *et al.*, 1992).

Em meados da década de 1980, a demanda por sistemas propulsivos com maior segurança e alta densidade de energia retomou as pesquisas de propelentes em gel para mísseis táticos e estado-reatores (*ramjets*). Atualmente, os requisitos básicos para o desenvolvimento de armas táticas devem satisfazer os seguintes critérios de Munições Insensíveis (MI): melhoria na segurança para o manuseio e armazenamento, baixa toxicidade, disponibilidade acessível e baixo custo total do ciclo de vida. Sob a responsabilidade do Programa de Integração de Tecnologia de Mísseis Futuros patrocinado pelo Exército Norte Americano, grande esforço está sendo concentrado no desenvolvimento de mísseis táticos e veículos de guerra não tripulados (KKV) que utilizam propelentes em gel (SCHINDLER; OLSON; ARNOLD, 1992; HODGE; CROFOOT; NELSON, 1999).

Em 1999, a Divisão de Tecnologia e Espaço da TRW anunciou o sucesso de dois disparos de teste de um sistema integrado com um míssil de grande porte que foi ejetado por um lançador de mísseis TOW (HODGE; CROFOOT; NELSON, 1999). O motor experimental da TRW é ilustrado na Figura 2.4.

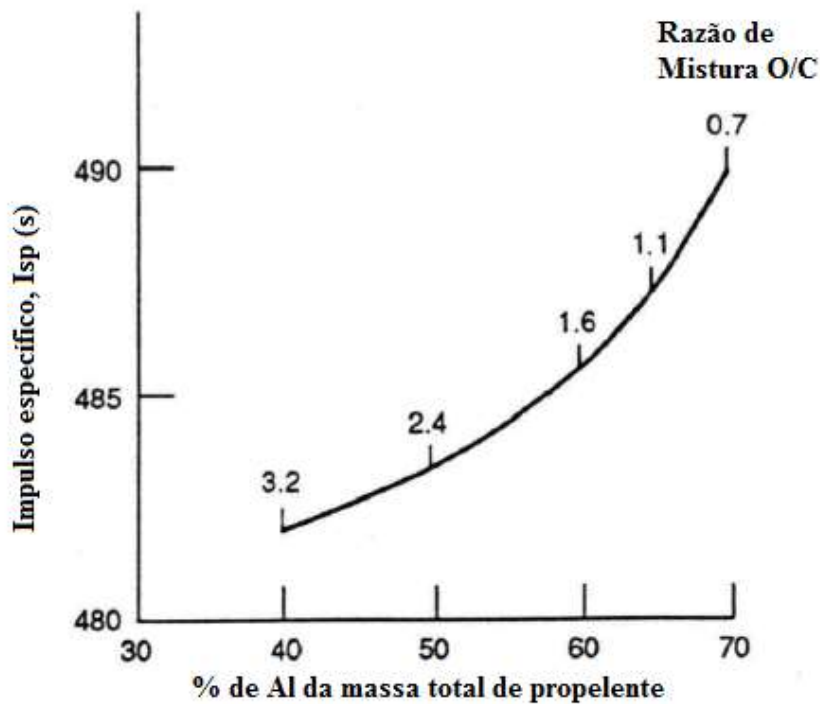
Durante a década de 1990, a utilização de propelentes em gel metalizados para lançadores e missões espaciais foi investigado principalmente pelo Centro de Pesquisas Lewis da NASA por Palaszewski (1991 e 1994), Starkovich e Palaszewski (1993), Starkovich, Adams e Palaszewski (1996), Palaszewski e Powell (1994), Pellaccio, Palaszewski e O'Leary (1997). O desempenho teórico bastante elevado dos géis de MMH/Al/IRFNA, MMH/Al/NTO e do gel criogênico (criogel) de $H_2/Al/O_2$ mostraram o potencial desses propelentes para reduzir o custo de lançamento e permitir missões espaciais prolongadas. O impulso específico do gel criogênico (criogel) de $H_2/Al/O_2$ com altas concentrações de alumínio é apresentado na Figura 2.5.

Figura 2.4 - Esquema simplificado de um motor-foguete compacto à propelentes gelificados com alimentação pressurizada para mísseis terra-terra.



Fonte: Adaptada de Sutton e Biblarz (2010).

Figura 2.5 - Impulso específico do criogel de H₂/Al/O₂ em altas concentrações de alumínio.



Fonte: Adaptada de Palaszewski (1992).

Em 1999, começaram as primeiras pesquisas básicas sobre propulsão com gel na no Instituto de Propulsão Espacial do Centro Aeroespacial Alemão (DLR). Em 2001, iniciou-se o Programa de Tecnologia Alemão de Propulsão a Propelente em Gel, como uma parceria entre o Bayern-Chemie, o Instituto Fraunhofer de Tecnologia Química (TIC), o Instituto de Propulsão Espacial do Centro Aeroespacial Alemão (DLR), as Forças Armadas Alemãs fornecendo as instalações de teste WTD 91 e o Instituto Federal Alemão de Tecnologia de Defesa, com o objetivo de desenvolver dentro de sua primeira fase a tecnologia necessária para construir um motor foguete a propelente em gel e testar as suas capacidades dentro de uma década (CIEZKI *et al.*, 2014).

O objetivo era obter uma compreensão aprofundada da tecnologia de motores foguete a propelente gelificado (GRM) o que levou ao projeto de um motor foguete empregando um monopropelente em gel (Figura 2.6) que teve sucesso em duas demonstrações de voo balístico nas instalações de teste das Forças Armadas Alemãs WTD 91 em dezembro de 2009 (ver Figura 2.7) (NAUMANN *et al.*, 2011).

Figura 2.6 - O motor-foguete a propelente gelificado da MBDA.



Fonte: Adaptada de NAUMANN *et al.* (2011).

Figura 2.7 - O lançamento de motor-foguete a propelentes gelificados em 2009.



Fonte: Adaptada de NAUMANN *et al.* (2011).

2.6. Problemas no desenvolvimento de motores-foguete a propelentes gelificados e pesquisas atuais

As propriedades reológicas dos propelentes em gel afetam vários processos na operação de motores-foguete. Esse caráter particular causa vários problemas que podem ser caracterizados da seguinte forma:

Processo de injeção. Em comparação aos líquidos, maiores pressões de injeção são necessárias para uma mesma vazão de propelente em gel. Além disso, uma vez que o combustível e o oxidante são fluidos não-newtonianos, é necessário um sistema de controle de vazão mássica mais complexo, especialmente quando o combustível e o oxidante têm propriedades reológicas distintas. A dependência dessas propriedades sobre a temperatura deve ser considerada. Atenção especial deve ser dada a geometria das tubulações, por exemplo, regiões de estagnação devem ser evitadas para evitar a acumulação de gel. O contato dos gases quentes da combustão com a face do injetor pode resultar na rápida evaporação da fração líquida do gel o que deixa um resíduo não volátil no

pós-teste. Isso pode levar a formação de crostas na superfície do gel ou mesmo entupimento da tubulação e, nesses casos, serão necessárias pressões significativamente mais altas para produzir vazão. A Divisão de Tecnologia e Espaço da TRW desenvolveu um cabeçote de injeção que evita o entupimento mesmo empregando géis carregados de sólidos muito densos (HODGE *et al.*, 1999).

Processo de atomização. A atomização de géis é mais difícil devido ao seu caráter não newtoniano resultando em desempenho reduzido e uma câmara de combustão mais longa.

Processo de queima. Gotas de combustíveis em gel queimam em taxas de queima muito menores do que as mesmas gotas de combustíveis no estado líquido. Além disso, a formação de *sprays* com diâmetros de gotas maiores, pode também reduzir a eficiência de combustão. Além disso, aumentando o conteúdo de agentes gelificantes resulta no aumento de resíduos provenientes da queima e o desempenho pode cair entre 2% até 5% (NATAN; RAHIMI, 2001).

Sedimentação de partículas, separação de fase e instabilidades físicas. Esses fenômenos podem ocorrer durante o armazenamento ou sob a aceleração em voo. Embora, em comparação as partículas de lama, a sedimentação é significativamente menor, em altos níveis de aceleração as partículas de sólidos e mesmo toda fase sólida (agente gelificante) do propelente em gel pode se separar do líquido.

Custo. Géis podem ser mais caros do que propelentes sólidos e líquidos convencionais. O custo de um gel propelente pode ser 30% maior do que o preço de um propelente sólido (NATAN; RAHIMI, 2001).

3. REOLOGIA

A chave para a ciência e a tecnologia dos propelentes em gel é a reologia. As propriedades reológicas de um gel controlam a sua atomização, as características do escoamento e a combustão. Essas propriedades dependem da estrutura química do gel.

Reologia é a ciência que estuda o escoamento e a deformação da matéria por meio da análise, entre outras, das respostas de um material à aplicação de uma tensão ou de uma deformação que pode ser instantânea ou variar com o tempo. A resistência dada à tensão é função da viscosidade. A matéria pode estar no estado líquido, sólido ou gasoso (ROHN, 1995; CARREAU, 1997; DEALY, 1989; MARINHA, 2008 e BRETAS; ÁVILAS, 2010).

A aplicação de uma tensão de cisalhamento em uma macromolécula propicia o deslizamento das moléculas umas sobre as outras na direção da tensão aplicada devido ao atrito. Essa tensão aplicada influencia diretamente a viscosidade, sendo então dependente da taxa de deformação aplicada (ROHN, 1995; DEALY, 1989; MARINHA, 2008).

A equação geral da reologia é representada por (LIANG, 2002):

$$\eta = f(\dot{\gamma}, T, t, P, c, \dots) \quad (3.1)$$

onde η é o coeficiente de viscosidade e f uma função dos seguintes parâmetros: taxa de cisalhamento, $\dot{\gamma}$, temperatura, T , tempo, t , pressão, P e concentração da carga, c .

3.1. Tempos de relaxação

A intensidade e duração dos nós ou enovelamentos temporários entre as cadeias das moléculas determinarão o tempo de relaxação do material polimérico após a aplicação de uma tensão ou deformação, já que as

macromoléculas sempre tentarão voltar ao seu estado de equilíbrio, ou seja, sempre tentarão adquirir conformações aleatórias.

Em reologia, a diferença entre um material sólido e um líquido é estabelecida pela relação entre o tempo natural ou característico de relaxação do material λ_T e o intervalo de tempo t no qual foi aplicada a deformação ou tensão (tempo de duração do experimento reológico). Essa relação é conhecida como número de Deborah (De) e é definida como (BRETAS; ÁVILAS, 2010):

$$De = \frac{\lambda_T}{t} \quad (3.2)$$

O tempo de relaxação característico do material λ_T está associado ao tempo necessário para que o material realize os movimentos moleculares mais lentos em sua tentativa de voltar à conformação aleatória de equilíbrio. Então De representa uma relação entre as forças elásticas e as forças viscosas que atuam no material. Se $t < \lambda_T$, o material não terá tempo suficiente para atingir o regime permanente e os processos de relaxação irão dominar durante o experimento. Os sólidos elásticos possuem $\lambda_T \rightarrow \infty$, e os líquidos viscosos possuem $\lambda_T \rightarrow 0$. Logo, para sólidos elásticos $De \rightarrow \infty$ e, para fluidos viscosos, $De \rightarrow 0$. Para materiais visco-elásticos, $0 < De < \infty$. Os polímeros fundidos, por exemplo, apresentam valores de λ_T variando entre 1 e 1000 s, dependendo de seu peso molecular. No caso de soluções poliméricas fundidas, $\lambda_T \approx 0,001$ s, enquanto na água, $\lambda_T \approx 10^{-12}$ s (UTRACKI, 1991).

Pode-se concluir, então, que um dado material pode ter características de um sólido por duas razões: i) porque seu $\lambda_T \rightarrow \infty$, ou ii) porque o processo de deformação é muito rápido, ou seja, $t \rightarrow 0$ e, portanto, ele não tem tempo para relaxar. Líquidos com valores pequenos de λ_T podem se comportar como sólidos em processos de deformação muito rápidos, em que o tempo t é muito menor que o tempo de relaxação λ_T . Isso pode ser

observado no caso de óleos lubrificantes passando através de engrenagens (BARNES; HUTTON; WALTERS, 1989). Outro caso típico é o de um certo tipo de borracha de silicone, conhecida como *silly putty*. Se esse material for colocado, por exemplo, em um recipiente e deixado em repouso por um longo período de tempo, ele escoará como se fosse um líquido, adotando a forma do recipiente, porque $t \gg \lambda_T$. Porém, se ele for jogado contra uma parede, ele pulará como um sólido elástico, pois $t \ll \lambda_T$. Portanto, o número de Deborah expressa o conceito clássico de que tudo flui, desde que se espere o tempo suficiente. Esse número permite, então, classificar os materiais em sólidos, líquidos ou gasosos, do ponto de vista reológico (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

3.2. Tensão, deformação, taxa de deformação e viscosidade

3.2.1. Definição de tensão

Existem diversas forças que atuam sobre um fluido em movimento. Essas forças aparecem por causa do movimento do fluido (forças inerciais), da ação gravitacional (forças de campo), dos gradientes de pressão e das interações entre as moléculas do fluido (forças de superfície) (BRETAS; ÁVILAS, 2010). Essas forças estão relacionadas à tensão, já que, por definição, a tensão τ em um ponto é:

$$\tau = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta A} \quad (3.3)$$

em que ΔF é a força atuando na área ΔA .

Pode-se definir a tensão de maneira mais rigorosa, considerando que tanto a força quanto a área em que essa força é aplicada podem ser descritas como grandezas vetoriais.

Quando se associa um escalar a uma direção, obtém-se um vetor; quando um vetor é associado a uma direção, obtém-se um tensor. Assim, pode-se definir o tensor tensão $\bar{\tau}^3$ como:

$$\vec{F} = \hat{n} \cdot \vec{\tau} \quad (3.4)$$

Em que \vec{F} é o vetor força e \hat{n} é o vetor unitário normal à superfície onde a força é aplicada.

A cada componente do vetor força \vec{F} , uma direção estará associada; então, o tensor tensão terá nove componentes. O tensor tensão é geralmente representado em termos das suas componentes ou na forma de uma matriz. (BRETAS; ÁVILAS, 2010). Assim, em coordenadas cartesianas, o tensor tensão $\vec{\tau}$ ou τ_{ij} pode ser representado como:

$$\tau_{ij} = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

As componentes τ_{ij} , para $i = j$, ou τ_{xx} , τ_{yy} e τ_{zz} , no sistema de coordenadas cartesianas, são chamadas de componentes normais do tensor tensão, também conhecidas como tensões normais, sendo que essas atuam na direção normal à face do elemento do fluido. De acordo com o sinal (positivo ou negativo), essas tensões tendem a aumentar (ou alongar) ou a diminuir (ou comprimir) o elemento de volume. As componentes τ_{ij} , para $i \neq j$, ou τ_{xy} , τ_{xz} , τ_{yx} , τ_{yz} , τ_{zx} e τ_{zy} , no sistema de coordenadas cartesianas, são chamadas de componentes de cisalhamento ou tensões de cisalhamento, e atuam na direção paralela a uma dada face do elemento do fluido.

É possível mostrar que o tensor tensão possui a propriedade de simetria, ou seja, $\tau_{ij} = \tau_{ji}$; logo, em um sistema de coordenadas cartesianas, $\tau_{xy} = \tau_{yx}$, $\tau_{xz} = \tau_{zx}$ e $\tau_{yz} = \tau_{zy}$. Consequentemente, para determinar o estado de tensão de um corpo, é preciso conhecer somente seis

componentes do tensor tensão: três componentes normais e três de cisalhamento.

Experimentalmente, medem-se as diferenças de tensões normais, definidas como: $N_1 = (\tau_{11} - \tau_{22})$, que é a primeira diferença de tensões normais e $N_2 = (\tau_{22} - \tau_{33})$, que é a segunda diferença de tensões normais, além das tensões de cisalhamento.

3.2.2. Definição de deformação e de taxa de deformação

Fisicamente, o conceito de deformação está associado à mudança de forma de um corpo. A deformação por cisalhamento simples em um fluido ocorre, por exemplo, quando esse é colocado entre duas superfícies paralelas e a superfície superior se desloca em relação à inferior. A deformação de cisalhamento local γ_{xy} , por definição será:

$$\gamma_{xy} = \frac{\delta x}{\delta y} \quad (3.6)$$

onde δ_y é a altura de um elemento de fluido antes do deslocamento da superfície e δ_x é o deslocamento da superfície superior desse elemento de fluido na direção x .

A taxa de deformação pode ser definida como a variação da velocidade do escoamento com a variação da altura (distância da superfície que provoca o cisalhamento - atrito) ou ainda como a taxa com que uma deformação de cisalhamento progressiva é aplicada a algum material.

A taxa de deformação para um fluido escoando entre duas placas planas, uma em movimento com velocidade constante e a outra estacionária (escoamento de Couette), é definida como:

$$\dot{\gamma} = \frac{v}{h} \quad (3.7)$$

onde $\dot{\gamma}$ é a taxa de deformação (s), v é a velocidade da placa em movimento (m/s) e h é a distância entre as duas placas (m).

Ou ainda,

$$\dot{\gamma}_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \quad (3.8)$$

Então, pode-se observar que a taxa de cisalhamento está associada ao gradiente de velocidades $\partial v_i / \partial x_j$ ou $\bar{\nabla} \vec{v}$. O vetor velocidade \vec{v} possui três componentes, as quais, em coordenadas cartesianas, são v_x , v_y e v_z ; a variação de cada uma dessas componentes com cada eixo resultará em nove componentes. Portanto, o gradiente de velocidades é uma grandeza tensorial, assim como o tensor tensão.

Pode-se decompor o tensor $\bar{\nabla} \vec{v}$ da seguinte maneira:

$$\bar{\nabla} \vec{v} = \frac{1}{2} [(\bar{\nabla} \vec{v} + \bar{\nabla} \vec{v}^t) + \bar{\nabla} \vec{v} - \bar{\nabla} \vec{v}^t] \quad (3.9)$$

Em que o sobrescrito t indica a matriz transposta do tensor.

Pode-se definir, então:

$$\bar{\nabla} \vec{v} + \bar{\nabla} \vec{v}^t = \bar{\dot{\gamma}} \quad (3.10)$$

e,

$$\vec{\nabla} \vec{v} - \vec{\nabla} \vec{v}^t = \vec{\omega} \quad (3.11)$$

Em que $\vec{\gamma}$ é chamado de tensor taxa de deformação e $\vec{\omega}$ é chamada de tensor vorticidade.

Pode-se provar que a vorticidade $\vec{\omega}$ representa uma rotação rígida sem deformação e que a taxa de deformação $\vec{\gamma}$ representa a deformação do fluido.

Em coordenadas cartesianas, as componentes do tensor de taxa de deformação $\dot{\gamma}_{ij}$ são (BIRD; ARMSTRONG; HASSAGER, 1987):

$$\dot{\gamma}_{xx} = 2 \frac{\partial v_x}{\partial x}$$

$$\dot{\gamma}_{yy} = 2 \frac{\partial v_y}{\partial y}$$

$$\dot{\gamma}_{zz} = 2 \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

$$\dot{\gamma}_{xy} = \dot{\gamma}_{yx} = \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x}$$

$$\dot{\gamma}_{xz} = \dot{\gamma}_{zx} = \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x}$$

$$\dot{\gamma}_{yz} = \dot{\gamma}_{zy} = \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y}$$

As componentes $\dot{\gamma}_{ij}$ para $i = j$ são chamadas componentes normais da taxa de deformação ou taxas de deformações alongacionais e as componentes $\dot{\gamma}_{ij}$ para $i \neq j$ são chamadas componentes de cisalhamento da taxa de deformação ou taxas de cisalhamento. Pode-se observar, nas equações anteriores, que o tensor taxa de deformação é simétrico, ou seja, $\dot{\gamma}_{ij} = \dot{\gamma}_{ji}$.

Conforme apresentado no início dessa seção, para um escoamento cisalhante simples, a taxa de deformação e a taxa de cisalhamento são equivalentes. Porém, a taxa de cisalhamento é uma grandeza escalar, enquanto a taxa de deformação é uma grandeza tensorial. A taxa de cisalhamento $\dot{\gamma}$, para qualquer escoamento cisalhante, é definida por (BIRD; ARMSTRONG; HASSAGER, 1987):

$$\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \dot{\gamma}_{ij} \dot{\gamma}_{ji}} \quad (3.12)$$

ou

$$\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} (\dot{\bar{\gamma}} : \dot{\bar{\gamma}})} = \sqrt{\frac{1}{2} \Pi} \quad (3.13)$$

Em que Π é o segundo invariante do tensor taxa de deformação.

3.2.3. Definição de viscosidade

A lei básica da viscosimetria foi deduzida por Isaac Newton e partiu da verificação experimental de que, para alguns fluidos, a relação entre a taxa de deformação e a tensão de cisalhamento é uma constante, ou seja, para se obter uma mesma taxa de deformação é necessária uma diferente tensão de cisalhamento para cada líquido devido à resistência distinta de cada um deles à taxa de deformação imposta. Em um fluido, a força cisalhante aplicada o deforma de maneira contínua e irreversível não obtendo um ângulo de deformação característico, mas sim uma taxa de deformação. A essa resistência, que relaciona a taxa de deformação e a tensão de cisalhamento deu-se o nome de viscosidade, podendo-se definir como (PRENTICE, 1995):

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.14)$$

onde τ é a tensão de cisalhamento enquanto a constante μ é a viscosidade dinâmica. A viscosidade dinâmica é dada por unidades de tensão de cisalhamento por taxa de deformação e a viscosidade cinemática é dada em unidades de área por tempo:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (3.15)$$

O material é um fluido newtoniano quando a sua taxa de deformação é proporcional à taxa de cisalhamento. O coeficiente de viscosidade é a medida da resistência interna que o fluido oferece ao escoamento e é definido como a razão entre a tensão de cisalhamento (τ) e a taxa de cisalhamento ($\dot{\gamma} = \partial u / \partial y$), conforme apresentado na Equação 3.14 (PRENTICE, 1995; DEALY, 1989; MARINHA, 2008):

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (3.16)$$

A viscosidade aparente é aquela medida em um único ponto e através de cisalhamento constante. Para fluidos newtonianos, a viscosidade aparente é constante e igual à viscosidade do fluido, mas para fluidos não newtonianos, a viscosidade aparente depende da tensão de cisalhamento.

A correlação entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação define o comportamento reológico de um fluido que pode ser expresso graficamente em um diagrama de tensão de cisalhamento na ordenada versus a taxa de deformação na abscissa. Este diagrama é chamado de

curva de escoamento. Para o caso de fluidos newtonianos, a viscosidade é admitida constante e independe da taxa de deformação (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

3.3. Fluidos newtonianos (puramente viscosos)

Os fluidos viscosos ideais seguem a Lei de Newton, nos quais as deformações são permanentes e a tensão é diretamente proporcional à velocidade de deformação (CARREAU, 1997; DEALY, 1989). O comportamento do fluido Newtoniano é descrito pela viscosidade que é obtida pelo coeficiente de proporcionalidade entre a taxa e a tensão de cisalhamento, ou seja, a viscosidade é independente da taxa de cisalhamento e dependente apenas das condições de temperatura e pressão (MARINHA, 2008; BRETAS; ÁVILAS, 2010).

A equação constitutiva mais simples para líquidos puramente viscosos é aquela em que o tensor tensão, τ , é proporcional à taxa de cisalhamento, $\dot{\gamma}$, ou seja,

$$\tau = \mu_L \dot{\gamma} \quad (3.17)$$

A constante de proporcionalidade μ_L é chamada de viscosidade newtoniana ou simplesmente viscosidade. Esse parâmetro representa a resistência ao escoamento do material. Quanto maior a viscosidade de um material, maior será a sua resistência ao escoamento. Fluidos que durante o escoamento obedecem à equação constitutiva 3.17, ou seja, possuem viscosidade constante, são chamados de fluidos newtonianos. Esses materiais apresentam a mesma resistência ao escoamento, independentemente das tensões aplicadas. Líquidos de baixo peso molecular como a água e os gases são fluidos newtonianos. No sistema internacional de unidades (SI), a viscosidade possui unidades de Pa.s. A

viscosidade da água a 25°C e pressão atmosférica é de $9,1 \times 10^{-5}$ Pa.s (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

3.4. Fluidos não newtoniano (viscosos)

Os fluidos que não obedecem à lei de Newton (pseudoplásticos, dilatantes e binghamianos) são chamados de fluidos não-newtonianos e não apresentam uma simples relação entre a taxa de deformação e a tensão de deformação (ROHN, 1995; MARINHA, 2008).

Na curva de viscosidade versus taxa de cisalhamento, para fluidos não-newtonianos, a região com altas taxas de cisalhamento é chamada de região de lei das potências. Nessa região a viscosidade aumenta ou decresce rapidamente com a taxa de cisalhamento (MARINHA, 2008) e pode ser calculada por:

$$\tau = \eta \dot{\gamma}^n \quad (3.18)$$

em que η é a constante de consistência do material e n o índice de escoamento.

Muitos fluidos não-newtonianos apresentam suas características viscosas de forma predominante e os efeitos de elasticidade na solução do campo de escoamento (obtenção de \vec{v} , $\vec{\nabla}P$ e $\vec{\nabla}T$) podem ser desprezados. Entre os fluidos não newtonianos podem-se distinguir dois grupos de comportamentos reológicos: comportamentos dependentes da variação da taxa de deformação e comportamentos dependentes do tempo de ação do cisalhamento (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

3.4.1. Comportamentos reológicos dependentes da variação da taxa de deformação

Os fluidos podem ser classificados como dependentes e independentes do tempo de atuação da tensão de cisalhamento. Os fluidos independentes do tempo são denominados de newtonianos, pseudoplásticos ou dilatantes (ROHN, 1995; MARINHA, 2008).

Quase todos os fluidos não newtonianos apresentam comportamento pseudoplástico ($0 < n < 1$, a viscosidade diminui com o aumento da taxa de deformação), mas alguns líquidos dilatantes, particularmente suspensões concentradas, apresentam regiões de dilatação ($n > 1$, a viscosidade aumenta com o aumento da taxa de deformação). Em fluidos newtonianos, a viscosidade é independente da taxa de deformação ($n = 1$) (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

Segundo Daltin (1997) e Pedro (2000), os comportamentos dessa categoria podem ser:

a) Pseudoplásticos

Muitos líquidos apresentam um decréscimo de viscosidade com o aumento da taxa de deformação, de forma mais ou menos pronunciada. Tecnicamente pode-se dizer que a tensão de cisalhamento inicial é maior do que a necessária para manter o escoamento, pois parte da energia da tensão inicial é desviada para a “organização” do meio. Com esta “organização”, o atrito entre as camadas do material diminui, reduzindo assim sua viscosidade.

Cada aumento da taxa de deformação representa um aumento na “organização” do meio e, portanto, maior queda na viscosidade, respeitando as características de cada substância. A “organização” do meio pode ser causada por quatro diferentes situações:

- moléculas ou partículas em orientação randômica sejam organizadas no sentido do escoamento;
- moléculas ou partículas redobradas sejam alongadas;
- partículas esféricas sejam deformadas no sentido do escoamento;
- partículas ou moléculas agrupadas sejam desagrupadas.

Na maior parte dos fluidos, o efeito da redução de viscosidade com o cisalhamento é reversível, frequentemente com algum atraso no tempo, e os fluidos recuperam sua viscosidade original quando o cisalhamento é encerrado. Dessa forma as moléculas ou partículas retornam ao seu formato original.

O comportamento pseudoplástico é desejável em processos onde a viscosidade do escoamento deve ser menor do que a viscosidade em repouso, como no caso dos propelentes gelificados.

b) Dilatantes

Os materiais dilatantes têm sua viscosidade aumentada quando a taxa de deformação é aumentada. Partículas sólidas misturadas com líquidos em suspensões altamente concentradas apresentam este tipo de comportamento reológico.

A dilatância em fluidos é rara e mesmo em suspensões de sólidos em líquidos, só acontece em situações muito especiais como a mistura de areia em água e suspensões de amido em solventes orgânicos.

c) Plásticos

Os fluidos plásticos são na maioria dispersões que em descanso podem construir uma rede de forças Inter partículas/Inter moléculas (forças polares, forças de Van der Waals, etc.). Estas forças restringem a troca de posições entre os volumes de elementos e dão à substância características de sólidos com uma altíssima velocidade. Forças externas, se pequenas quando comparadas às que formam a rede, deformam a substância elasticamente como um sólido. Quando as forças externas são grandes o suficiente para sobrepujar as forças de formação da rede, diz-se que se ultrapassou a “tensão limite”, e a rede entra em colapso. Os volumes de elementos podem agora trocar de posição irreversivelmente e o sólido transforma-se em um líquido. (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

Substâncias que tipicamente apresentam esta tensão limite são as lamas de perfuração de poços de petróleo, as gorduras, os sorvetes

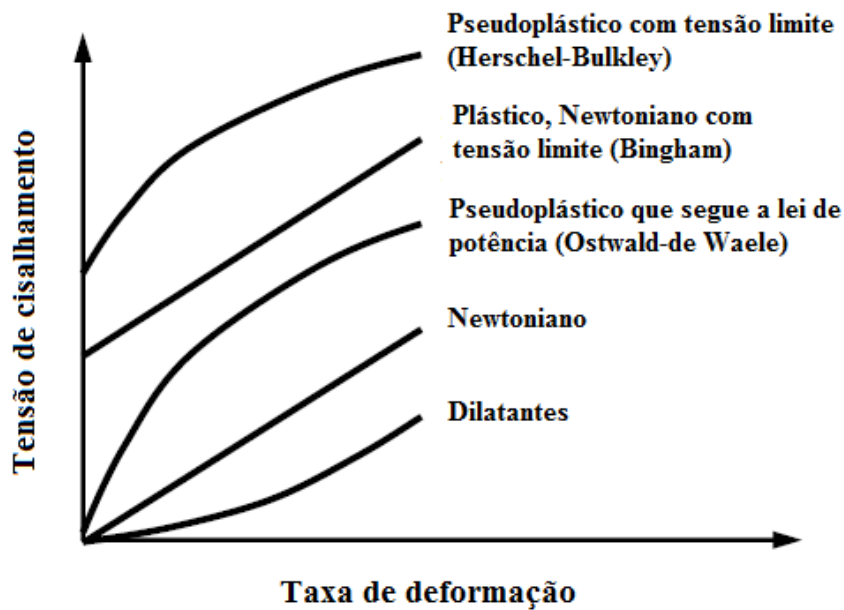
industrializados, etc. Fluidos plásticos apresentam curvas de escoamento que não interceptam a ordenada na origem e sim no ponto de tensão limite.

d) Plásticos de Bingham

Os plásticos de Bingham são caracterizados por um comportamento Newtoniano onde a curva de escoamento apresenta uma tensão limite, ou seja, o fluido entra em movimento somente após vencer uma determinada tensão limite para o cisalhamento. Após entrar em movimento, o fluido comporta-se linearmente quanto a variação da tensão de cisalhamento e a taxa de deformação. Os plásticos de Bingham, em repouso, geralmente apresentam uma estrutura tridimensional com rigidez suficiente para suportar algumas tensões até uma tensão limite. Se a tensão limite é excedida, a estrutura fragmenta-se e o sistema comporta-se como um fluido Newtoniano. Quando o fluido entra repouso novamente, a estrutura tridimensional pode ser reestabelecida ou não. Alguns exemplos de plásticos de Bingham são os cremes dentais à base de suspensões (não géis) (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

A Figura 3.1 mostra um resumo dos comportamentos variáveis com a taxa de deformação vistos até agora.

Figura 3.1 - Comportamento dos fluidos newtonianos e não newtonianos.



Fonte: Adaptada de Natan e Rahimi (2001).

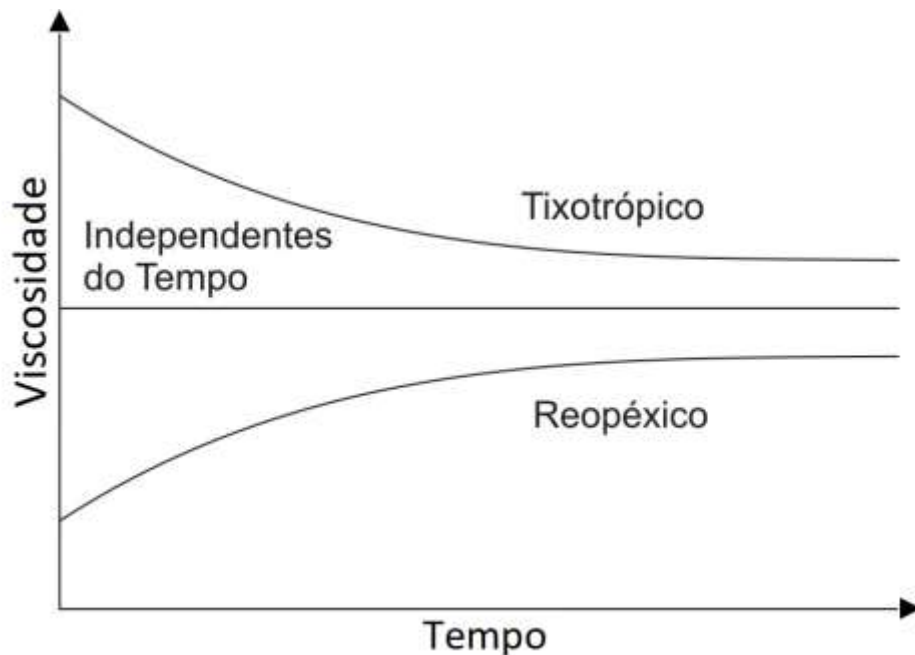
3.4.2. Comportamentos reológicos dependentes do tempo

Certos fluidos não newtonianos apresentam comportamento dependente do tempo e são classificados como tixotrópicos (viscosidade diminui sob taxa de deformação constante) e reopéticos (viscosidade aumenta sob taxa de deformação constante). Propelentes em gel são fluidos pseudoplásticos, tixotrópicos e seguem a lei de potência.

Segundo Daltin (1997) e Pedro (2000), esses comportamentos caracterizam-se pela variação da viscosidade do fluido em função do tempo em que se mantém aplicada uma taxa de cisalhamento constante a uma amostra deste fluido.

A Figura 3.2 apresenta as curvas padrão da viscosidade versus tempo de materiais tixotrópicos e reopéticos.

Figura 3.2 - Comportamentos reológicos dependentes do tempo.



Fonte: Produção do autor.

a) Tixotrópicos

Define-se tixotropia como o fenômeno da diminuição da viscosidade aparente com o tempo de cisalhamento, a uma taxa de cisalhamento constante aplicada a uma amostra que esteja previamente em repouso e a subsequente recuperação da viscosidade quando o escoamento é suspenso. A definição refere-se claramente a uma mudança reversível, dependente do tempo do fluxo induzido pela viscosidade (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

A tixotropia não pode ser confundida com pseudoplasticidade ou dilatância, onde a viscosidade depende da taxa de deformação aplicada (ou tensão de cisalhamento), embora os fluidos tixotrópicos, frequentemente, apresentem esse comportamento. Um exemplo bastante cotidiano é o “*ketchup*” de tomate. Resumindo, os fluidos pseudoplásticos são caracterizados pela diminuição da viscosidade relacionado ao tempo de deformação. Quando estes fluidos são deixados em repouso, retomam a sua viscosidade original. Este ciclo pode ser repetido indefinidamente com posterior recuperação da viscosidade original.

b) Reopéxicos

Fluidos reopéxicos são caracterizados pelo incremento da viscosidade relacionado ao tempo de deformação. Quando estes fluidos são deixados em repouso, retomam a sua viscosidade original. Este ciclo pode ser repetido indefinidamente com posterior recuperação da viscosidade original. Reopexia e tixotropia são propriedades opostas dos fluidos. Enquanto a tixotropia é um comportamento muito comum em vários fluidos, como os géis, a reopexia é rara.

3.5. Química dos coloides

Coloides, geralmente, referem-se à fase dispersa de um sistema de duas fases ou componentes em que os elementos dispersos são muito pequenos (diâmetros variam entre 1 *nm* e 1 *μm*) em relação à fase contínua para serem observados por um microscópio óptico e cujo movimento é afetado pelo calor.

Coloides aparecem em géis, emulsões, alimentos, bebidas, produtos de higiene pessoal, sistemas biológicos e revestimentos. Exemplos específicos de coloides incluem: leite, tinta, sangue, shampoo, maionese, gelatina.

Os coloides podem ser partículas sólidas ou líquidas dispersas em um meio sólido, líquido ou gasoso, bem como gases dispersos em líquidos ou sólidos. Quando partículas sólidas ou líquidas estão dispersas em um meio gasoso são conhecidas como aerossol, fumaça ou névoa. Exemplos específicos são a fumaça (cinzas no ar) e o nevoeiro (água em ar) ou de forma inversa como o chantilly (ar em creme).

Associações de coloides são, tipicamente, micelas formadas de surfactantes ou copolímeros em blocos. Coloides em um meio em suspensão são considerados um tipo de mistura.

Os coloides, em geral, apresentam massa molecular elevada por serem relativamente grandes e apresentam elevada relação área/volume de partícula.

Um gel é uma estrutura em rede de uma fase sólida contínua que envolve uma fase líquida contínua. Florry (1974) classificou os géis, com base nos critérios estruturais, em quatro tipos:

- a) Estruturas laminares bem ordenadas, incluindo gel em mesofases. Nesses géis, as lâminas bem definidas são arrançadas em paralelo e podem ser mantidas no lugar por forças eletrostáticas ou de van der Waals. Exemplos são géis de sabão, fosfolipídios e sistemas aquosos.
- b) Redes poliméricas covalentes completamente desordenadas. A continuidade da estrutura é concebida por uma rede tridimensional ramificada composta por unidades estruturais covalentemente ligadas umas às outras. A rede permeia todo o espaço ocupado pelo sistema, a menos que esteja mecanicamente fragmentado ou interrompido por fronteira de fases. Géis desse tipo geralmente sofrem inchaço em diluentes adequados e eles são insolúveis em solventes que não atacam suas estruturas químicas covalentes. Exemplos são borrachas vulcanizadas, copolímeros de vinil e divinil, poliésteres e poliuretanos.
- c) Redes de polímeros formados através de agregação física, predominantemente desordenada, mas com regiões localizadas de forma ordenada. Nesses géis, moléculas primárias, geralmente de estruturas lineares, mas em qualquer caso com tamanho finito, são ligadas entre si, através da formação de cristalitos envolvendo feixes de cadeias ou por múltiplas hélices emaranhadas que abrangem sequências que compreendem um número de unidades em cada uma das cadeias assim unidas.
- d) Particulados, estruturas desordenadas. Esta categoria inclui precipitados floculantes que geralmente consistem de partículas de grande anisotropia geométrica. Exemplos disso são: redes reticulares ou fibras como em géis de pentóxido de vanádio (V_2O_5).

Propelentes gelificados a base de Carbopol® ou Tixotrol ST® são, geralmente, do terceiro tipo. No entanto, apesar de certos géis inorgânicos (por exemplo, géis de silicato) assemelharem visualmente

como géis orgânicos, a estrutura deles é diferente. A polimerização ocorre em três estágios: (1) polimerização do monômero para a forma de partículas, (2) crescimento das partículas, (3) ligação das partículas em cadeias, em seguida, as redes se estendem por todo o meio líquido, engrossando-o a um gel (NATAN; RAHIMI, 2001).

3.6. Equações constitutivas

Fluidos não-newtonianos, em geral, e géis, em particular, podem ser classificados de acordo com suas propriedades reológicas.

Segundo Macosko (1994), uma equação constitutiva é uma relação fundamental entre a tensão (força aplicada sob uma área) e a taxa de deformação dos materiais, principalmente líquidos. Para um fluido viscoso, o tensor de cisalhamento, τ , depende apenas da taxa de deformação do tensor, $2D$, e a relação é descrita por:

$$\tau = \eta \cdot 2D \quad (3.19)$$

3.6.1. Modelo da Lei das Potências (Ostwald-de Waele)

A viscosidade de fluidos pseudoplásticos é frequentemente descrita pelo modelo da Lei das Potências (P-L) formulado por Ostwald e de Waele em 1923 (também conhecida como modelo de Ostwald-de Walle). A Lei das Potências é expressa pela seguinte equação:

$$\tau = \eta \cdot 2D \quad (3.19)$$

ou

$$\tau_{1,2} = \eta \dot{\gamma}^n \quad (3.20)$$

ou

$$\eta = K\dot{\gamma}^{n-1} \quad (3.21)$$

em que K e n são conhecidos, respectivamente, como constante de consistência e índice de escoamento da Lei das Potências.

O valor de n é uma medida da “pseudoplasticidade” do polímero. Quando $n = 1$, a Equação 3.21 fica equivalente à do fluido newtoniano, já que a viscosidade se torna constante. Quando $n < 1$, a viscosidade diminui com o aumento da taxa de cisalhamento e o polímero apresenta comportamento pseudoplástico; quanto mais $n \rightarrow 0$, maior a pseudoplasticidade do polímero. Se $n > 1$, a viscosidade aumenta com a taxa de cisalhamento e o polímero apresenta comportamento dilatante. O valor de n pode ser calculado a partir da inclinação da curva $\log \eta$ versus $\log \dot{\gamma}$. Na maioria dos polímeros fundidos, porém $n = n(\dot{\gamma})$ (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

A taxas de cisalhamento intermediárias, a relação entre τ_{ij} e $\dot{\gamma}_{ij}$ não é uma constante; essa relação é chamada de viscosidade não-newtoniana $\eta(\dot{\gamma})$ ou simplesmente η . Quando $\dot{\gamma}_{ij} \rightarrow 0$, a viscosidade é chamada de viscosidade a taxa de cisalhamento zero ou η_0 ; quando $\dot{\gamma}_{ij} \rightarrow \infty$, ela é chamada de viscosidade a taxa de cisalhamento infinita ou η_∞ . A viscosidade, tanto newtoniana como não-newtoniana, quantifica a resistência ao escoamento do material, como anteriormente explicado.

É fundamental destacar que essa equação é apropriada somente no intervalo entre os patamares newtonianos a baixas e altas taxas de cisalhamento, ou seja, $\eta_0 < \eta < \eta_\infty$ (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

A lei de potência é simplesmente uma relação exponencial entre a viscosidade e o cisalhamento. No entanto, a maioria dos géis, possuem um limite de elasticidade aparente e uma viscosidade também constante a tensões de cisalhamento muito altas. Por esta razão, o modelo da lei de

potência é adequado somente para géis a médias tensões de cisalhamento. Em tensões de cisalhamento muito baixas ou elevadas, o ajuste não é tão bom e a disparidade entra em jogo.

3.6.2. Modelo de Ellis

O modelo de Ellis descreve a dependência da viscosidade em relação à taxa de cisalhamento, tanto para baixas taxas de cisalhamento como para altas, assim incorporando o primeiro platô newtoniano (BRETAS; ÁVILAS, 2010). Matematicamente, esse modelo pode ser representado como:

$$\frac{\eta_0}{\eta(t)} = 1 + \left(\frac{\tau}{\tau_{1/2}} \right)^{\alpha-1} \quad (3.22)$$

em que $\tau_{1/2}$ é o valor da tensão quando $\eta = \eta_0/2$ e $\alpha - 1$ é a inclinação da curva $\log(\eta_0/\eta - 1)$ versus $\log(\tau/\tau_{1/2})$.

Essa equação prediz tanto o platô newtoniano a taxas de cisalhamento baixas como a região de Lei das Potências, representando melhor a viscosidade de um polímero fundido do que a Lei de Potências, já que abrange um intervalo maior de taxas de deformações (ou tensões).

3.6.3. Modelo de Carreau-Yasuda

Esse modelo é ainda mais amplo que o anterior, pois permite caracterizar o comportamento da viscosidade do fluido a baixas, médias e altas taxas de cisalhamento; matematicamente, esse modelo pode ser descrito como (BRETAS; ÁVILAS, 2010):

$$\frac{(\eta - \eta_\infty)}{(\eta_0 - \eta_\infty)} = [1 + (\lambda_1 \dot{\gamma})^a]^{\frac{n-1}{a}} \quad (3.23)$$

Em que λ_1 é uma constante de tempo e a é um parâmetro adimensional que descreve a região de transição entre $\dot{\gamma} = 0$ e a região de Lei das Potências.

3.6.4. Modelo de Bingham

Esse modelo representa o comportamento da viscosidade de um material que necessita de uma tensão crítica para começar a escoar (ou a se deformar). Exemplos de materiais que apresentam esse comportamento são: sangue e polímeros altamente carregados com partículas inorgânicas.

Considera-se que $\eta = \infty$, para $\tau \leq \tau_y$, ou seja, a viscosidade do material será infinita abaixo de uma tensão crítica τ_y . Acima dessa tensão crítica, o fluido escoará com uma viscosidade expressa por:

$$\eta(\dot{\gamma}) = \eta_0 + \frac{\tau_y}{\dot{\gamma}} \quad (3.24)$$

3.6.5. Modelo de Cross

O modelo de Cross é semelhante ao modelo de Carreau-Yasuda, com a diferença de que não prevê o outro patamar newtoniano a altas taxas de cisalhamento, tendo, por isso, somente três parâmetros em vez de quatro.

O modelo de Cross pode ser representado por:

$$\eta = \frac{\eta_0}{1 + \left(\frac{\eta_0 \dot{\gamma}}{\tau^*}\right)^{1-n}} \quad (3.25)$$

Em que τ^* é a tensão na qual ocorre a transição entre o primeiro patamar newtoniano e a região da Lei das Potências.

O modelo de Cross ainda pode ser modificado para levar em conta o efeito da temperatura, substituindo-se o valor de η_0 por uma função $\eta_0(T)$, conforme a equação a seguir, em que B e T_b são parâmetros obtidos experimentalmente a partir do ajuste dessa equação para η_0 em diversas temperaturas (BRETAS; ÁVILAS, 2010):

$$\eta_0 = B \exp\left(\frac{T_b}{T}\right) \quad (3.26)$$

Com essa alteração, obtém-se o chamado Modelo de Cross Modificado, que é expresso pela equação:

$$\eta = \frac{B \exp\left(\frac{T_b}{T}\right)}{1 + \left(\frac{\eta_0 \dot{\gamma}}{\tau^*}\right)^{1-n}} \quad (3.27)$$

3.6.6. Modelo de Herschel-Bulkley

O modelo de Herschel-Bulkley considera o limite de elasticidade em consideração e é dado por:

$$\eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + K \dot{\gamma}^n \quad (3.28)$$

O limite de elasticidade é determinado como sendo a tensão de deformação necessária para iniciar o fluxo de gel. Embora este modelo forneça uma boa concordância com os dados experimentais para um gel em taxas de deformação baixas e médias, ele ainda falha ao levar em conta a viscosidade aparente de um gel em altas taxas de deformação.

3.6.7. Modelo de Herschel-Bulkley estendido

O modelo de Herschel-Bulkley estendido acrescenta ao modelo convencional a viscosidade do gel a taxa de deformação infinita, como segue:

$$\eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + K\dot{\gamma}^n + \eta_\infty \quad (3.29)$$

Geralmente, esse modelo oferece uma boa concordância com os dados reológicos experimentais do gel e pode ser usado para um gel sujeito a qualquer taxa de deformação.

Para dadas regiões newtonianas, em taxas de deformação baixas ou altas, outros modelos foram propostos e são descritos nas Tabelas 3.1 e 3.2.

As equações constitutivas independentes do tempo são apresentadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Equações constitutivas de fluidos independentes do tempo.

Modelo	Equação
Ostwald-de Waele, modelo da Lei das Potências	$\eta = K\dot{\gamma}^{n-1}$
Cross	$\eta = \eta_\infty\dot{\gamma} + \frac{(\eta_0 - \eta_\infty)\dot{\gamma}}{1 + (\lambda\dot{\gamma})^{1-n}}$
Carreau-Yasuda	$\eta = \eta_\infty\dot{\gamma} + \frac{(\eta_0 - \eta_\infty)\dot{\gamma}}{[1 + (\lambda\dot{\gamma})^2]^{(1-n)/2}}$

Fonte: Adaptada de Natan e Rahimi (2001).

Em muitos casos, a tensão de cisalhamento deve ser levada em conta (cálculos de sedimentação de partículas, pressão inicial, etc.). O modelo

mais comum é o modelo de Herschel-Bulkley. As equações constitutivas independentes do tempo para fluidos com tensão de cisalhamento são apresentadas na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 - Equações constitutivas de fluidos independentes do tempo com tensão de cisalhamento.

Modelo	Equação
Herschel-Bulkley	$\eta = \tau_{HB} + K\dot{\gamma}^n$
Herschel-Bulkley estendido	$\eta = \tau_{HB} + K\dot{\gamma}^n + \eta_{\infty}$
Bingham	$\eta = \tau_B + \eta_{\infty}\dot{\gamma}$
Casson	$\eta^{1/2} = \tau_c^{1/2} + \eta_{\infty}^{1/2}\dot{\gamma}^{1/2}$
Lapasin-Orici-Esposito	$\eta = \tau_{LPE} + \eta_{\infty}\dot{\gamma} + \frac{(\eta_0 - \eta_{\infty})\dot{\gamma}}{1 + (\lambda\dot{\gamma})^n}$
Carreau-Yasuda	$\eta = \eta_{\infty}\dot{\gamma} + \frac{(\eta_0 - \eta_{\infty})\dot{\gamma}}{[1 + (\lambda\dot{\gamma})^2]^{(1-n)/2}}$
Ponslinki	$\eta = \tau_{Pon} + \eta_{\infty}\dot{\gamma} + \frac{(\eta_0 - \eta_{\infty})\dot{\gamma}}{1 + (\lambda\dot{\gamma})^n}$

Fonte: Adaptada de Natan e Rahimi (2001).

3.7. Efeitos não newtonianos observados em géis

A escolha da equação constitutiva apropriada para cada fluido não-newtoniano implica conhecimento de seu comportamento sob diferentes gradientes de deformação, temperatura e pressão. Porém, como não é

possível conhecer toda a gama de respostas reológicas desses materiais, sob todas as condições possíveis de temperatura, em todas as geometrias, torna-se necessário conhecer alguns aspectos do comportamento desses materiais, sob algumas condições, para ser possível modelar adequadamente ou escolher a equação constitutiva apropriada (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

Parte das respostas em relação a essas questões pode ser encontrada medindo as propriedades reológicas do fluido não-newtoniano em equipamentos padronizados chamados reômetros. Algumas respostas “incomuns” que os fluidos não-newtonianos apresentam quando deformados serão denominadas simplesmente de “não newtonianas”, porque estão ausentes durante o fluxo de fluidos newtonianos (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

Entre essas respostas “incomuns”, podem ser citados o efeito de Weissenberg, o aparecimento de vórtices na entrada de um capilar, o reenovelamento ou reemanhamento e a redução da perda de carga em um tubo que serão apresentados conforme Bretas e Ávilas (2010).

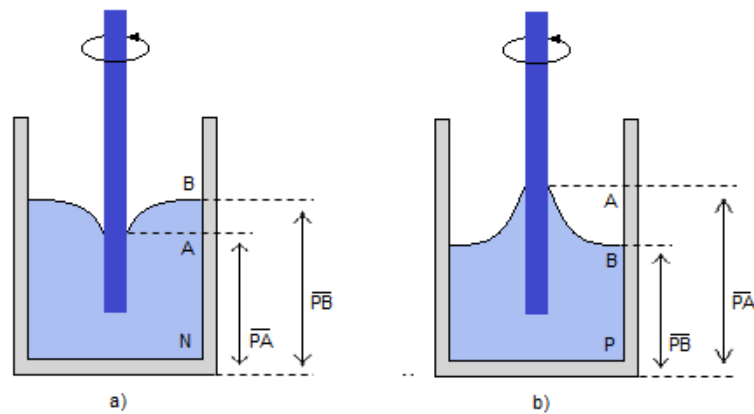
3.7.1. Efeito de Weissenberg

Esse efeito pode ser observado quando um bastão dentro de um recipiente contendo um fluido não-newtoniano ou em solução gira como mostrado na Figura 3.3.

No caso de um fluido newtoniano (Figura 3.3a), quando o bastão gira, observa-se que o nível do fluido na região adjacente ao bastão (ponto A) diminui, formando um vórtice “para baixo” devido a força centrífuga. No caso de fluidos não newtonianos (Figura 3.3b), quando o bastão gira, há um deslocamento do material para o centro do recipiente e, conseqüentemente, o fluido sobe pelo bastão, formando um vórtice “para cima”. Esse fenômeno é chamado de “efeito de Weissenberg” e ocorre principalmente por causa do surgimento de diferenças nas tensões normais. A rotação ou fluxo tangencial imposta pelo bastão orienta as moléculas adjacentes a ele; como o fluido não newtoniano sempre tende

a retornar ao estado de equilíbrio representado por conformações aleatórias das cadeias, as macromoléculas exercerão, então, uma tensão na camada de fluido mais próxima a elas, contra o bastão, promovendo o surgimento de tensões normais de intensidade maior.

Figura 3.3 - Efeito de Weissenberg: (a) fluido newtoniano; (b) fluido não-newtoniano; $\bar{P}^{\bar{A}}$ = pressão no ponto A; $\bar{P}^{\bar{B}}$ = pressão no ponto B.



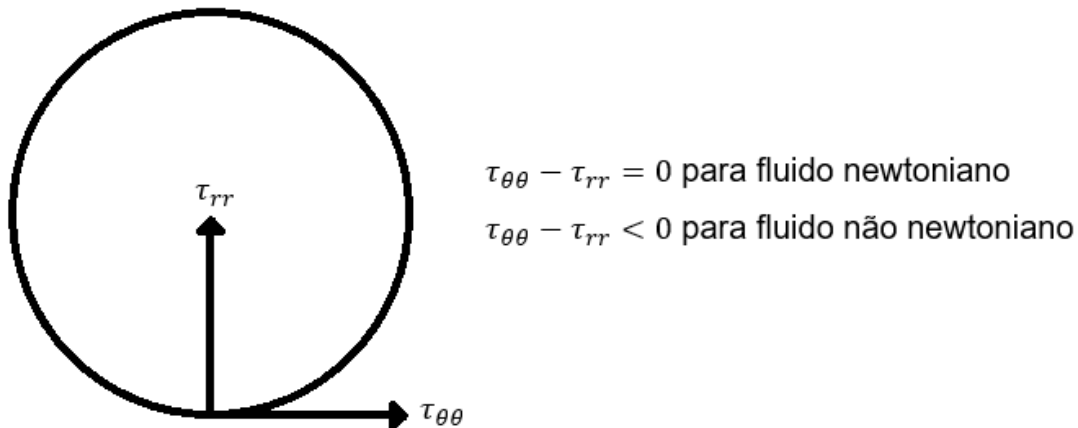
Fonte: Produção do autor.

Pode-se observar, na Figura 3.3, que, no caso do fluido newtoniano $\bar{P}^{\bar{B}} > \bar{P}^{\bar{A}}$; para o fluido não newtoniano, $\bar{P}^{\bar{B}} < \bar{P}^{\bar{A}}$. As tensões normais que aparecem nesse tipo de fluxo tangencial estão representadas na Figura 3.4. Para fluidos newtonianos, essas tensões apresentam intensidade equivalente. Para fluidos não newtonianos, a tensão na direção radial será maior do que na direção tangencial, por causa da tensão extra causada pelas macromoléculas contra o bastão em suas tentativas de voltar às conformidades aleatórias de equilíbrio, como explicado anteriormente; nesse caso, portanto, $\tau_{rr} > \tau_{\theta\theta}$ e $\tau_{\theta\theta} - \tau_{rr} < 0$. Essa diferença nas tensões normais é a principal responsável pela tendência do fluido em subir pelo bastão e pelo aumento na pressão com o decréscimo do raio, como mostra a Figura 3.3 (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

O aparecimento do efeito de Weissenberg é usual em fluidos não newtonianos e reflete o conceito de que, no fluxo desses materiais, a

diferença entre as tensões normais não é zero, como no caso de fluidos newtonianos. Essa diferença de tensões normais é, assim, uma medida da elasticidade do material (tentativa de voltar às conformações aleatórias de equilíbrio).

Figura 3.4 - Representações das tensões normais no fluxo tangencial promovido pelo bastão.



Fonte: Produção do autor.

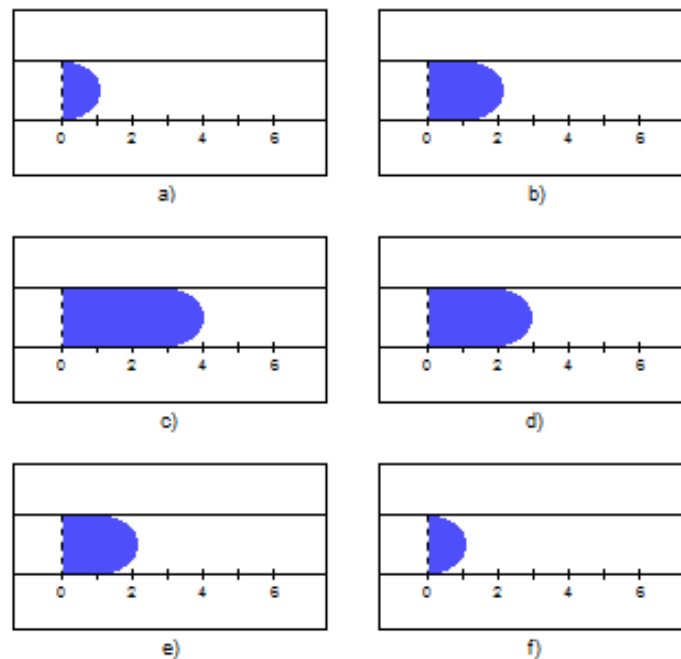
3.7.2. Renovelamento ou reemaranhamento

O fenômeno do renovelamento ou reemaranhamento (*recoil*) em fluidos não newtonianos foi medido por Kapoor (1964) utilizando uma solução polimérica fluindo através de um tubo, pela aplicação de um gradiente de pressão. Um corante traçador foi utilizado para observar o perfil de velocidades. Na Figura 3.5 pode-se observar esse perfil de velocidades em diferentes tempos.

Quando o gradiente de pressão é inicialmente aplicado, o polímero começa a escoar (Figuras 3.5a e 3.5b) até atingir o regime permanente (Figura 3.5c). Porém, se, nesse instante, o gradiente de pressão é retirado, observa-se que o perfil de velocidades “recua” (Figuras 3.5d até 3.5f), percorrendo o mesmo caminho anterior, porém em um tempo maior, isso ocorre em razão do renovelamento ou reemaranhamento (*recoil*) das moléculas do fluido não newtoniano, tentando voltar à sua conformação aleatória de equilíbrio; contudo, o polímero não se

reemaranhará completamente até seu estado inicial mesmo após longos tempos, por causa dos efeitos viscosos (dissipação de energia), que não permitem que a recuperação elástica, a qual está associada à memória do fluido, seja completa (BRETAS; ÁVILAS, 2010).

Figura 3.5 - Esquema do fenômeno de reemaranhamento: a) início do escoamento; b) transiente até o regime permanente; c) regime permanente; d) retirada do gradiente de pressão ou $\Delta P=0$; e) e f) recuo do escoamento.



Fonte: Adaptada de Kapoor (1964).

Esse efeito “atípico” permite examinar qualitativamente o conceito de viscoelasticidade e memória. Um fluido não newtoniano possui memória quando seu comportamento no tempo atual é dependente de toda a história termomecânica anterior à que ele foi submetido e, em repouso, ele tentará voltar, pelo mesmo caminho, às conformações aleatórias de equilíbrio. Para isso ele deve ter a capacidade de armazenar energia (elasticidade). A energia armazenada permite que o fluido não newtoniano tente voltar ao estado inicial de conformação, mas, durante essa tentativa, haverá também dissipação de energia na forma de calor (viscosidade), a qual retardará e impedirá parcialmente a recuperação total (BRETAS; ÁVILAS, 2001).

3.7.3. Formação de vórtices na entrada de tubos ou capilares

A redução da perda de carga, ΔP , promovida pelo escoamento de fluidos não newtonianos, pode ser observada em diversos estudos do escoamento em tubulações. A perda de carga através de um tubo de diâmetro D e comprimento L pode ser expressa como $\Delta P = P_s - P_e$ em que P_s e P_e são as pressões de saída e entrada, respectivamente, de um fluido escoando através desse tubo. Essa perda está associada ao fator de atrito λ pela seguinte equação:

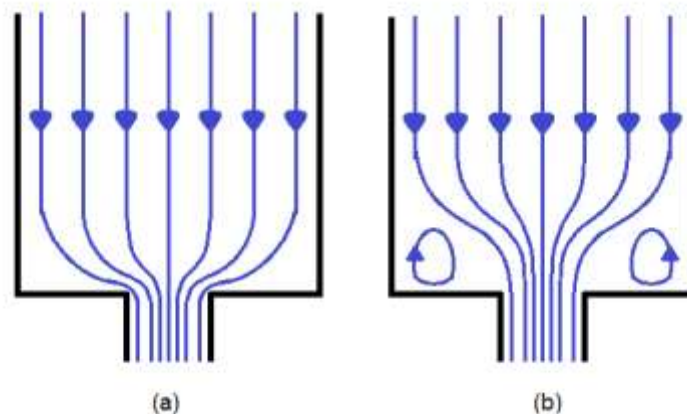
$$\lambda = \frac{2D}{L} \frac{\Delta P}{\rho \bar{u}^2} = \frac{2D}{L} \frac{(P_s - P_e)}{\rho \bar{u}^2} \quad (3.30)$$

em que \bar{u} é a velocidade média do fluido.

3.7.4. Formação de vórtices na entrada de tubo ou capilar

Segundo Bretas e Ávilas (2001), as linhas de fluxo de um fluido newtoniano e outro não newtoniano escoando na região de entrada de um tubo ou capilar, seguem o padrão mostrado na Figura 3.6.

Figura 3.6 - Linhas de escoamento na entrada de um capilar com: (a) fluido newtoniano; (b) fluido não newtoniano.



Fonte: Produção do autor.

Pode-se observar que no caso do fluido newtoniano (Figura 3.6a), todas as linhas de fluxo são convergentes na entrada do capilar. No caso do fluido não newtoniano (Figura 3.6b), as linhas de fluxo centrais são convergentes, porém as linhas de fluxo perto da parede podem divergir, chegando a formar vórtices. No entanto, dependendo das condições impostas ao escoamento e o número de Reynolds é possível ocorrer a formação de vórtices também em fluidos newtonianos.

A formação de vórtices depende do tipo de fluido não newtoniano; por exemplo, fluidos compostos por polímeros com ramificações longas, como o PEBD (polietileno de baixa densidade), PS (poliestireno) formam vórtices, enquanto polímeros lineares, como o PEAD (polietileno de alta densidade), PP (polipropileno) e PVC (policloreto de vinila) não formam vórtices (BRETAS; ÁVILAS, 2001).

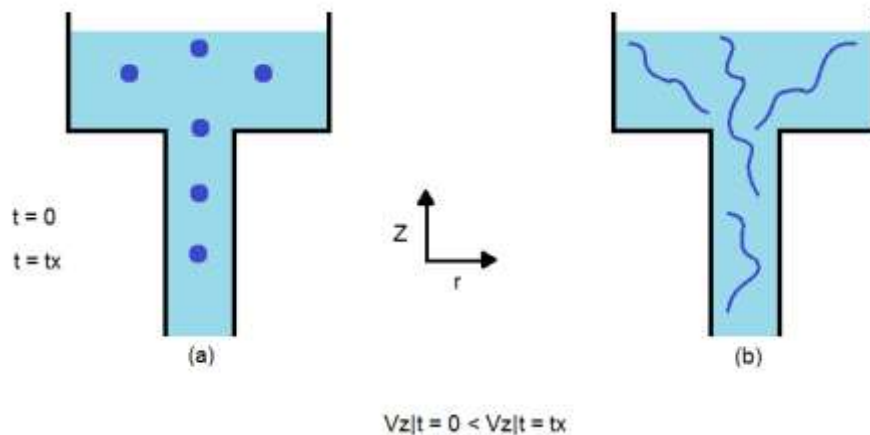
O aparecimento desses vórtices provoca perdas de carga extras na região de entrada do capilar. A perda de carga de um fluido newtoniano através de um capilar de comprimento L é expressa por $\Delta P = \Delta P_{capilar} = P_s - P_e$, em que P_s e P_e representam as pressões na saída e entrada do capilar, respectivamente; contudo, quando o fluido é um fluido não newtoniano, a perda de carga é expressa por $\Delta P = \Delta P_{capilar} + \Delta P_{entrada}$.

Essa parte de carga extra na entrada pode ser associada à elasticidade do fluido não newtoniano e aos gradientes de deformação elongacional que ocorrem na entrada do capilar, entre outros aspectos. Em geral, toda vez que houver uma mudança na seção transversal da geometria, por exemplo, quando o material está fluindo através de um cone (convergente ou divergente), gradientes elongacionais aparecerão (BRETAS; ÁVILAS, 2001).

Esses gradientes elongacionais afetam de forma diferente moléculas de baixo peso molecular e macromoléculas, como pode ser visto na Figura 3.6. Nessa figura, v_z varia com o eixo z , sendo menor no tempo $t = 0$ (maior raio) e maior no tempo $t = t_1$ (menor raio). A Figura 3.6a representa o fluxo de uma molécula de baixo peso molecular, como água,

e a Figura 3.6b, uma macromolécula. Pode-se observar que a molécula de baixo peso molecular sofrerá aceleração na entrada do capilar; observa-se, porém, no caso da macromolécula, que enquanto a “cauda” está a uma velocidade menor, a “frente” estará a uma velocidade maior. O resultado será uma “elongação” ou um estiramento da macromolécula (BRETAS; ÁVILAS, 2001).

Figura 3.7 - Fluxo na entrada de um capilar de: a) molécula de baixo peso molecular; b) macromolécula.



Fonte: Produção do autor.

A formação de vórtices na entrada de um capilar e a consequente perda de carga extra evidenciam o caráter macromolecular e a elasticidade dos polímeros.

3.8. escoamento de fluidos newtonianos e não newtonianos

Uma vez escolhida a equação reológica de estado apropriada para o fluido não newtoniano, podem ser determinados os campos de velocidade do escoamento desse material em uma dada geometria. A obtenção desses campos de velocidade é fundamental para entender diversas características do escoamento interno desses fluidos dentro de injetores.

A seguir serão obtidos os campos de velocidade para um líquido newtoniano e posteriormente não newtoniano dentro de um tubo na

horizontal utilizando equações constitutivas newtonianas e não newtonianas.

Os escoamentos por diferença de pressão são aqueles em que um gradiente de pressão ΔP é aplicado ou imposto ao fluido. Esse tipo de escoamento também é conhecido como escoamento de Poiseuille.

Será considerado um escoamento laminar totalmente desenvolvido em um tubo de seção longa e de diâmetro constante. Os efeitos gravitacionais (forças de corpo) serão desprezados. O perfil de velocidades é o mesmo ao longo de todas as seções transversais do tubo. Embora a maioria dos escoamentos sejam turbulentos em vez de laminares, e muitas tubulações não sejam longas o suficiente para atingir um escoamento completamente desenvolvido, o tratamento teórico e o completo entendimento do escoamento laminar é de considerável importância. Essa análise teórica considerando as forças viscosas pode ser realizada de forma abrangente, com suposições bastante gerais, sem usar outras hipóteses ou aproximações específicas para essa situação. Um entendimento do caso e os resultados obtidos a partir dele fornecem uma base teórica para que seja possível realizar análises mais complexas. Além disso, existem muitas situações reais envolvendo o uso de escoamento laminar completamente desenvolvido em tubos.

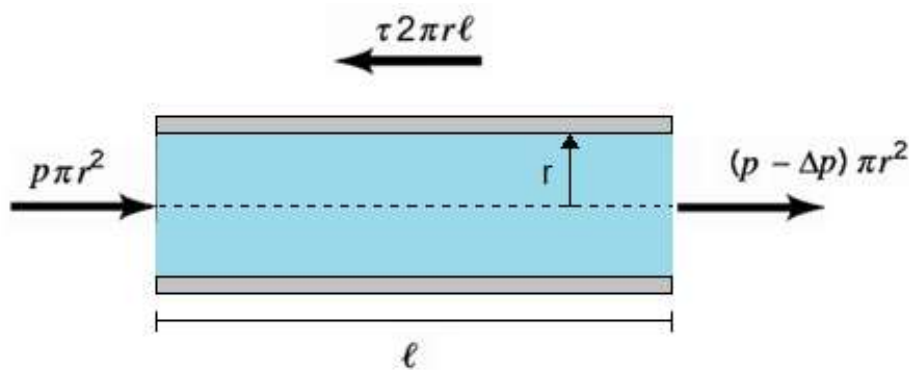
3.8.1. Fluidos newtonianos

A tensão de cisalhamento ou corte é definida como a tensão gerada por forças aplicadas paralelamente ao escoamento em sentidos iguais ou opostos. Essa força de cisalhamento é a componente tangencial da força que age ao longo da superfície dividida pela área da seção transversal do material. Para uma tubulação, é dada por:

$$dF = \tau dA \quad (3.31)$$

A representação do escoamento de um fluido ao longo de um tubo na horizontal é mostrada na Figura 3.7 e aplicamos nela segunda lei de Newton, $d(mvx)/dt = Fx$. Neste caso, mesmo que o fluido esteja em movimento, ele não está acelerado, de modo que, $d(mvx)/dt = 0$. Assim, o escoamento completamente desenvolvido em um tubo horizontal é meramente um balanço entre a pressão e forças viscosas - a diferença de pressão atuando na extremidade do cilindro de área πr^2 e a tensão de cisalhamento atuando na superfície lateral do cilindro de área $2\pi r l$. Esse balanço de força pode ser escrito como a relação entre a queda de pressão e a tensão de corte τ em um elemento de volume de raio r dentro do tubo onde o fluido escoar ao longo de l , sendo dado por:

Figura 3.8 - Fluxo de Poiseuille para um fluido ao longo de um tubo.



Fonte: Produção do autor.

$$P - (P - dP)A_{transversal} = \tau dA_{longitudinal} \quad (3.32)$$

Assim,

$$dP = \tau \frac{dA_{longitudinal}}{A_{transversal}} \quad (3.33)$$

onde $dA_{longitudinal} = 2\pi r dl$ e $A_{transversal} = \pi r^2$. Assim:

$$dP = \tau \frac{2}{r} dl \quad (3.34)$$

A tensão de cisalhamento máxima se dá na parede τ_p , quando $r = R$, e pode ser expressa como:

$$dP = \tau_p \frac{2}{R} dl \quad (3.35)$$

onde R é o raio do tubo.

Integrando a equação anterior, encontra-se:

$$\int_{P_{entrada}}^{P_{saida}} dP = \tau_p \frac{2}{R} \int_0^L dl \quad (3.36)$$

resultando em:

$$\Delta P = \tau_p \frac{2}{R} L \quad (3.37)$$

ou em termos da tensão de cisalhamento na parede e em função do diâmetro do tubo:

$$\tau_p = \frac{\Delta P D}{4L} \quad (3.38)$$

onde ΔP é a queda de pressão no comprimento L e D o diâmetro da tubulação.

A razão entre a tensão de cisalhamento na parede e em um dado raio r é obtida igualando as Equações 3.34 e 3.35:

$$\frac{\tau}{\tau_p} = \frac{r}{R} \quad (3.39)$$

De acordo com a Equação 3.39, a tensão de cisalhamento varia linearmente ao longo do raio do tubo, desde $r = 0$ até um valor máximo na posição $r = R$.

Um fluido é uma substância que se deforma continuamente quando submetida a uma tensão de cisalhamento, não importando o módulo dessa força. Para quaisquer fluidos reais (incluindo gases e líquidos) movendo-se ao longo de uma superfície sólida existe uma tensão de cisalhamento atuando sobre a mesma. Para todos os fluidos newtonianos em fluxo laminar a tensão de cisalhamento é proporcional à taxa de deformação no fluido em que a viscosidade é uma constante de proporcionalidade. No entanto, para fluidos não newtonianos, essa viscosidade não é constante. Esse comportamento será descrito posteriormente. A tensão de cisalhamento, para um fluido newtoniano, aplicada a um elemento de superfície paralela a uma placa plana, é dada por:

$$\tau = -\eta\dot{\gamma} = \eta\left(-\frac{du}{dr}\right) \quad (3.40)$$

onde η é a viscosidade dinâmica ($Pa.s$) e $\dot{\gamma}$ a taxa de deformação (s^{-1}). No interior de uma tubulação à medida que o raio aumenta, a velocidade diminui e por isso o gradiente du/dr é negativo. No centro do tubo $du/dr = 0$, ou seja, a tensão de corte é nula.

Rearranjando a definição da tensão de cisalhamento em termos da velocidade, obtém-se:

$$du = -\frac{\tau}{\eta} dr \quad (3.41)$$

Escrevendo a Equação 3.41 em termos da tensão de cisalhamento na parede e para o caso de um tubo, obtém-se:

$$du = -\frac{\tau_p}{\eta R} \int r dr \quad (3.42)$$

Integrando a equação anterior, encontra-se:

$$u = -\frac{\tau_p r^2}{2\eta R} + C \quad (3.43)$$

A constante de integração C é determinada a partir da condição de que sobre a parede, isto é, para $r = R$, tem-se que $u = 0$. Dessa forma,

$$C = \frac{\tau_p R^2}{2\eta R} \quad (3.44)$$

Pela substituição de C , a partir da Equação 3.44, obtém-se a equação da distribuição de velocidade na seção transversal do tubo:

$$u(r) = \frac{\tau_P}{2\eta R} (R^2 - r^2) \quad (3.45)$$

ou em termos, da queda de pressão ao longo do tubo, pela substituição da Equação 3.37 dentro da Equação 3.45:

$$u(r) = \frac{\Delta P}{2\eta L} (R^2 - r^2) = \frac{\Delta P R^2}{2\eta L} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (3.46)$$

A velocidade máxima, u_{max} , é obtida quando $r \rightarrow 0$, assim:

$$u_{max} = \frac{\Delta P R^2}{2\eta L} \quad (3.47)$$

Por outro lado, a velocidade média, \bar{u} , pode ser calculada pela definição:

$$\bar{u} \int dA \equiv \int u(r) dA \quad (3.48)$$

ou ainda,

$$\bar{u} = \frac{\int u(r) dA}{\int dA} \quad (3.49)$$

onde $dA = 2\pi r dr$.

Integrando a Equação 3.49 do centro do tubo $r = 0$ até a parede $r = R$:

$$\bar{u} = \frac{\int_0^R u(r) 2\pi r dr}{\int_0^R 2\pi r dr} \quad (3.50)$$

Substituindo $u(r)$, a partir da Equação 3.46, na expressão acima tem-se:

$$\bar{u} = \frac{\int_0^R \frac{\tau_p}{2\eta R} (R^2 - r^2) 2\pi r dr}{\int_0^R 2\pi r dr} = \frac{\frac{\tau_p}{2\eta R} \int_0^R (R^2 - r^2) r dr}{\int_0^R r dr} \quad (3.51)$$

Integrando a Equação 3.51 do centro do tubo $r = 0$ até a parede $r = R$, obtém-se:

$$\bar{u} = \frac{\tau_p R}{4\eta} = \frac{\tau_p D}{8\eta} \quad (3.52)$$

Substituindo a tensão de cisalhamento na parede, τ_p , a partir da Equação 3.38, na Equação 3.52, obtém-se:

$$\bar{u} = \frac{\Delta P D^2}{32\eta L} = \frac{\Delta P R^2}{8\eta L} \quad (3.53)$$

Rearranjando a equação acima em termos da queda de pressão e dividindo ambos os lados pela densidade ρ , obtém-se:

$$(3.54)$$

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \left(\frac{32L\bar{u}^2}{D} \right) \left(\frac{\eta}{\rho\bar{u}D} \right)$$

O número de Reynolds para fluidos newtonianos é definido como a razão entre as forças inerciais e as forças viscosas, sendo dado por:

$$Re = \frac{\rho\bar{u}D}{\eta} \quad (3.55)$$

Substituindo a definição do número de Reynolds na Equação 3.53, obtém-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \frac{32L\bar{u}^2}{ReD} \quad (3.56)$$

A vazão volumétrica, Q , será expressa por:

$$Q = \int_0^R u(r)2\pi r dr = \int_0^R \frac{\pi\Delta PR^2}{2\eta L} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] r dr = \frac{\pi\Delta PR^4}{8\eta L} \quad (3.57)$$

Essa equação é conhecida como Lei de Hagen-Poiseuille.

A taxa de cisalhamento, $\dot{\gamma}$, no fluido newtoniano será expressa por:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du(r)}{dr} = \frac{\Delta Pr}{2\eta L} \quad (3.58)$$

Pode-se observar, pela Equação 3.58, que a taxa de cisalhamento varia linearmente com r e que é igual a zero em $r = 0$, mas que apresenta valor máximo na parede, quando $r = R$.

Substituindo queda de pressão, ΔP , a partir da Equação 3.53 na Equação 3.58, quando $r = R$, obtém-se a taxa de deformação na parede interna em termos da velocidade média do escoamento:

$$\dot{\gamma}_p = \frac{8\bar{u}}{D} \quad (3.59)$$

A tensão de cisalhamento τ é expressa por:

$$\tau = \eta\dot{\gamma} = \frac{\Delta Pr}{2L} \quad (3.60)$$

Assim, a tensão de cisalhamento também varia linearmente com r e apresenta um valor máximo na parede, quando $r = R$.

3.8.2. Fluidos não-newtonianos seguindo a Lei da Potência

Agora será resolvido o mesmo problema da seção anterior, com as mesmas condições de contorno, só que considerando que o fluido é não-newtoniano, ou seja, sua viscosidade varia com a taxa de cisalhamento. Foi visto anteriormente que existem várias equações que expressam essa dependência. Para efeitos de simplificação, será admitido que o fluido não-newtoniano siga a Lei da Potência.

Para um fluido não newtoniano que segue a Lei da Potência, a tensão de cisalhamento, aplicada a um elemento de superfície paralela a uma placa plana, é dada por:

$$\tau = -\eta\dot{\gamma}^n = K \left(-\frac{du}{dr} \right)^n \quad (3.61)$$

onde η é a constante de proporcionalidade do material $(Pa.s)^n$, $\dot{\gamma}$ a taxa de deformação (s^{-1}) e n o índice de comportamento. No interior de uma

tubulação à medida que o raio aumenta, a velocidade diminui e por isso o gradiente du/dy é negativo. No centro do tubo $du/dy = 0$, ou seja, a tensão de corte é nula.

Rearranjando a definição da tensão de cisalhamento em termos da velocidade, obtém-se:

$$du = -\left(\frac{\tau}{\eta}\right)^{1/n} dr \quad (3.62)$$

Escrevendo a Equação 3.62 em termos da tensão de cisalhamento na parede e para o caso de um tubo, obtém-se:

$$du = -\left(\frac{\tau_p}{\eta R}\right)^{1/n} \int r^{1/n} dr \quad (3.63)$$

Integrando a equação anterior, encontra-se:

$$u = -\left(\frac{\tau_p}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{n+1}\right) r^{(n+1)/n} + C \quad (3.64)$$

A constante de integração C é determinada a partir da condição de que sobre a parede, isto é, para $r = R$, tem-se que $u = 0$. Dessa forma,

$$C = \left(\frac{\tau_p}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{n+1}\right) R^{(n+1)/n} \quad (3.65)$$

Pela substituição de C , a partir da Equação 3.65, obtém-se a equação da distribuição de velocidade na seção transversal do tubo:

$$u(r) = \left(\frac{\tau_P}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{n+1}\right) \left(R^{(n+1)/n} - r^{(n+1)/n}\right) \quad (3.66)$$

ou tem-se, da queda de pressão ao longo do tubo, pela substituição da Equação 3.38 na Equação 3.66:

$$u(r) = \left(\frac{\Delta PR}{2\eta L}\right)^{1/n} \left(\frac{nR}{n+1}\right) \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^{(n+1)/n}\right] \quad (3.67)$$

A velocidade máxima, u_{max} , é obtida quando $r \rightarrow 0$, assim:

$$u_{max} = \left(\frac{\Delta PR}{2\eta L}\right)^{1/n} \left(\frac{nR}{n+1}\right) \quad (3.68)$$

Substituindo $u(r)$, a partir da Equação 3.67, na definição de velocidade média dada pela Equação 3.50, obtém-se:

$$\bar{u} = \frac{\int_0^R \left(\frac{\tau_P}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{n+1}\right) \left(R^{(n+1)/n} - r^{(n+1)/n}\right) r dr}{\int_0^R r dr} \quad (3.69)$$

Integrando a Equação 3.69 do centro do tubo $r = 0$ até a parede $r = R$:

$$\bar{u} = \left(\frac{\tau_P}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{3n+1}\right) R = \left(\frac{\tau_P}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{3n+1}\right) R \quad (3.70)$$

Substituindo a tensão de cisalhamento na parede, τ_P , a partir da Equação 3.38, na Equação 3.70, e chamando $R = D/2$, obtém-se:

$$\bar{u} = \left(\frac{\Delta P}{4\eta L}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{6n+2}\right) D^{(n+1)/n} \quad (3.71)$$

Rearranjando a equação acima em termos da queda de pressão e dividindo ambos os lados pela densidade ρ , obtém-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \left(\frac{6n+2}{n}\right)^n \left(\frac{4\eta L}{\rho}\right) \left(\frac{\bar{u}^n}{D^{n+1}}\right) \quad (3.72)$$

Igualando as Equações 3.56 e 3.72, obtém-se o número de Reynolds para fluidos não newtonianos da Lei das Potências:

$$Re_{LP} = \left(\frac{\rho \bar{u}^{2-n} D^n}{8^{n-1} K}\right) \left(\frac{4n}{3n+1}\right)^n \quad (3.73)$$

A vazão volumétrica, Q , será expressa por:

$$Q = \int_0^R \left(\frac{\Delta P R}{2\eta L} \right)^{1/n} \left(\frac{nR}{n+1} \right) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{(n+1)/n} \right] 2\pi r dr \quad (3.74)$$

onde a solução é dada por:

$$Q = \frac{n\pi R^3}{1+3n} \left(\frac{R\Delta P}{2\eta L} \right)^{1/n} \quad (3.75)$$

A taxa de cisalhamento $\dot{\gamma}$ no fluido newtoniano será expressa por:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du(r)}{dr} = \left(\frac{\Delta P r}{2\eta L} \right)^{1/n} \quad (3.76)$$

Pode-se observar pela Equação 3.76 que a taxa de cisalhamento varia linearmente com $r^{1/n}$ e que é igual a zero em $r = 0$, mas que apresenta valor máximo na parede, quando $r = R$.

Substituindo queda de pressão, ΔP , a partir da Equação 3.71 na Equação 3.76, quando $r = R$, obtém-se taxa de deformação na parede interna em termos da velocidade média do escoamento:

$$\dot{\gamma}_p = \bar{u} \left(\frac{2R}{\eta L} \right)^{1/n} \left(\frac{n}{6n+2} \right) D^{(n+1)/n} \quad (3.77)$$

A tensão de cisalhamento é expressa por:

$$(3.78)$$

$$\tau = \eta \dot{\gamma} = \eta^{(n-1)/n} \left(\frac{\Delta P r}{2L} \right)^{1/n}$$

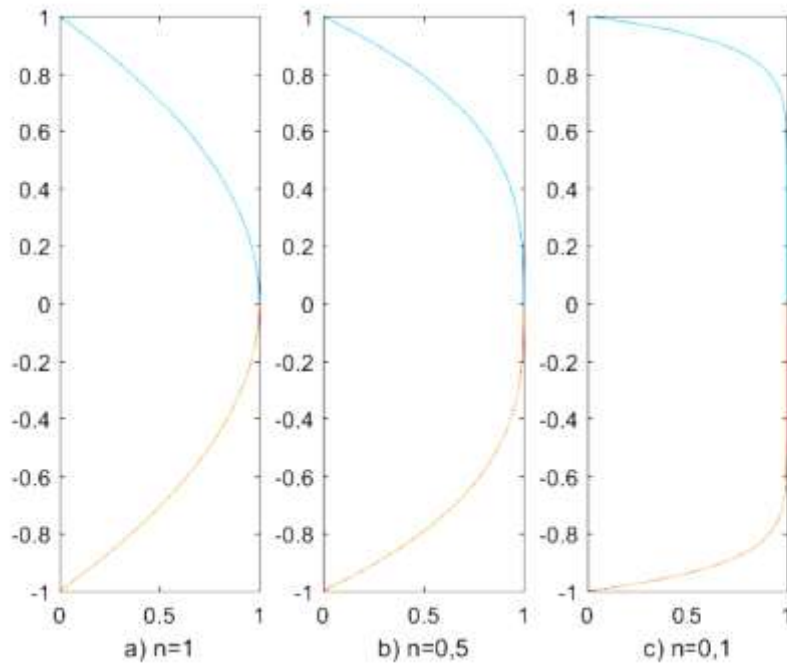
Assim, a tensão de cisalhamento também varia linearmente com r e apresenta um valor máximo na parede, quando $r = R$.

Da Equação 3.78 observa-se que à medida que n diminui, ou seja, quanto maior o caráter não-newtoniano do fluido e maior a sua pseudoplasticidade, o perfil de velocidades tende a ficar mais plano no centro, formando um “pistão”, e mais acentuado é o gradiente de velocidades perto da parede; esse tipo de fluxo é conhecido como fluxo tipo “pistão” (plug flow) e é mostrado na Figura 3.9.

A largura da região central (“pistão”) aumenta à medida que o desvio do comportamento newtoniano e a pseudoplasticidade do fluido não-newtoniano aumentam. Isso significa que quanto maior a pseudoplasticidade do fluido não-newtoniano menor será a variação no centro, já que a taxa de cisalhamento será zero ao longo dessa região central. A taxa de cisalhamento para cada um dos perfis da Figura 3.9 é mostrada na Figura 3.10.

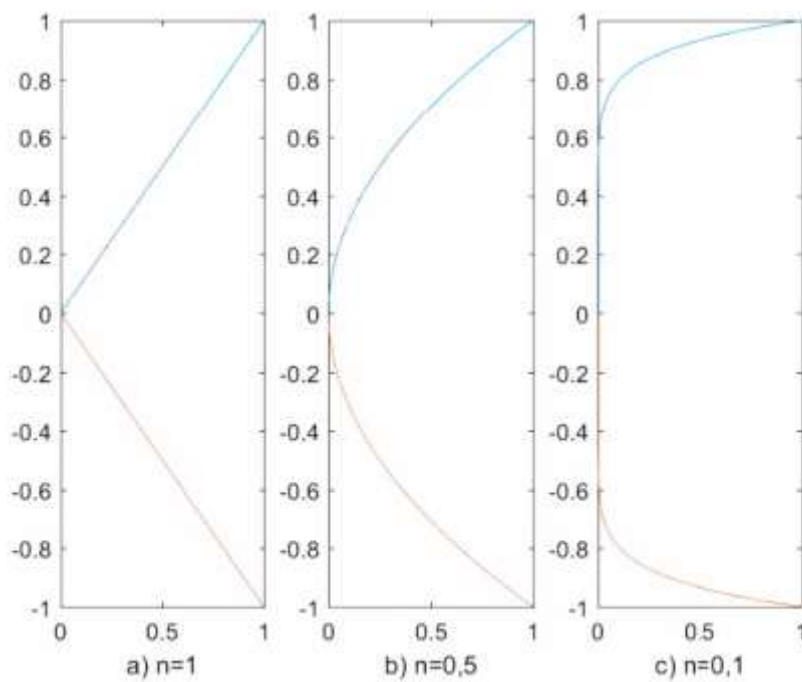
Esse resultado mostra a razão de pouca orientação no centro devido a taxa de cisalhamento ser nula nessa região e se estender ao longo do raio para fluidos não newtonianos proporcional ao índice n .

Figura 3.9 - Velocidades em um tubo: a) $n = 1$ (fluido newtoniano), b) $n = 0,5$ (fluido não newtoniano), c) $n = 0,1$ (fluido não newtoniano).



Fonte: Produção do autor.

Figura 3.10 - Taxas de cisalhamento em um tubo: a) $n = 1$ (fluido newtoniano), b) $n = 0,5$ (fluido não newtoniano), c) $n = 0,1$ (fluido não newtoniano).



Fonte: Produção do autor.

3.8.3. Fluidos não-newtonianos da Lei de Herschel-Bulkley

A tensão de cisalhamento, para um fluido não newtoniano da Lei de Herschel-Bulkley, aplicada a um elemento de superfície paralela a uma placa plana, é dada por:

$$\tau = \tau_0 - \eta \dot{\gamma}^n = \tau_0 + \eta \left(-\frac{du}{dr} \right)^n \quad (3.79)$$

onde η é a constante de proporcionalidade do material $(Pa.s)^n$, $\dot{\gamma}$ a taxa de deformação (s^{-1}) e n o índice de comportamento. No interior de uma tubulação à medida que o raio aumenta, a velocidade diminui e por isso o gradiente du/dr é negativo. No centro do tubo $du/dr = 0$, ou seja, a tensão de cisalhamento é nula.

Rearranjando a definição da tensão de cisalhamento em termos da velocidade, obtém-se:

$$du = \tau_0 - \left(\frac{\tau}{\eta} \right)^{1/n} dr \quad (3.80)$$

Escrevendo a Equação 3.80 em termos da tensão de cisalhamento na parede e para o caso de um tubo, obtém-se:

$$du = -\left(\frac{\tau_p}{\eta R} \right)^{1/n} \int r^{1/n} dr + \left(\frac{\tau_0}{\eta} \right)^{1/n} dr \quad (3.81)$$

Integrando a Equação 3.81, encontra-se:

$$u = -\left(\frac{\tau_p}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{n+1}\right) r^{(n+1)/n} + \left(\frac{\tau_0}{\eta}\right)^{1/n} r + C \quad (3.82)$$

A constante de integração C é determinada a partir da condição de que sobre a parede, isto é, para $r = R$, tem-se que $u = 0$. Dessa forma,

$$C = \left(\frac{\tau_p}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{n+1}\right) R^{(n+1)/n} - \left(\frac{\tau_0}{\eta}\right)^{1/n} R \quad (3.83)$$

Pela substituição de C , a partir da Equação 3.83, obtém-se a equação da distribuição de velocidade na seção transversal do tubo:

$$u(r) = \left(\frac{\tau_p}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{n+1}\right) \left(R^{(n+1)/n} - r^{(n+1)/n}\right) - \left(\frac{\tau_0}{\eta}\right)^{1/n} (R - r) \quad (3.84)$$

ou tem-se, da queda de pressão ao longo do tubo, pela substituição da Equação 3.38 dentro da Equação 3.84:

$$u(r) = \left(\frac{\Delta PR}{2\eta L}\right)^{1/n} \left(\frac{nR}{n+1}\right) \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^{(n+1)/n}\right] - \left(\frac{\tau_0 R}{\eta}\right)^{1/n} \left(1 - \frac{r}{R}\right) \quad (3.85)$$

A velocidade máxima, u_{max} , é obtida quando $r \rightarrow 0$, assim:

$$u_{max} = \left(\frac{\Delta PR}{2\eta L}\right)^{1/n} \left(\frac{nR}{n+1}\right) - \left(\frac{\tau_0 R}{\eta}\right)^{1/n} \quad (3.86)$$

Substituindo $u(r)$, a partir da Equação 3.85, na definição de velocidade média dada pela Equação 3.50, obtém-se:

$$\bar{u} = \frac{\int_0^R \left(\frac{\tau_p}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{n+1}\right) \left(R^{(n+1)/n} - r^{(n+1)/n}\right) r dr}{\int_0^R r dr} \quad (3.87)$$

Integrando a Equação 3.87 do centro do tubo $r = 0$ até a parede $r = R$:

$$\bar{u} = \left(\frac{\tau_p}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{3n+1}\right) R - \left(\frac{\tau_0}{\eta}\right)^{1/n} \frac{R}{3} = \left(\frac{\tau_p}{\eta R}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{6n+2}\right) D - \left(\frac{\tau_0}{\eta}\right)^{1/n} \frac{D}{6} \quad (3.88)$$

Substituindo a tensão de cisalhamento na parede, τ_p , a partir da Equação 3.38, na Equação 3.88, obtém-se:

$$\bar{u} = \left(\frac{\Delta P}{4\eta L}\right)^{1/n} \left(\frac{n}{6n+2}\right) D^{(n+1)/n} - \left(\frac{\tau_0}{\eta}\right)^{1/n} \frac{D}{6} \quad (3.89)$$

Rearranjando a equação acima em termos da queda de pressão e dividindo ambos os lados pela densidade ρ , obtém-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \left(\frac{6n+2}{n}\right)^n \left(\frac{4\eta L}{\rho}\right) \left(\frac{\bar{u}^n}{D^{n+1}}\right) + \left(\frac{6n+2}{6n}\right)^n \left(\frac{4L\tau_0}{\rho D}\right) \quad (3.90)$$

Igualando as Equações 3.56 e 3.90, obtém-se o número de Reynolds para fluidos não newtonianos da Lei de Herschel-Bulkley:

$$Re_{HB} = \left(\frac{\rho \bar{u}^{2-n} D^n}{8^{n-1} \eta} \right) \left(\frac{4n}{3n+1} \right)^n + \left(\frac{8\rho \bar{u}^2}{\tau_0} \right) \left(\frac{3n}{3n+1} \right)^n \quad (3.91)$$

A vazão volumétrica, Q , será expressa por:

$$Q = \int_0^R \left\{ \left(\frac{\Delta P r}{2\eta L} \right)^{1/n} \left(\frac{nR}{n+1} \right) \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{(n+1)/n} \right] - \left(\frac{\tau_0 R}{\eta} \right)^{1/n} \left(1 - \frac{r}{R} \right) \right\} 2\pi r dr \quad (3.92)$$

onde a solução é dada por:

$$Q = \frac{n\pi R^3}{1+3n} \left(\frac{R\Delta P}{2\eta L} \right)^{1/n} \quad (3.93)$$

A taxa de cisalhamento $\dot{\gamma}$ no fluido newtoniano será expressa por:

$$\dot{\gamma} = -\frac{du(r)}{dr} = \left(\frac{\Delta P r}{2\eta L} \right)^{1/n} \quad (3.94)$$

Pode-se observar, pela Equação 3.94, que a taxa de cisalhamento varia linearmente com $r^{1/n}$ e que é igual a zero em $r = 0$, mas que apresenta valor máximo na parede, quando $r = R$.

Substituindo a queda de pressão, ΔP , a partir da Equação 3.89 na Equação 3.94, quando $r = R$, obtém-se taxa de deformação na parede interna em termos da velocidade média do escoamento, sendo dada por:

$$\dot{\gamma}_p = \bar{u} \left(\frac{2R}{\eta L} \right)^{1/n} \left(\frac{n}{6n+2} \right) D^{(n+1)/n} + \left(\frac{\tau_0 R}{2L} \right)^{1/n} \frac{D}{6} \quad (3.95)$$

A tensão de cisalhamento é expressa por:

$$\tau = \eta \dot{\gamma} = K \left(\frac{\Delta P r}{2\eta L} \right)^{1/n} \quad (3.96)$$

Assim, a tensão de cisalhamento também varia linearmente com r e apresenta um valor máximo na parede, quando $r = R$.

3.9. Coeficientes de Atrito

3.9.1. Fluidos newtonianos

A queda de pressão devida ao atrito pelo movimento do fluido em um tubo é geralmente calculada através da relação de Darcy-Weisbach como:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \lambda \frac{L \bar{u}^2}{2D} \quad (3.97)$$

onde λ é o coeficiente de atrito de Darcy, sendo válida para regime laminar ($Re < 2320$) e linearmente dependente do número de Reynolds. Esse coeficiente de atrito pode ser calculado por meio da equação de Hagen-Poiseuille dada por:

$$\lambda = \frac{64}{Re} \quad (3.98)$$

O coeficiente de atrito de Fanning é derivado utilizando-se o conceito de raio hidráulico, em vez do diâmetro na equação do atrito, assim os seus coeficientes são $\frac{1}{4}$ dos valores dos coeficientes de Darcy, sendo expresso pela seguinte relação:

$$f = \frac{\lambda}{4} = \frac{16}{Re} \quad (3.99)$$

Esse coeficiente de atrito é uma medida da tensão de cisalhamento (ou força cisalhante por unidade de área) que o escoamento exerce sobre a parede de um tubo sendo comumente expresso na forma adimensional como:

$$f = \frac{2\tau}{\rho\bar{u}^2} \quad (3.100)$$

Porém, em um regime turbulento ($Re > 4000$), o coeficiente de atrito depende do número de Reynolds e da rugosidade relativa do tubo, k/D , onde k é a rugosidade média do tubo. O comportamento geral do escoamento turbulento em tubos na presença de uma superfície rugosa é bem estabelecido. Quando k é muito pequeno comparado ao diâmetro do tubo D , isto é, $k/D \rightarrow 0$, λ depende somente do número de Reynolds. Se k/D tem um valor significativo, mas o número de Reynolds é baixo, pode-se ainda considerar um regime laminar (não existe efeito da rugosidade). Quando Re aumenta, o escoamento torna-se levemente turbulento, entrando-se em um regime de transição na qual o coeficiente de atrito cresce até um valor constante e é uma função de k . Se Re aumenta ainda mais, o escoamento eventualmente atinge um regime completamente turbulento na qual λ é independente do número de Reynolds.

Dentro de um tubo liso, a subcamada viscosa submerge completamente o efeito de k sobre o escoamento. Nesse caso, o coeficiente de atrito é uma

função de Re e é independente do efeito de k sobre o escoamento. Nikuradse (1933) usou a teoria do comprimento de mistura de Prandtl e propôs a seguinte equação do atrito para o escoamento turbulento completamente desenvolvido em um tubo liso:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log(Re\sqrt{\lambda}) - 0,8 \quad (3.101)$$

No caso de um escoamento em um tubo rugoso, a espessura da subcamada viscosa é muito pequena quando comparada à altura da rugosidade e assim o escoamento é dominado pela rugosidade da parede do tubo e λ é função somente de k/D e é independente do número de Reynolds. A seguinte equação foi derivada por Von Karman (Schlichting, 1979) e mais tarde comprovada por experimentos:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1,14 - 2 \log\left(\frac{k}{D}\right) \quad (3.102)$$

Para o regime de transição em que o coeficiente de atrito varia tanto com Re e k/D , Colebrook e White (1939) propuseram a seguinte equação universalmente adotada em diversos experimentos:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log\left(\frac{2,51}{Re\sqrt{\lambda}} + \frac{k/D}{3,72}\right) \quad (3.103)$$

A Equação 3.103 cobre não somente o regime de transição, mas também o regime completamente desenvolvido em tubos lisos ou rugosos. Se $k \rightarrow 0$, a Equação 3.103 resulta na Equação 3.101 para tubos lisos e quando $Re \rightarrow \infty$, a Equação 3.103 torna-se a Equação 3.102. Moody (1944) apresentou um diagrama para diversos coeficientes de atrito para

tubos comerciais baseado na equação de Colebrook-White, que tem sido amplamente utilizada para aplicações reais. Por causa do trabalho de Moody (1944) e a aplicabilidade demonstrada da equação de Colebrook-White sobre uma ampla faixa de Reynolds ($Re = 4000 - 10^8$) e valores relativos de rugosidade ($k/D = 0 - 0,05$), a Equação 3.103 tem sido amplamente aceita como fórmula padrão para cálculos do coeficiente de atrito em regimes turbulentos. O problema, no entanto, é que essa equação é implícita em termos do coeficiente de atrito e assim necessita de uma solução iterativa.

O diagrama de Moody encontrado em muitos livros de engenharia e mecânica dos fluidos é uma representação gráfica da Equação 3.103 para diversos valores de rugosidade relativa e uma ampla faixa do número de Reynolds.

Uma equação explícita para o coeficiente de atrito permite uma estimativa rápida desse valor por meio de cálculos feitos a mão. Por esta razão, diversas equações foram propostas nos últimos 60 anos. Uma visão geral mais recente de todas essas equações explícitas sugeridas baseadas em aproximações da equação de Colebrook-White são dadas por Yildirim (2009), Trink (2011), Fang, Xua e Zhou (2011), Brkic (2011) e Genic *et al.* (2011).

3.9.2. Fluidos não newtonianos

Embora fluidos não newtonianos puramente viscosos (Lei das Potências), frequentemente possuam viscosidades aparentes grandes e assim levem a situações de regime laminar, existem numerosas ocasiões em que o escoamento se torna turbulento. O problema de predizer a queda de pressão sobre um escoamento totalmente turbulento é de fundamental importância e vários métodos foram propostos na literatura (IRVINE, 1988).

Uma das primeiras e mais conhecidas equações é a de Dodge e Metzner (1959) que usaram uma aproximação do comprimento de mistura e

apresentaram a seguinte relação implícita entre o coeficiente de atrito e o número de Reynolds generalizado:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = \frac{4}{n^{0,75}} \log \left(Re_g f^{(2-n)/2} \right) - \frac{0,4}{n^{1,2}} \quad (3.104)$$

onde:

$$Re_g = \frac{\rho \bar{u}^{2-n} D^n}{K} = \frac{Re_{LP} 8^{n-1}}{\left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n} \quad (3.105)$$

Eles também apresentaram uma equação do tipo Blasius da forma:

$$f = \frac{a_n}{Re_{LP} b_n} \quad (3.106)$$

Onde valores para a_n e b_n foram graficamente obtidos para vários valores do índice do escoamento, n .

Na prática, a Equação 3.104 é implícita em f quando o número de Reynolds é a variável independente e isso dificulta matematicamente o problema. Por outro lado, a Equação 3.106 que é de uma forma simples, é essencialmente um ajuste de curva à Equação 3.104 sem fundamentação teórica e assim os valores de a_n e b_n são empíricos.

Edwards e Smith (1980) propuseram um método através do qual uma relação do número de Reynolds newtoniano e do coeficiente de atrito podem ser usados, isto é,

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 4 \log(Re_E \sqrt{f}) - 0,4 \quad (3.107)$$

se Re_E é formado com a viscosidade aparente nas condições de parede, tem-se:

$$Re_E = \frac{\rho \bar{u} D}{\mu} = \frac{\rho \bar{u} D}{K^{1/n}} \left[\frac{f}{2} \rho \bar{u}^2 \right]^{(1-n)/n} \quad (3.108)$$

Uma vez que a definição para o número de Reynolds contém o coeficiente de atrito, a Equação 3.108 deve ser resolvida por tentativa e erro o que é inconveniente.

Para projetos de engenharia, é desejável ter uma simples relação entre o coeficiente de atrito e o número de Reynolds, semelhante à Equação 3.106, mas baseado em um modelo razoável do fluido (IRVINE, 1988).

Tal relação foi obtida por Irvine (1988) para fluidos newtonianos, com base na equação de Blasius, válida para $Re < 105$:

$$f = \frac{0,0791}{Re^{1/4}} \quad (3.109)$$

Fazendo o uso de uma distribuição de velocidade turbulenta generalizada para fluidos da Lei das Potências, uma equação do tipo Blasius foi derivada, relacionando explicitamente o coeficiente de atrito com um número de Reynolds generalizado em um escoamento completamente desenvolvido dentro de um tubo. Irvine (1988) obteve a seguinte equação:

$$f = \frac{2 \left(\frac{2^n}{77n} \right)^{1/(3n+1)}}{Re_g^{1/(3n+1)}} \quad (3.110)$$

A Equação 3.110 é assim a relação de Blasius generalizada para o caso de um fluido não newtoniano e pode-se retornar à Equação 3.109, admitindo um fluido newtoniano, ou seja, substituindo por $n = 1$.

A Equação 3.110 foi comparada com os coeficientes de atritos obtidos a partir dos dados experimentais obtidos por Yoo (1974) e Dodge (1957) que utilizaram como fluido de teste uma solução contendo carbopol. A comparação revela que a Equação 3.110 fornece valores maiores que os dados experimentais para o coeficiente de atrito quando $n < 1$ e que essa superestimação torna-se ainda maior quanto menor for o valor de n . Assim Irvine (1988) concluiu que a Equação 3.110 deve ser corrigida por um fator dado por:

$$\left(\frac{3n + 1}{4n} \right)^n \quad (3.111)$$

e assim, a equação de Blasius generalizada e empiricamente modificada torna-se:

$$f = \frac{2 \left(\frac{2^n}{77n} \right)^{1/(3n+1)}}{\left(\frac{3n + 1}{4n} \right)^n Re_g^{1/(3n+1)}} = \frac{F(n)}{Re_g^{1/(3n+1)}} \quad (3.112)$$

A Equação 3.112 pode ser também escrita em termos do número de Reynolds generalizado de Metzner, Re'_g , dado por:

$$f = \frac{F'(n)}{Re_{LP}^{1/(3n+1)}} \quad (3.113)$$

Valores de $F(n)$ e $F'(n)$ são dados na Tabela 3.3.

Tabela 3.3 - Valores das funções $F(n)$ e $F'(n)$.

n	$F(n)$	$F'(n)$
1,0	0,0790	0,0790
0,9	0,0841	0,0883
0,8	0,0910	0,1013
0,7	0,1005	0,1201
0,6	0,1142	0,1487
0,5	0,1348	0,1954
0,4	0,1678	0,2793
0,3	0,2263	0,4527
0,2	0,3469	0,8972
0,1	0,6576	2,5340

Fonte: Adaptada de Irvine (1988).

Diferentes comparações foram feitas entre a Equação 3.113 e os dados experimentais. Para ambos os dados de Yoo (1974) e Dodge (1957), o fluido de teste foi uma solução de carbopol. Dodge (1957) mostrou dados adicionais para outros fluidos, mas muitos deles apresentavam características distintas dos pseudoplásticos de modo que somente os dados referentes aos ensaios utilizando a solução de carbopol foi utilizada. A comparação da Equação 3.113 com os dados experimentais previamente publicados mostrou uma boa concordância com um desvio de aproximadamente $\pm 8\%$.

Kostic e Hartnett (1984) propuseram um método para prever a queda de pressão em regime completamente turbulento para fluidos da Lei das

Potências escoando em dutos não circulares. O método, essencialmente, envolve o uso da Equação 3.104 substituindo-se o número de Reynolds generalizado por um outro número de Reynolds proposto por Kozicki, Chou e Tiu (1966), dado por:

$$Re_g^* = \frac{Re_g 8^{n-1}}{\left(\frac{a + bn}{n}\right)^n} \quad (3.114)$$

onde a e b são constantes geométricas, com alguns valores indicados em Kozicki, Chou e Tiu (1966).

Se a equação de Blasius generalizada, dada pela Equação 3.113, for apresentada como uma forma simplificada da equação implícita de Dodge e Metzner (1959), dada pela Equação 3.104, então de maneira semelhante, a hipótese proposta por Kostic e Hartnett (1984) pode também ser entendida como uma equação de Blasius generalizada para dutos não circulares.

Existem alguns trabalhos experimentais publicados referentes à queda de pressão em regime turbulento completamente desenvolvido para fluidos da Lei das Potências em dutos não circulares. Os dados existentes são de Kostic e Hartnett (1984) para fluidos pseudoplásticos com $n = 0,8$ e alguns dados de Chang (1984) para um duto triangular isósceles de 60 graus. Além disso, dados experimentais são apresentados por Hartnett *et al.*, (1985) para um duto quadrado, porém utilizando fluidos pseudoplásticos com índices n menores do que Kostic e Hartnett (1984).

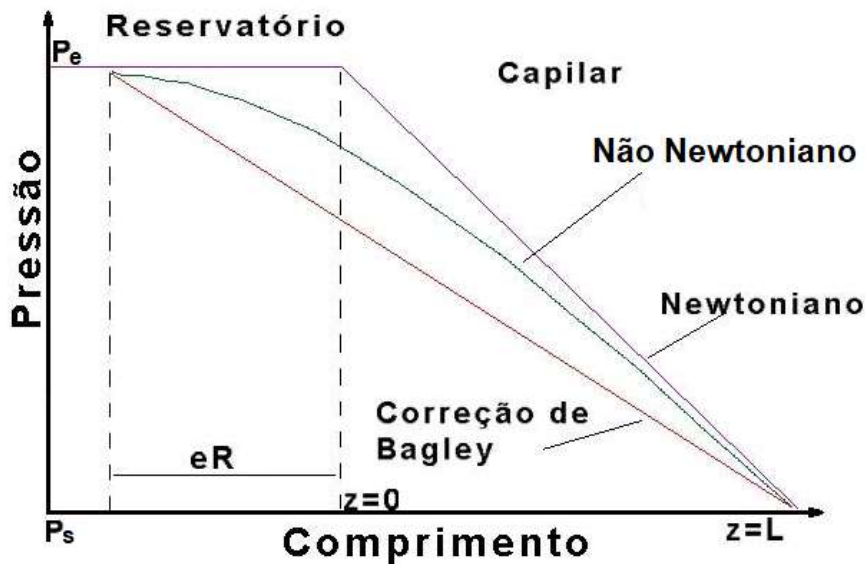
3.9.3. Efeitos e correções na entrada de capilares

Como visto anteriormente, a queda de pressão teórica ΔP através de um tubo ou capilar pode ser expressa pela Equação 3.37. Esse valor é correto quando o fluido é newtoniano, de baixo peso molecular e o fluxo não está plenamente desenvolvido, não apresentando vórtices na entrada, elasticidade, tempos de relaxação elevados, etc. Porém, na

prática, quando as propriedades reológicas de fluidos não newtonianos são medidas, observa-se uma queda de pressão na entrada, como mostrado na Figura 3.11.

A pressão na entrada do capilar, isto é, em $z = 0$, é menor que P_e para o caso de fluidos não newtonianos; ou seja, ocorre redução na pressão de entrada do capilar por causa dos efeitos não newtonianos mencionados anteriormente. Assim, torna-se necessário corrigir essa diferença de pressão de entrada, já que o seu valor influirá diretamente no de τ_p e, conseqüentemente, no valor de η .

Figura 3.11 - Pressão através de um capilar.



Fonte: Produção do autor.

Um procedimento utilizado para a correção dessa diferença de pressão consiste em calcular o comprimento do capilar necessário para se obter um escoamento completamente desenvolvido. Da figura anterior pode-se observar que, se o capilar tivesse um comprimento $(L + eR)$, a pressão na entrada desse capilar seria P_e . Assim, τ_p pode ser expressa como:

$$\tau_p = \frac{\Delta PR}{2(L + eR)} \quad (3.115)$$

O produto eR representa o comprimento do tubo capilar necessário para obter-se um fluxo plenamente desenvolvido, como uma queda de pressão igual à queda de pressão extra resultante dos efeitos de entrada do capilar. O procedimento de correção dos efeitos de entrada no capilar é conhecido por correlação de Bagley (BRETAS; ÁVILAS, 2001).

Pode-se salientar que, se $L/R \rightarrow \infty$, o valor de ϵ será desprezível. Assim, na prática, essa correção é utilizada para valores de $L/R < 10$ (BRETAS; ÁVILAS, 2001).

3.10. Número de Reynolds crítico

Para a determinação do número de Reynolds crítico para escoamentos de fluidos da Lei das Potências, que fornece informação sobre as condições de transição de regime laminar para turbulento, uma aproximação analítica foi sugerida por Ryan e Johnson (1959). Os autores definiram um parâmetro de estabilidade $Z(r)$ como a razão entre a energia de entrada pela energia dissipada (isto é, a energia da turbulência pela capacidade de absorção de energia) dado por:

$$Z(r) = \frac{\rho u(r)R}{\tau_p} \left(-\frac{du}{dr} \right) = \frac{\rho u(r)R}{\tau_p} \dot{\gamma} \quad (3.116)$$

Introduzindo as equações para a velocidade $u(r)$ e sua derivada du/dr de fluidos newtonianos (isto é, um perfil de velocidade parabólico) e determinando o valor máximo de $Z(R)$, a seguinte expressão foi determinada por Ryan e Johnson (1959):

$$(3.117)$$

$$Z_{max} = \frac{2}{\sqrt{27}} Re$$

Quando se introduz o valor do número de Reynolds crítico dos fluidos newtonianos, $Re = 2300$ na Equação 3.117, o valor máximo do parâmetro de estabilidade para condições críticas é obtido como $Z_{crit} \approx 885$. Ryan e Johnson (1959) admitiram que o valor de Z_{crit} é o mesmo para fluidos newtonianos e não-newtonianos, isto é:

$$Z_{crit} = Z_{crit,n-Newton} \approx 885 \quad (3.118)$$

Introduzindo agora as equações para a velocidade $u(r)$ e sua derivada du/dr para fluidos da Lei das Potências na Equação 3.116, e fazendo o uso de $Z_{crit} = 885$, o número de Reynolds crítico para fluidos da Lei das Potências foi determinado por Ryan e Johnson (1959) como:

$$Re_{crit,PL} = 885 \frac{8n(n+2)}{(3\eta+1)^2} \frac{(n+2)}{(n+1)} \quad (3.119)$$

Hanks (1963) e (1969) derivou o mesmo $Re_{crit,PL}$ usando um raciocínio diferente. O autor propôs transferência de momento rotacional como o parâmetro chave e introduziu um parâmetro ξ_H cujo valor é duas vezes o Z de Ryan e Johnson (1959) e representa um balanço entre a taxa de variação do momento angular de um elemento de fluido deformando e a sua taxa de perda de momento devido ao atrito.

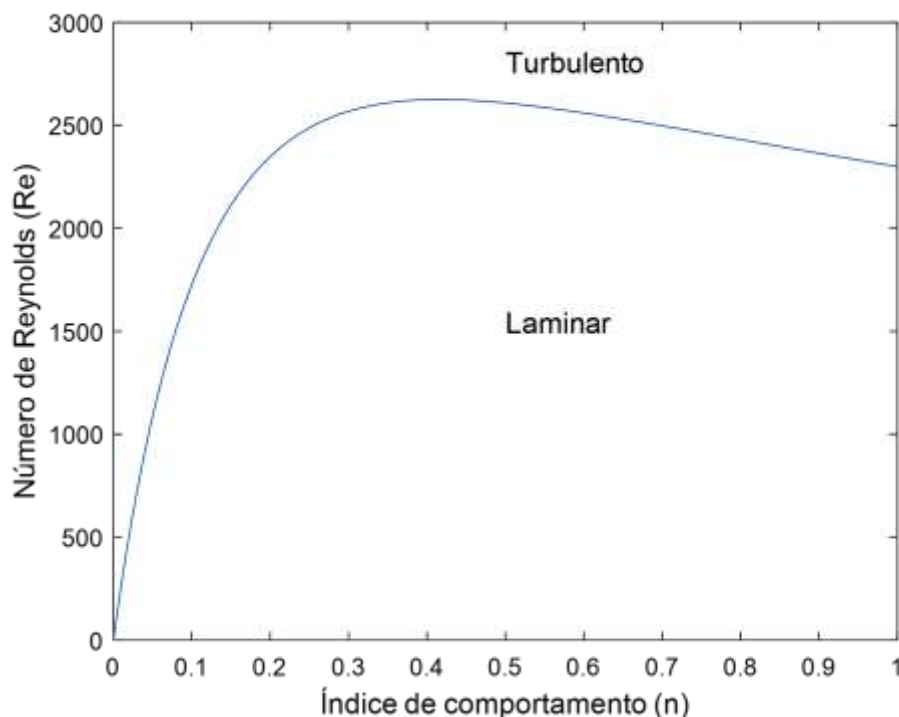
De acordo com Madlener e Ciezki (2012), a equação acima mostrou que seus resultados apresentam boa concordância com vários fluidos

pseudoplásticos da literatura cujo comportamento reológico pode ser aproximado pela Lei das Potências $\eta = K\dot{\gamma}^{n-1}$.

A Figura 3.12 apresenta o número de Reynolds crítico para valores do índice de comportamento (n) variando entre 0 e 1.

Observa-se na Figura 3.12 que para fluidos pseudoplásticos ($n < 1$) existe um valor de máximo para o número de Reynolds crítico igual a 2625 em $n = 0,4$. Além disso, fluidos pseudoplásticos com $n < 0,4$ apresentam uma significativa diminuição do número de Reynolds crítico quanto mais próximo de 0 estiver o valor do índice de comportamento (n). Para fluidos pseudoplásticos com $n > 0,4$ a diminuição do número de Reynolds crítico ocorre de forma mais branda até chegar ao valor de $Re = 2300$, comumente, conhecido na literatura para fluidos newtonianos ($n = 1$) em tubos. Verifica-se ainda, de maneira geral, que o escoamento de fluidos pseudoplásticos com $n > 0,2$ apresentam o número de Reynolds de crítico maior do que de fluidos newtonianos ($n = 1$).

Figura 3.12 - Número de Reynolds crítico para valores de n de 0 até 1.



Fonte: Produção do autor.

3.11. Número de Weber generalizado

O número de Weber é um dos números adimensionais mais importantes em problemas envolvendo a atomização de um líquido em um ambiente gasoso. O número de Weber, We , compara a ação das forças aerodinâmicas com as forças de tensão superficial. Estas forças têm uma influência oposta no processo de atomização. As forças aerodinâmicas promovem a atomização enquanto as forças de tensão superficial atuam contra o aumento da superfície da interface líquido-gás. Ao comparar essas duas forças, We permite avaliar a possível influência das forças aerodinâmicas no processo de atomização. O número de Weber é definido como:

$$We = \frac{\rho \bar{u}^2 D}{\sigma} \quad (3.120)$$

onde σ é a tensão superficial do líquido.

Nessa seção, será proposto um número de Weber generalizado para fluidos não newtonianos da Lei das Potências e de Herschel-Bulkley. Foi visto anteriormente que rearranjando a Equação 3.54 para fluidos newtonianos em termos da queda de pressão e dividindo ambos os lados pela densidade ρ , obtém-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \left(\frac{32L\bar{u}^2}{D} \right) \left(\frac{\eta}{\rho\bar{u}D} \right) = \left(\frac{32L\bar{u}^3}{\sigma D} \right) \left(\frac{\sigma\eta}{\rho\bar{u}^2 D} \right) \quad (3.121)$$

Substituindo a Equação 3.120 na Equação 3.121, obtém-se:

$$(3.122)$$

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \frac{32L\bar{u}^3\eta}{\sigma DWe}$$

Como visto anteriormente, a queda de pressão de um fluido não newtoniano da Lei das Potências ao longo de um tubo é dada pela Equação 3.72. Igualando as Equações 3.72 e 3.122, obtém-se o número de Weber para fluidos não newtonianos da Lei das Potências:

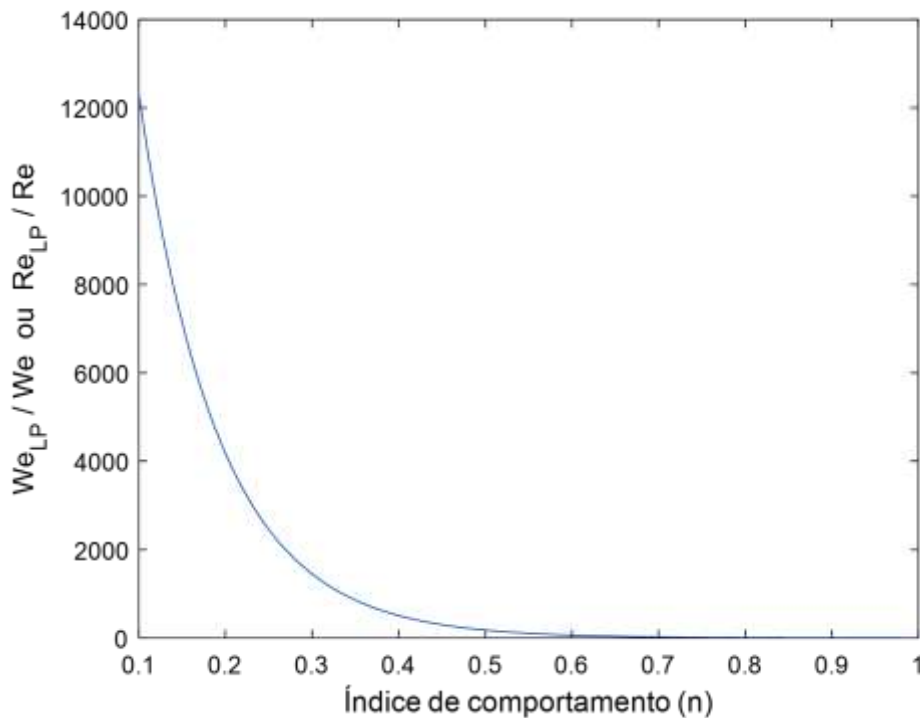
$$We_{LP} = \left(\frac{\rho\bar{u}^{3-n}D^n}{8^{n-1}\sigma} \right) \left(\frac{4n}{3n+1} \right)^n \quad (3.123)$$

Pode-se obter o número de Weber generalizado de forma análoga para o caso de fluidos não newtonianos da Lei de Herschel-Bulkley a partir da queda de pressão ao longo de um tubo dada pela Equação 3.90. Igualando as Equações 3.90 e 3.122, obtém-se o número de Weber para fluidos não newtonianos da Lei de Herschel-Bulkley:

$$We_{HB} = \left(\frac{\rho\bar{u}^{3-n}D^n}{8^{n-1}\sigma} \right) \left(\frac{4n}{3n+1} \right)^n + \left(\frac{8\eta\rho\bar{u}^3}{\tau_0\sigma} \right) \left(\frac{3n}{3n+1} \right)^n \quad (3.124)$$

A Figura 3.13 apresenta uma solução gráfica das razões We_{LP}/We e Re_{LP}/Re para valores de n de 0,1 até 1 para um fluido com $\eta = 10 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $\bar{u} = 5 \text{ m/s}$ e $\sigma = 0,072 \text{ N/m}$.

Figura 3.13 - Razões de We_{LP}/We ou Re_{LP}/Re para valores de n de 0,1 até 1 para um fluido com $\eta = 10 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\bar{u} = 5 \text{ m/s}$ e $\sigma = 0,072 \text{ N/m}$.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 3.13 que ocorre um aumento exponencial dos valores de We_{LP}/We ou Re_{LP}/Re para $n \rightarrow 0$ o que significa que o efeito das forças aerodinâmicas é predominante sobre as forças de tensão superficial e forças viscosas, respectivamente, no processo de atomização de fluidos pseudoplásticos. Isso mostra que o processo de atomização e formação de *sprays* nesses fluidos, tais como os géis, não sofre significativa influência da tensão superficial devido à existência de cadeias poliméricas de elevado peso molecular provenientes do agente gelificante presente no fluido gelificado. Além disso, os géis apresentam uma viscosidade extremamente elevada e de forma a superar essa resistência imposta ao escoamento é necessário fornecer energia adicional, através de uma maior queda de pressão, para obter energia cinética suficiente para atomizar o fluido. Consequentemente, a atomização de géis está diretamente ligada às forças aerodinâmicas ou

inerciais decorrentes da velocidade de injeção do fluido na saída do injetor.

A aparente redução na viscosidade com o aumento da taxa de cisalhamento é fundamental devido à necessidade de se minimizarem as perdas de pressão nas linhas de abastecimento e nos injetores. Esta redução é também desejável, pois a viscosidade de fluidos não newtonianos tem menos efeito na atomização se uma alta taxa de cisalhamento for produzida no filme líquido gerado pelo injetor centrífugo. Muito pouca atomização secundária ocorrerá quando as gotas forem formadas, devido ao aumento da viscosidade aparente com uma menor taxa de cisalhamento (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

Na teoria, a vazão mássica através de um injetor centrífugo varia com a raiz quadrada da densidade do líquido. No entanto, Tate (1969) apontou que na prática raramente é possível alterar a densidade sem afetar alguma outra propriedade líquida, portanto essa relação deve ser interpretada com cautela. O significado da densidade para o desempenho de atomização é diminuído pelo fato de que a maioria dos líquidos exibe apenas pequenas diferenças nessa propriedade. Além disso, a quantidade modesta de dados disponíveis sobre o efeito da densidade do líquido no tamanho médio das gotas sugere que sua influência é bem pequena (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

3.12. Número de Ohnesorge generalizado

O número de Ohnesorge é um dos números adimensionais mais importantes em problemas envolvendo a atomização de um líquido em um ambiente gasoso. O número de Ohnesorge compara a ação das forças viscosas com as forças de tensão superficial. Estas forças têm uma influência oposta no processo de atomização. As forças viscosas promovem a atomização através da resistência ao escoamento por meio do atrito desestabilizando o jato ou filme líquido. Por outro lado, as forças de tensão superficial jogam contra um aumento da superfície da interface líquido-gás. Ao comparar essas duas forças, pode-se avaliar a possível

influência das forças viscosas no processo de atomização. O número de Ohnesorge é definido como:

$$Oh = \frac{\sqrt{Re}}{We} = \frac{\eta}{\sqrt{\rho\sigma D}} \quad (3.125)$$

Nessa seção, será proposto um número de Ohnesorge generalizado para fluidos não newtonianos da Lei das Potências e de Herschel-Bulkley. Foi visto anteriormente que rearranjando a Equação 3.54 para fluidos newtonianos em termos da queda de pressão e dividindo ambos os lados pela densidade ρ , obtém-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \left(\frac{32L\bar{u}^2}{D}\right) \left(\frac{\eta}{\rho\bar{u}D}\right) = \left(\frac{32L\bar{u}\sigma}{\eta D}\right) \left(\frac{\eta^2}{\rho\sigma D}\right) \quad (3.126)$$

Substituindo a Equação 3.125 na Equação 3.126, obtém-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \frac{32L\bar{u}\sigma}{\eta D} Oh^2 \quad (3.127)$$

Como visto anteriormente, a queda de pressão de um fluido não newtoniano da Lei das Potências ao longo de um tubo é dada pela Equação 3.72. Igualando as Equações 3.72 e 3.127, obtém-se o número de Ohnesorge para fluidos não newtonianos da Lei das Potências:

$$Oh_{LP} = \left(\frac{8^{n-1}\eta^2}{\rho\bar{u}^{1-n}\sigma D^n}\right)^{1/2} \left(\frac{3n+1}{4n}\right)^{n/2} \quad (3.128)$$

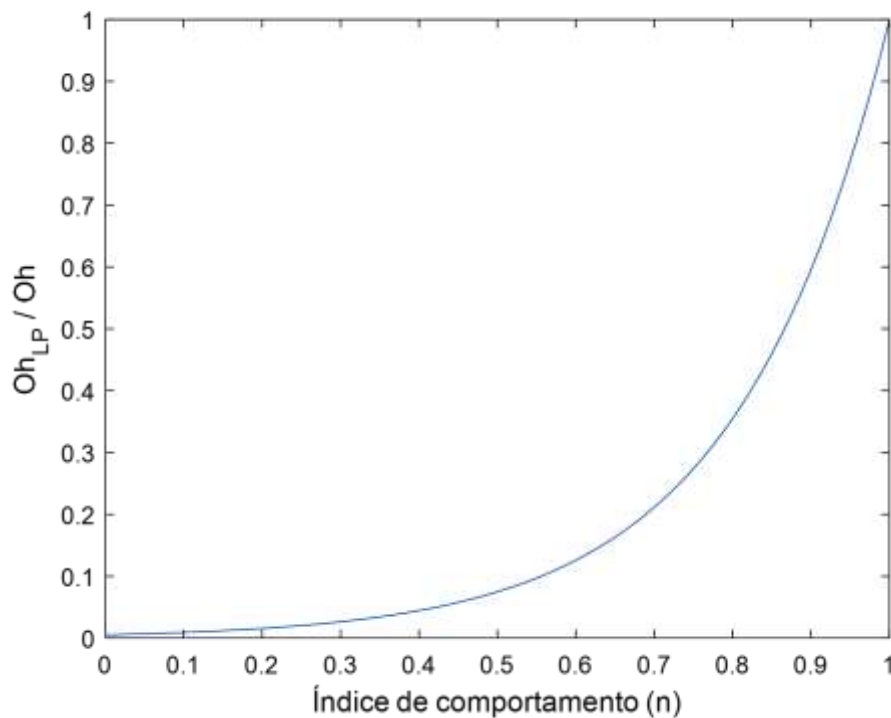
Pode-se obter o número de Ohnesorge generalizado de forma análoga para o caso de fluidos não newtonianos da Lei de Herschel-Bulkley a partir da queda de pressão ao longo de um tubo dada pela Equação 3.90. Igualando as Equações 3.90 e 3.128, obtém-se o número de Ohnesorge para fluidos não newtonianos da Lei de Herschel-Bulkley:

$$Oh_{HB} = \left(\frac{8^{n-1}\eta^2}{\rho\bar{u}^{1-n}\sigma D^n} \right)^{1/2} \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{n/2} + \left(\frac{\tau_0}{8\eta\rho\bar{u}\sigma} \right)^{1/2} \left(\frac{3n+1}{3n} \right)^{n/2} \quad (3.129)$$

A Figura 3.14 apresenta uma solução gráfica da razão Oh_{LP}/Oh para valores de n de 0 até 1 para um fluido com $\eta = 10 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $\bar{u} = 5 \text{ m/s}$ e $\sigma = 0,072 \text{ N/m}$.

Observa-se na Figura 3.14 que houve uma diminuição exponencial do valor de $Oh_{LP}/Oh \rightarrow 0$ para $n \rightarrow 0$ o que significa que o efeito das forças de tensão superficial é levemente maior do que as forças viscosas no processo de atomização de fluidos pseudoplásticos. Isso mostra que assim que o fluido não newtoniano, tal como o gel, consegue energia cinética suficiente, através de uma maior queda de pressão, para vencer a resistência ao escoamento, imposta pela viscosidade extremamente elevada, o líquido (fase contínua) consegue desprender-se da cadeia polimérica (fase dispersa) do agente gelificante e então a tensão superficial tem uma maior influência na formação das gotas resultantes do *spray*.

Figura 3.14 - Razão de Oh_{LP}/Oh para valores de n de 0 até 1 para um fluido com $\eta = 10 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\bar{u} = 5 \text{ m/s}$ e $\sigma = 0,072 \text{ N/m}$.



Fonte: Produção do autor.

A tensão superficial é uma propriedade física importante no processo de atomização, pois ela representa a força que resiste à formação de novas áreas superficiais ou gotas. A energia mínima necessária para a atomização é igual a tensão superficial multiplicada pelo aumento na área superficial do líquido (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

A viscosidade é a propriedade mais importante dos fluidos em muitos aspectos. Embora em sentido absoluto sua influência na atomização não seja maior que a da tensão superficial, sua importância decorre do fato de que ela afeta não somente as distribuições de tamanho de gotas dos *sprays*, mas também a vazão mássica e o ângulo de cone dos *sprays*. Um aumento da viscosidade diminui o número de Reynolds e dificulta o desenvolvimento de qualquer instabilidade natural do jato ou filme líquido. O efeito combinado é retardar a desintegração e aumentar o tamanho das gotas no *spray* (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

O efeito da viscosidade sobre o escoamento dentro do injetor é complexo. Em injetores centrífugos, um pequeno aumento na viscosidade pode aumentar a fluxo mássico. A viscosidade faz isso espessando o filme líquido no orifício de descarga, aumentando assim a área de fluxo efetiva. Em altas viscosidades, no entanto, a vazão mássica geralmente diminui com o aumento da viscosidade. Com os injetores centrífugos, um aumento na viscosidade geralmente produz um ângulo de cone dos *sprays* mais estreito. Em viscosidades muito altas, o jato cônico normal pode colapsar em um fluxo direto de ligamentos e gotas relativamente grandes (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

4. TEORIA E PROJETO DE INJETORES CENTRÍFUGOS

Os injetores centrífugos têm uma ampla e variada aplicação em diferentes áreas da ciência e engenharia. De acordo com Horvay e Leuckel (1984) os injetores centrífugos foram inicialmente utilizados em aplicações de combustão por Körting (1902), ano em que, provavelmente, foi patenteado o primeiro injetor deste tipo. O injetor projetado por Körting (1902) foi utilizado na queima de óleo em caldeira (VÁSQUEZ, 2011).

Os fundamentos da dinâmica do escoamento centrífugo foram estabelecidos há mais de 60 anos por Abramovich (1944) e, independentemente, por Taylor (1948). Na teoria de Abramovich, o modelo foi simplificado pelo fato de se adotar o escoamento de um fluido ideal, ou seja, sem perdas de energia devidas ao atrito. O escoamento de líquido no injetor centrífugo é semelhante ao escoamento de um líquido ao longo de um canal de raio constante. Nesse caso, Zhukovsky (1937) mostrou que a velocidade do escoamento em regime estacionário não pode exceder a velocidade de propagação de uma onda na superfície do líquido, $c = \sqrt{gh}$. Uma hipótese semelhante foi utilizada nos cálculos baseados no princípio da vazão máxima proposto inicialmente por Novikov e então desenvolvido por Abramovich para o escoamento de um líquido sob a ação de uma força centrífuga. Assim, a teoria demonstra que a vazão mássica através de um injetor centrífugo apresenta um valor máximo para uma dada pressão de injeção, conforme descrito em detalhes por Fischer (2014). Apesar das simplificações adotadas, a teoria de Abramovich descreve quase todos os fenômenos que ocorrem durante o escoamento de um fluido no interior de um injetor e é usada como base no projeto de injetores centrífugos até a atualidade.

Anos mais tarde, Klyachko (1962) apresentou modificações na teoria proposta por Abramovich. Em seus cálculos, foram consideradas as perdas de energia e de quantidade de movimento angular devidas ao atrito na câmara de vórtice do injetor. Em seus estudos experimentais, Klyachko realizou extensivas investigações de injetores na faixa de $Re = 10^3$ a 10^5 e determinou uma equação para o coeficiente de atrito. O

modelo de Klyachko descreve muito bem os fenômenos durante o escoamento de um líquido viscoso sendo mencionado nas obras de Borodin *et al.*, (1967), Kulagin e Okhotnikov (1970), Bayvel e Orzechowski (1993), Khavkin (2004) e Bazarov *et al.*, (2004).

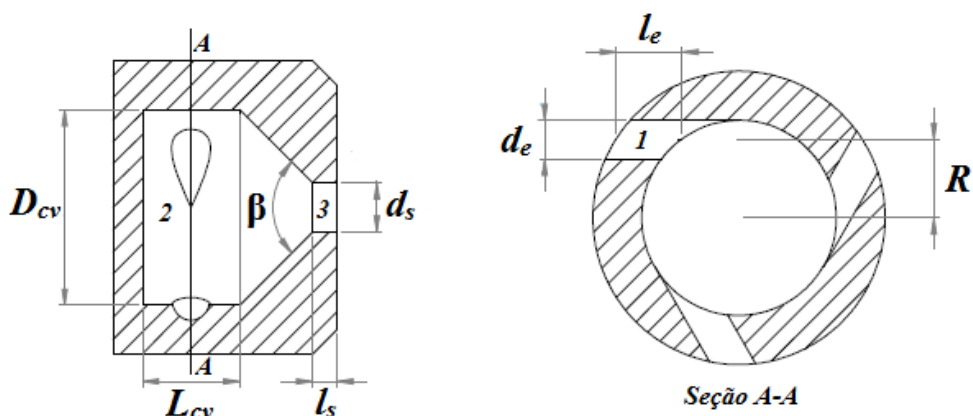
A seguir é apresentada uma síntese da teoria dos injetores centrífugos usando a abordagem de Abramovich, conforme descrito em detalhes por Fischer (2014).

4.1. Características do escoamento de um fluido ideal

O caso mais simples é o escoamento de um líquido ideal e incompressível em um injetor centrífugo. A teoria de um injetor centrífugo para um líquido ideal, com base no princípio da vazão máxima, foi desenvolvida por Abramovich (1944). Porém, resultados semelhantes aos de Abramovich foram obtidos por Taylor (1948), Novikov (1948), Giffen e Muraszew (1953) e Nieuwkamp (1985). Uma descrição detalhada da teoria de Abramovich é apresentada por Fischer (2014).

Um esquema de projeto de um injetor centrífugo é apresentado na Figura 4.1.

Figura 4.1 - Esquema de um injetor centrífugo.



Fonte: Adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993)

Comumente, esse tipo de injetor centrífugo consiste de orifícios de entrada tangenciais, uma câmara centrífuga, uma seção convergente de rotação e um orifício de descarga.

O líquido é alimentado através do orifício de entrada tangencial (1) com diâmetro d_e e área da seção transversal A_e até a câmara de vórtice (2) com diâmetro $D_{cv} = 2R + d_e$ e a entrada do orifício tangencial está localizado sobre o raio R . Em geral, existem vários orifícios de entrada de líquido e neste caso:

$$A_e = n\pi r_e^2 = n \frac{\pi d_e^2}{4} \quad (4.1)$$

onde n é o número de orifícios. Os orifícios de entrada tangencial frequentemente têm uma forma diferente da circular, o que não afeta a metodologia de cálculo. A descarga de líquido ocorre a partir do orifício (3) com diâmetro $d_s = 2r_s$.

A vazão mássica, \dot{m} , pode ser expressa em termos da velocidade total, V , a área interna de saída do bico do injetor, A_s , a massa específica do líquido, ρ , bem como da diferença de pressão, ΔP , e do coeficiente de descarga, μ , definido por Abramovich (1944):

$$\dot{m} = Q\rho = \mu\rho A_s V = \mu\rho\pi r_s^2 \sqrt{2 \frac{\Delta P}{\rho}} = \mu\pi r_s^2 \sqrt{2\rho\Delta P} \quad (4.2)$$

As seguintes hipóteses foram consideradas:

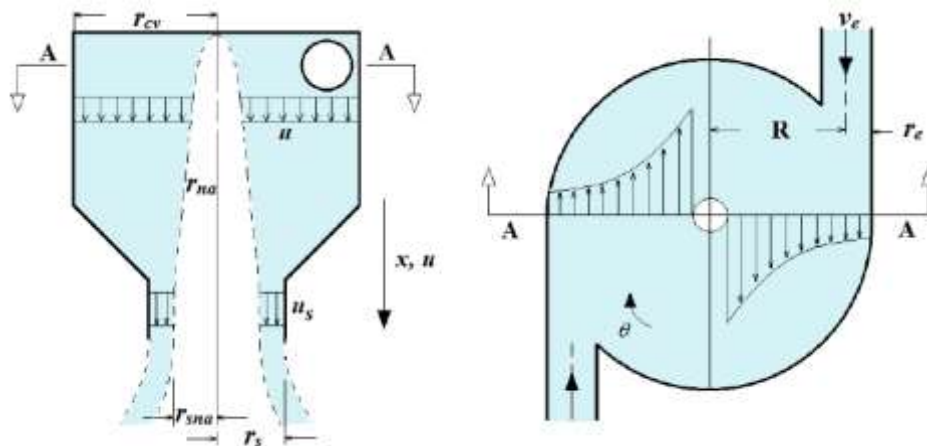
1. O campo de velocidade é potencial em toda a região entre as paredes da câmara e o vórtice de gás.
2. A quantidade de movimento angular do fluxo dentro da câmara de vórtice, de acordo com a Equação 4.2, é constante.
3. Efeito da gravidade desprezível ($g = 0$).
4. O escoamento é estável e axissimétrico.
5. Não há componente radial da velocidade ($w = 0$).

Podem ser deduzidas expressões analíticas para determinar as velocidades axiais na câmara centrífuga e no orifício de descarga do injetor. Como a velocidade axial (u_s) é considerada constante no orifício de descarga do injetor, pode-se utilizar a definição de vazão mássica para o escoamento, resultando:

$$u_s = \frac{\dot{m}}{\rho A_L} = \frac{\dot{m}}{\rho(A_s - A_{sna})} = \frac{\dot{m}}{\rho\pi(r_s^2 - r_{sna}^2)} \quad (4.3)$$

onde A_{sna} é a área da seção transversal do vórtice ou núcleo de gás (em geral ar) na saída do injetor. O raio da seção transversal do núcleo de gás r_{na} e o raio na saída r_{sna} são mostrados na Figura 4.2.

Figura 4.2 - Esquema do escoamento de líquido em um injetor centrífugo.



Fonte: Adaptada de Vásquez (2011).

Vários parâmetros geométricos do injetor podem ser correlacionados para formar um parâmetro geométrico característico adimensional K , definido por Abramovich (1944), como:

$$K = \frac{v_e R}{u_s r_s} = \frac{A_s R}{A_e r_s} = \frac{\pi r_s^2 R}{A_e r_s} = \frac{\pi r_s R}{A_e} \quad (4.4)$$

onde $R = r_{cv} - r_e$ é a distância radial do centro da câmara de vórtice até o raio do orifício de entrada tangencial, r_s é o raio do bico do injetor e A_e a área total dos orifícios de entrada tangencial na câmara de vórtice.

Quando os orifícios de entrada estão inclinados em relação ao eixo da câmara de vórtice, ou seja, sua direção não é perpendicular ao eixo do orifício de descarga, então o parâmetro K tem a forma:

$$K = \frac{\pi r_s R}{A_e} \sin \vartheta \quad (4.5)$$

onde ϑ é o ângulo de inclinação dos orifícios de entrada em relação ao eixo do orifício de descarga.

Pode-se definir o parâmetro ε , conhecido como o coeficiente de preenchimento, que relaciona a área preenchida por líquido pela área de saída do injetor:

$$\varepsilon = \frac{A_L}{A_s} = \frac{\pi(r_s^2 - r_{sna}^2)}{\pi r_s^2} = 1 - \frac{r_{sna}^2}{r_s^2} \quad (4.6)$$

onde A_L e A_s são as seções transversais do anel líquido e do bico do injetor, respectivamente. Pode-se notar que como $r_{sna} < r_s$, então $\varepsilon < 1$ e assim quanto menor for raio do vórtice de gás, r_{sna} , no orifício de descarga do injetor de raio igual a r_s , maior será o coeficiente de preenchimento, ε .

Utilizando a definição do coeficiente de preenchimento, ε , e a velocidade axial na saída do orifício de descarga, u_s , a partir das Equações 4.3 e 4.6, respectivamente, a velocidade axial na saída do bico do injetor fica expressa como:

$$u_s = \frac{\dot{m}}{\rho \varepsilon \pi r_s^2} \quad (4.7)$$

Pode-se definir o parâmetro S , conhecido como raio adimensional do vórtice de gás, que relaciona o raio do vórtice de gás com o raio do orifício de descarga:

$$S = \frac{r_{sna}}{r_s} = \sqrt{1 - \varepsilon} \quad (4.8)$$

Os parâmetros importantes dos injetores centrífugos são o coeficiente de preenchimento (ε), o raio adimensional do vórtice de gás (S), coeficiente de descarga (μ) e o ângulo de cone do spray (α). Todos esses parâmetros estão diretamente relacionados ao parâmetro geométrico característico (K) pelas equações (KHAVKIN, 2004):

$$K = \frac{(1 - \varepsilon)\sqrt{2}}{\varepsilon\sqrt{\varepsilon}} \quad (4.9)$$

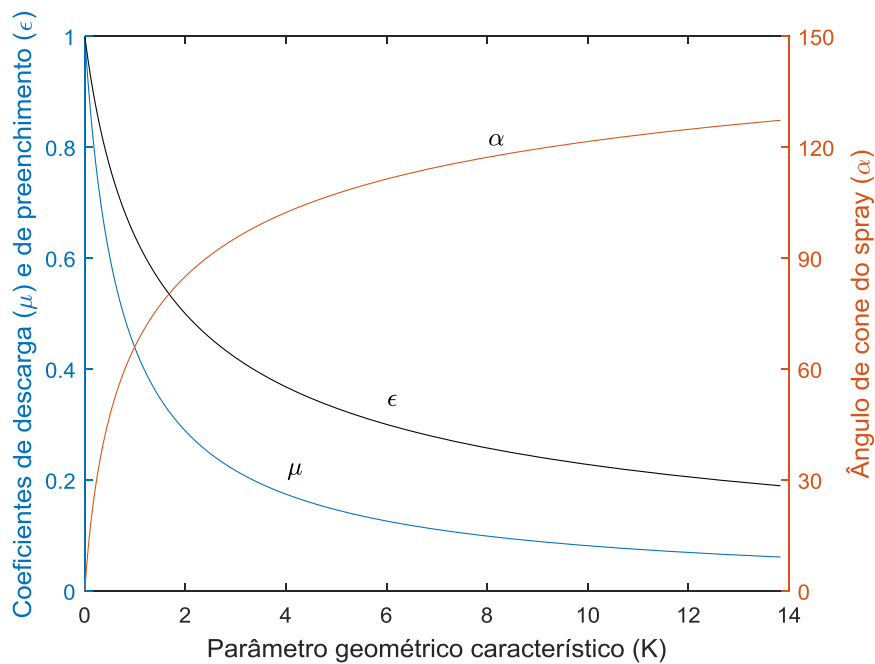
$$\mu = \varepsilon \sqrt{\frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon}} \quad (4.10)$$

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{2\mu K}{\sqrt{(1 + S)^2 - 4\mu^2 K^2}} \quad (4.11)$$

$$\mu = \sqrt{1 - \mu^2 K^2} - S\sqrt{S^2 - \mu^2 K^2} - \mu^2 K^2 \left[\ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \mu^2 K^2}}{S + \sqrt{S^2 - \mu^2 K^2}} \right) \right] \quad (4.12)$$

Uma solução gráfica das Equações 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12 é mostrada na Figura 4.3.

Figura 4.3 - Relação dos coeficientes de descarga e preenchimento, μ e ϵ , e do ângulo α com o parâmetro geométrico K.



Fonte: Produção do autor.

4.2. Características do escoamento de um fluido viscoso

A viscosidade do propelente e a subsequente perda por atrito afetam as características do injetor causando uma diminuição na quantidade de movimento angular ao longo do injetor, a diminuição do vórtice de gás, o aumento no coeficiente de descarga μ e a diminuição do ângulo do cone de *spray* α .

Assim, o atrito sobre a parede da câmara de vórtice conduz a um resultado um pouco inesperado: a vazão de um líquido real excede a vazão de um líquido ideal através do injetor.

O movimento do líquido viscoso foi considerado usando a abordagem de Klyachko (1962), conforme descrito em detalhes por Fischer (2014). O parâmetro geométrico característico considerando os efeitos viscosos (K_{eq}) deve ser corrigido pela equação (BORODIN *et al.*, 1967):

$$K_{eq} = \frac{Rr_s}{\frac{A_e}{\pi} + \left(\frac{\lambda}{2}\right)R(R - r_s)} \quad (4.13)$$

Para encontrar os valores reais de μ , α , e ε , através da geometria de injetor sugerida, $K = \pi Rr_s/A_e$ e $B = R\sqrt{\pi/A_e}$, a seguinte expressão pode ser usada:

$$K_{eq} = \frac{K}{1 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)(B^2 - K)} \quad (4.14)$$

No caso de orifícios de entrada de seção transversal não circular e não perpendicular ao eixo do orifício de descarga é fácil mostrar que a equação para o parâmetro característico equivalente de um injetor adquire a forma:

$$K_{eq} = \frac{K}{1 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)(B^2 \sin \vartheta - K)} \quad (4.15)$$

O desempenho do injetor pode ser convenientemente avaliado pelo parâmetro característico equivalente do injetor K_{eq} , a partir da Equação 4.15 (BAZAROV *et al.*, 2004):

$$K_{eq} = \frac{(1 - \varepsilon_{eq})\sqrt{2}}{\varepsilon_{eq}\sqrt{\varepsilon_{eq}}} \quad (4.16)$$

O atrito do líquido sobre a parede da câmara de vórtice causa, além de uma diminuição da quantidade de movimento angular, também perdas de energia. Para um cálculo mais preciso da queda de pressão é necessário considerar as perdas de energia no injetor. Na câmara de vórtice de um injetor centrífugo estas perdas podem ser consideradas como o trabalho

da força de atrito sobre a trajetória do líquido. Assim, o coeficiente de descarga (μ_{eq}) é calculado por:

$$\mu_{eq} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_{eq}^2} + \frac{K_{eq}^2}{1 - \varepsilon_{eq}} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}} \quad (4.17)$$

onde o coeficiente de abertura C , conhecido como raio adimensional do injetor centrífugo, que relaciona o raio da câmara de vórtice com raio do orifício de descarga, é definido como $C = R/r_s$, e:

$$\begin{aligned} \Delta = & \frac{\lambda}{\xi^2} \left\{ \frac{1}{\xi} \left(1 - \frac{1}{C} \right) \right. \\ & + \lambda \left[\frac{K^2}{4} - \frac{1}{(2\xi - \lambda)^2} + \frac{K}{\xi} - \frac{2}{\xi(2\xi - \lambda)} \right. \\ & \left. \left. + \frac{3}{2\xi^2} \ln \left(\frac{(2\xi - \lambda)KC}{2} \right) \right] \right\} \quad (4.18) \end{aligned}$$

e,

$$\xi = \frac{1}{K} + \frac{\lambda}{2} C \quad (4.19)$$

O coeficiente de atrito λ , determinado experimentalmente, entra na equação para o cálculo dos injetores que considera as perdas em função do comprimento e do raio dos orifícios de entrada tangencial. De acordo com os experimentos realizados por Klyachko (1962), este coeficiente é uma função do número de Reynolds, dado por:

$$\log \lambda = \frac{25,8}{(\log Re)^{2,58}} - 2 \quad (4.20)$$

A Equação 4.20 foi estabelecida como resultado de extensivas investigações de injetores na faixa de $Re = 10^3$ a 10^5 . Os valores de λ

determinados a partir da Equação 4.20 são significativamente maiores do que a partir de outras equações comumente utilizadas em sistemas hidráulicos. Isto é devido ao seu alto gradiente transversal no contorno da parede (BAZAROV *et al.*, 2004).

O coeficiente de atrito através dos orifícios de entrada tangenciais do injetor depende do número de Reynolds (Re):

$$Re = \frac{4\dot{m}}{\pi\mu_L\sqrt{n}d_e} \quad (4.21)$$

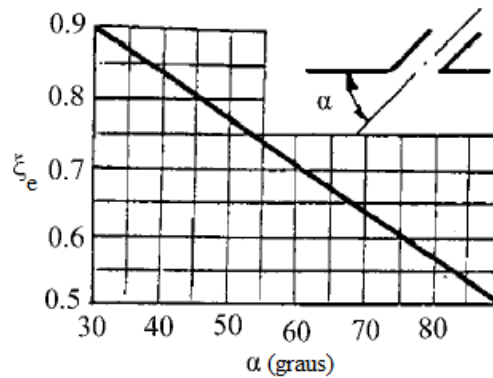
onde μ_L é a viscosidade dinâmica do fluido.

Ao contrário das perdas da quantidade de movimento angular, K_λ , a queda de pressão total, ξ_i , diminui o coeficiente de descarga μ . A maior queda de pressão ocorre principalmente nos orifícios de entrada. Para a maioria dos projetos, pode-se admitir que (BAZAROV *et al.*, 2004):

$$\xi_i = \xi_e + \lambda \frac{l_e}{d_e} \quad (4.22)$$

onde ξ_e é o coeficiente de perda de pressão nos orifícios de entrada, obtido através da Figura 4.4, l_e/d_e é a razão entre o comprimento pelo diâmetro do orifício de entrada e λ o coeficiente de atrito determinado experimentalmente.

Figura 4.4 - Efeito do ângulo de inclinação dos orifícios de entrada sobre o coeficiente de perda ξ_e .



Fonte: Adaptada de Bazarov *et al.* (2004).

O ângulo de cone do *spray* corrigido (α_{eq}) é calculado considerando os efeitos da geometria e das perdas viscosas:

$$\tan \frac{\alpha_{eq}}{2} = \frac{2\mu_{eq}K_{eq}}{\sqrt{(1 + S_{eq})^2 - 4\mu_{eq}^2K_{eq}^2}} \quad (4.23)$$

onde o raio adimensional do vórtice de gás corrigido (S_{eq}) é dado por:

$$S_{eq} = \sqrt{1 - \varepsilon_{eq}} \quad (4.24)$$

A seguir é apresentado o procedimento de cálculo de injetores centrífugos, conforme descrito por Fischer (2014).

4.3. Procedimento de cálculo

Ao se projetar um injetor, a vazão mássica \dot{m} , a queda de pressão delta ΔP , o ângulo do cone de *spray* α e as propriedades do propelente, tais como a massa específica ρ e a viscosidade dinâmica μ_L , são geralmente conhecidas ou especificadas. A primeira parte do procedimento de cálculo compreende o projeto do injetor considerando-se um líquido ideal, isto é, sem as perdas por atrito. A partir dos dados de entrada acima listados,

determinam-se o coeficiente de descarga μ e os parâmetros adimensionais K e ε do injetor e, então, calculam-se as dimensões do injetor. Em seguida, levam-se em conta as perdas devido à viscosidade e são corrigidos todos os parâmetros adimensionais e recalculam-se as dimensões do injetor. A sequência de cálculo a seguir é usualmente adotada:

1. Prescreve-se o ângulo de cone do *spray* α com base nas condições de operação do injetor (geralmente entre 90 e 120 graus, menores valores podem ser usados para casos especiais). O parâmetro geométrico característico K e o coeficiente de descarga μ são então determinados a partir do gráfico da Figura 4.3.
2. Determina-se o diâmetro do orifício de saída do injetor usando:

$$d_s = \sqrt{\frac{4\dot{m}}{\pi\mu\sqrt{2\rho\Delta P}}}$$

3. Especificam-se o número de orifícios de entrada tangenciais n (geralmente entre dois e quatro) e a distância do centro do injetor até o centro dos orifícios tangenciais R (geralmente entre dois e quatro vezes o raio do orifício de saída do injetor $r_s = d_s/2$). Segundo Alves *et al.*, (2008) um aumento do número de orifícios tangenciais para uma mesma área total melhora a uniformidade da distribuição de massa.
4. Determina-se o diâmetro dos orifícios de entrada tangencial usando:

$$d_e = \sqrt{\frac{2Rd_s}{nK}}$$

5. Calcula-se o número de Reynolds Re nos orifícios de entrada tangencial através de:

$$Re = \frac{4\dot{m}}{\pi\mu_L\sqrt{nd_e}}$$

6. Determina-se o coeficiente de atrito λ a partir de:

$$\log \lambda = \frac{25,8}{(\log Re)^{2,58}} - 2$$

7. Determina-se o parâmetro característico equivalente, K_{eq} , dado por:

$$K_{eq} = \frac{Rr_s}{\frac{A_e}{\pi} + \left(\frac{\lambda}{2}\right)R(R - r_s)}$$

8. Encontra-se ε_{eq} , a partir de:

$$K_{eq} = \frac{(1 - \varepsilon_{eq})\sqrt{2}}{\varepsilon_{eq}\sqrt{\varepsilon_{eq}}}$$

9. Calcula-se o coeficiente de perda de energia na câmara de vórtice Δ , a partir de:

$$\Delta = \frac{\lambda}{\xi^2} \left\{ \frac{1}{\xi} \left(1 - \frac{1}{C} \right) + \lambda \left[\frac{K^2}{4} - \frac{1}{(2\xi - \lambda)^2} + \frac{K}{\xi} - \frac{2}{\xi(2\xi - \lambda)} + \frac{3}{2\xi^2} \ln \left(\frac{(2\xi - \lambda)KC}{2} \right) \right] \right\}$$

onde:

$$C = \frac{R}{r_s} \quad \text{e} \quad \xi = \frac{1}{K} + \frac{\lambda}{2}C$$

10. Recalcula-se o coeficiente de descarga μ_{eq} , a partir de:

$$\mu_{eq} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{K^2 K_\lambda^2}{1 - \varepsilon} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}}$$

onde:

$$\xi_i = \xi_e + \lambda \frac{l_e}{d_e}$$

e ξ_e é o coeficiente de perda de pressão nos orifícios de entrada, obtido através da Figura 4.4, l_e/d_e a razão entre o comprimento pelo diâmetro do orifício de entrada e λ o coeficiente de atrito determinado experimentalmente.

11. Encontra-se o ângulo do cone de *spray* equivalente α_{eq} , a partir de:

$$\tan \frac{\alpha_{eq}}{2} = \frac{2\mu_{eq}K_{eq}}{\sqrt{(1 + S_{eq})^2 - 4\mu_{eq}^2K_{eq}^2}}$$

onde:

$$S_{eq} = 1 - \varepsilon_{eq}^2$$

12. Recalculam-se os itens 2 e 4.

Nos orifícios de entrada tangencial, ocorre a contração do líquido e, portanto, a área atual da seção transversal $A_e = n\pi r_e^2$ de cada orifício de entrada deve ser aumentada de tal maneira que o jato tenha a área de seção transversal A'_e . O coeficiente de contração φ é definido como a razão das áreas entre o jato contraído e o orifício:

$$\varphi = \frac{A_e}{A'_e} = \left(\frac{d}{d_e}\right)^2$$

13. Considera-se um coeficiente de contração φ entre 0,85 e 0,90 com base nas condições de operação do injetor e corrige-se o diâmetro de entrada tangencial, d'_e , dado por:

$$d'_e = \frac{d_e}{\sqrt{\varphi}}$$

14. Determina-se o diâmetro da câmara de vórtice D_{cv} dado por:

$$D_{cv} = 2R + d'_e$$

15. Determina-se o comprimento da câmara de vórtice L_{cv} dado por no mínimo:

$$L_{cv} = 2 \text{ mm} > d'_e$$

O L_{cv} deve ser levemente maior do que o diâmetro do orifício de entrada tangencial. Basta que um líquido faça de um quarto a um terço das rotações ao longo da câmara centrífuga, uma vez que uma câmara longa resulta em perda de energia cinética do líquido influenciando diretamente as condições de atomização.

16. Os comprimentos dos orifícios de entrada tangencial l_e devem ter o comprimento adequado de modo que os jatos entrem na câmara de vórtice e não sejam defletidos da direção tangencial. Segundo Bayvel e Orzechowski (1993), recomenda-se $l_e = (1,5 - 3) d'_e$.
17. O comprimento do orifício de descarga l_s não deve ser muito longo, de modo a não diminuir o ângulo α . Para $K_{eq} < 4 - 5$, recomenda-se $l_s = (0,5 - 1) d_s$ e para $K_{eq} > 4 - 5$, recomenda-se $l_s = (0,25 - 0,5) d_s$.
18. Especifica-se um ângulo do cone transiente β entre 60 e 120 graus com base nas condições operacionais do injetor. Notar que menores ângulos de β causam um aumento do coeficiente de descarga μ e diminuição do ângulo α .

5. PROJETO DE INJETORES CENTRÍFUGOS BIPROPELENTES

Um injetor centrífugo dual consiste de duas câmaras de vórtice concêntricas que podem proporcionar níveis rotacionais independentes para um ou dois fluidos distintos. Nestes injetores, o fluido é injetado tangencialmente dentro de ambas as câmaras de vórtice interna e externa. Ambas as câmaras são projetadas de modo que os filmes líquidos de combustível e oxidante interceptam-se e fundem-se formando um único cone de *spray* oco, quando suas trajetórias se cruzam.

A principal diferença entre a câmara externa (secundária) e a interna (primária) é que a câmara externa, geralmente, possui maior área superficial de líquido em comparação a câmara interna. Além disso, a câmara interna ocupa o espaço central dentro da câmara externa resultando numa menor área ou até mesmo ausência do vórtice de gás. Essa característica aumenta os efeitos viscosos sobre o escoamento interno da câmara externa. Nestes injetores, a mistura da fase líquida ocorre antes mesmo do filme líquido começar a desintegrar. A mistura dos propelentes pode ser feita através de processos de mistura externa ou interna (BAZAROV *et al.*, 2004).

Os injetores centrífugos bipropelentes ou duais são uma alternativa interessante para aplicações aeroespaciais devido ao seu potencial para tolerâncias de fabricação menos rigorosas e fluxos relativamente altos por elemento. Essa última característica se traduz diretamente em elementos geometricamente maiores, o que justifica as tolerâncias de fabricação menos rigorosas e custos mais baixos de produção por injetor. Além disso, nesses injetores a mistura dos propelentes (combustível e oxidante) e a combustão são mais rápidas permitindo o uso de câmaras de combustão menores, o que resulta na possibilidade de sistemas de propulsão de menor peso (BAZAROV *et al.*, 2004).

Os injetores centrífugos duais são objetos de estudo em diversos trabalhos recentes (KHAVKIN, 2004; VÁSQUEZ, 2011; FISCHER, 2014; WANG *et al.*, 2017 e 2018 e RIVAS *et al.*, 2018). Segundo Wang *et al.* (2017), esses injetores são utilizados em sistemas propulsivos, tais como

o motor-foguete RD-0110/0107 para o terceiro estágio do veículo espacial Soyuz e o motor-foguete RD-170/180 para os veículos lançadores Energia e Atlas V.

A seguir é apresentada uma síntese do projeto de injetores centrífugos bipropelentes ou duais, conforme descrito em detalhes por Fischer (2014).

5.1. Injetores com mistura externa

A Figura 5.1 mostra três configurações diferentes de injetores com mistura externa. Duas câmaras centrífugas são estruturalmente conectadas de tal maneira que a câmara primária (1), está localizada concentricamente do lado interno da câmara secundária (2). As seções de saída de ambas as câmaras estão localizadas no mesmo plano.

Um requisito básico de projeto para injetores de mistura externa é que o ângulo de cone do *spray* do injetor interno deve ser maior do que o ângulo de cone do injetor externo para que os filmes de combustível e oxidante se interceptem e se misturem do lado externo do injetor mesmo antes deles iniciarem a desintegração em gotas. O projeto do injetor pode ser ainda classificado dentro de três configurações: fechado, semiaberto e aberto.

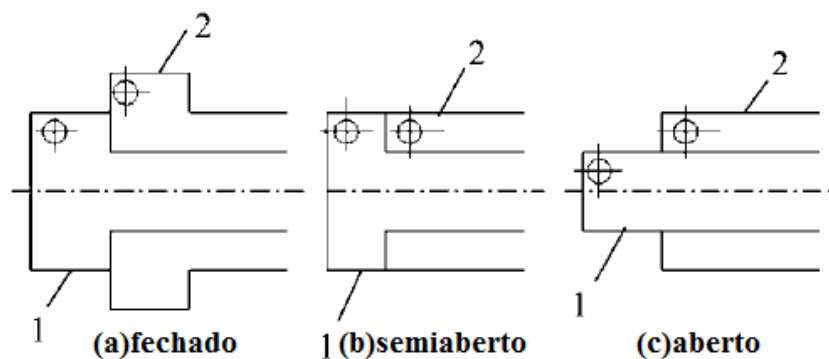
O injetor centrífugo é classificado como fechado quando existe uma seção convergente entre a câmara centrífuga e o orifício de descarga, ou seja, $D_{cv} > d_s$. O injetor centrífugo é classificado como aberto quando não existe uma seção convergente, ou seja $D_{cv} = d_s$. Nesse caso, não existe distinção entre a câmara centrífuga e o orifício de descarga. Por último, o injetor centrífugo é classificado como semiaberto quando existe uma seção convergente apenas na câmara externa.

Na primeira versão (a), o escoamento de líquido no orifício de descarga da câmara primária é acomodado pelo vórtice de gás da câmara secundária. Ambas as câmaras são hidraulicamente independentes e cada uma pode ser projetada separadamente, respeitando as limitações geométricas impostas pelas câmaras primária e secundária.

Na segunda versão (b), o escoamento de líquido no orifício de descarga da câmara primária é submergido na corrente de líquido da câmara secundária. Este projeto é geralmente associado com a busca pela capacidade de aumento do fluxo do primeiro estágio sem o aumento da queda de pressão e diminuição do ângulo de cone do *spray* devido ao aumento da dimensão (comprimento) do orifício de descarga. Nesta versão a câmara secundária não possui uma câmara de vórtice e o raio do vórtice de gás é mínimo ou nulo (BAZAROV *et al.*, 2004).

Na terceira versão (c) ambos são hidráulicamente independentes e a atomização depende diretamente da interação entre os fluxos das duas câmaras.

Figura 5.1 - Injetores centrífugos duais com mistura externa. O injetor interno é indicado por 1 e o externo por 2.



Fonte: Adaptada de Bazarov *et al.* (2004).

5.2. Injetores do tipo fechado ou centrífugos duais

Para o projeto de injetores centrífugos duais, a câmara secundária emprega as mesmas equações teóricas usadas para a câmara primária com algumas modificações geométricas. Um esquema de projeto de um injetor centrífugo dual é apresentado na Figura 5.2.

Semelhante à proposta de Abramovich (1944), define-se o parâmetro geométrico característico K_2 para a câmara secundária como:

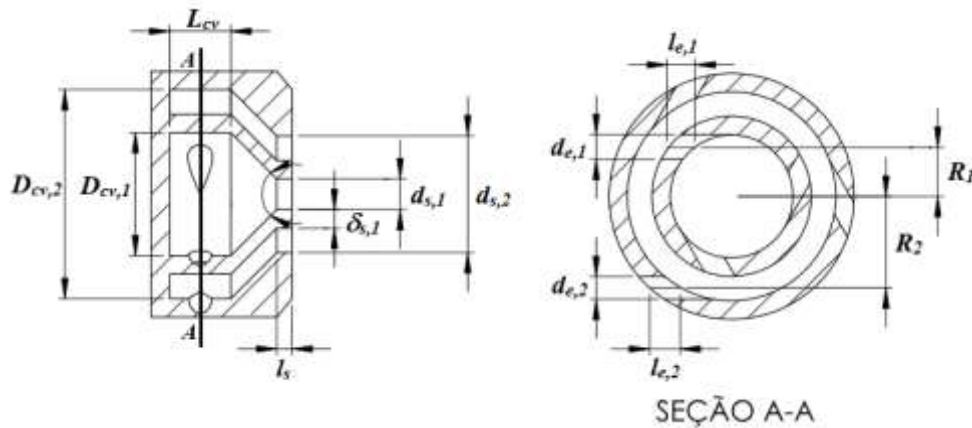
$$K_2 = \frac{A_{s2}R_2}{A_{e2}(r_{s2} - r_{s1})} = \frac{\pi R_2(r_{s2}^2 - r_{s1}^2)}{A_{e2}(r_{s2} - r_{s1})} \quad (5.1)$$

O raio do orifício de descarga da câmara primária é dado por:

$$r_{s1} = r_s + \delta_{s1} \quad (5.2)$$

onde δ_{s1} é a espessura da parede que deve ter entre 0,2 até 0,8 mm, de acordo com as condições de projeto.

Figura 5.2 - Esquema de um injetor centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

O parâmetro geométrico equivalente (K_{eq2}) para a câmara secundária é obtido usando a abordagem de Klyachko (1962), conforme descrito em detalhes por Fischer (2014). Esse parâmetro é dado por:

$$K_{eq2} = \frac{R_2(r_{s2}^2 - r_{s1}^2)}{\frac{A_{e2}(r_{s2} - r_{s1})}{\pi} + \frac{\lambda}{2} R_2(r_{s2} - r_{s1})[R_2 - (r_{s2} - r_{s1})]} \quad (5.3)$$

As equações acima incluem a geometria do injetor interno ao procedimento de cálculo da câmara secundária e o coeficiente de atrito é

calculado de forma semelhante à câmara primária através da Equação 4.20.

Em injetores centrífugos duais, quando ambas as folhas de líquido colidem formando um único *spray*, a quantidade de movimento resultante pode ser calculada com base no princípio da conservação da quantidade de movimento e o ângulo de cone do *spray* resultante é dado por:

$$\tan \frac{\alpha_f}{2} = \frac{v_f}{u_f} = \frac{\dot{m}_2 V_2 \sin\left(\frac{\alpha_2}{2}\right) + \dot{m}_1 V_1 \sin\left(\frac{\alpha_1}{2}\right)}{\dot{m}_2 V_2 \cos\left(\frac{\alpha_2}{2}\right) + \dot{m}_1 V_1 \cos\left(\frac{\alpha_1}{2}\right)} \quad (5.4)$$

onde V_2 e V_1 são obtidos através das seguintes equações:

$$V_2 = \mu_2 \sqrt{\frac{2\Delta P_2}{\rho_2}} \quad \text{e} \quad V_1 = \mu_1 \sqrt{\frac{2\Delta P_1}{\rho_1}} \quad (5.5)$$

5.3. Injetores com mistura externa do tipo aberto

Os parâmetros iniciais do projeto do injetor são iguais aos descritos anteriormente. Com os ângulos do cone de *spray* pré-definidos para ambos os injetores, com no mínimo $\alpha_1 - \alpha_2 = 10$, a câmara primária é projetada seguindo os procedimentos descritos anteriormente. Os cálculos para a câmara secundária procedem da seguinte forma:

1. Calcular o raio externo do orifício de descarga do injetor interno, $R_{s1} = r_{s1} + \delta_{s1}$, onde a espessura da parede δ_{s1} deve ser especificada entre 0,2 até 0,8 mm.
2. Especificar o raio de vórtice do gás permitido Δr (segundo Bazarov *et al.*, (2004) não deve ser menor do que 0,3 mm) e calcular o raio do orifício de descarga do injetor externo, $r_{s2} = R_{s1} + \Delta r$.
3. Determinar o parâmetro geométrico característico K e o coeficiente de descarga μ para o injetor externo a partir do gráfico da Figura 4.3.

4. Especificar o número de orifícios de entrada tangenciais n_2 (geralmente entre dois e quatro).
5. O raio do orifício de entrada tangencial é obtido:

$$r_{e2} = \frac{r_{s2}}{\sqrt{n_2 K_2}}$$

6. Determinar a queda de pressão através do injetor externo pela seguinte equação:

$$\Delta P_2 = 0,05 \frac{\dot{m}_2}{\mu_2 \rho_2 r_{s2}^4}$$

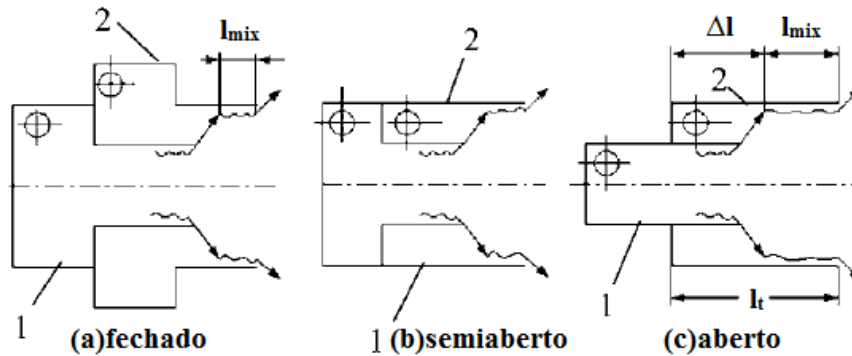
7. O comprimento do orifício de saída l_{s2} não deve ser muito longo, de modo a não diminuir o ângulo α . Para $K < 4 - 5$, recomenda-se $l_{s2} = (0,5 - 1) d_{s2}$ e para $K > 4 - 5$, $l_{s2} = (0,25 - 0,5) d_{s2}$.

5.4. Injetores com mistura interna

A Figura 5.3 apresenta três configurações diferentes de injetores com mistura interna. De modo similar aos injetores com mistura externa, a câmara primária está localizada concentricamente do lado interno da câmara secundária. A diferença é que nesses injetores a colisão entre os fluxos de combustível e oxidante ocorre no interior do orifício de descarga do injetor externo. Essa região do injetor externo onde ocorre a colisão é denominada misturador e seu comprimento l_{mix} pode ser variado para fornecer o tempo de residência τ_{mix} desejado do fluxo misturado.

Se o tempo de residência τ_{mix} for muito longo, podem ocorrer explosões nos injetores. Se τ_{mix} for muito curto, uma mistura pobre dos propelentes pode conduzir a uma baixa eficiência de combustão. O valor ótimo de τ_{mix} depende das propriedades do propelente, vazão mássica dos injetores e vários fatores cujos efeitos ainda não são claramente compreendidos. Como hipótese inicial, $\tau_{mix} = 0,1$ ms é recomendado para propelentes hipergólicos e $\tau_{mix} = 0,2$ ms para propelentes não hipergólicos, quando a vazão mássica total dos propelentes $\dot{m}_t = \dot{m}_{oxi} + \dot{m}_{comb}$ está no intervalo entre 0,2 até 1 kg/s (BAZAROV *et al.*, 2004).

Figura 5.3 - Injetores centrífugos duais com mistura interna. O injetor interno é indicado por 1 e o externo por 2.



Fonte: Adaptada Bazarov *et al.*, (2004)

O comprimento do misturador l_{mix} pode ser calculado utilizando a seguinte equação empírica (BAZAROV *et al.*, 2004):

$$l_{mix} = \sqrt{2} \tau_{mix} \left(\frac{K_m \mu_2}{(K_m + 1) \varepsilon_2} \sqrt{\frac{\Delta P_2}{\rho_2}} + \frac{\mu_1}{(K_m + 1) \varepsilon_1} \sqrt{\frac{\Delta P_1}{\rho_1}} \right) \quad (5.6)$$

onde K_m é definido como a razão entre os coeficientes de preenchimento dos injetores interno e externo:

$$K_m = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (5.7)$$

O ângulo do cone de *spray* resultante, quando ambas as câmaras centrífugas operam simultaneamente, depende de muitos fatores. Admite-se geralmente que o ângulo resultante seja de 15 a 20 graus menor que o ângulo do cone de *spray* da câmara secundária isolada, ou seja, sem a inclusão da câmara primária (BAZAROV *et al.*, 2004).

Os injetores com mistura interna proporcionam uma melhor mistura dos propelentes em relação aos injetores com mistura externa, porém os injetores com mistura interna apresentam algumas desvantagens:

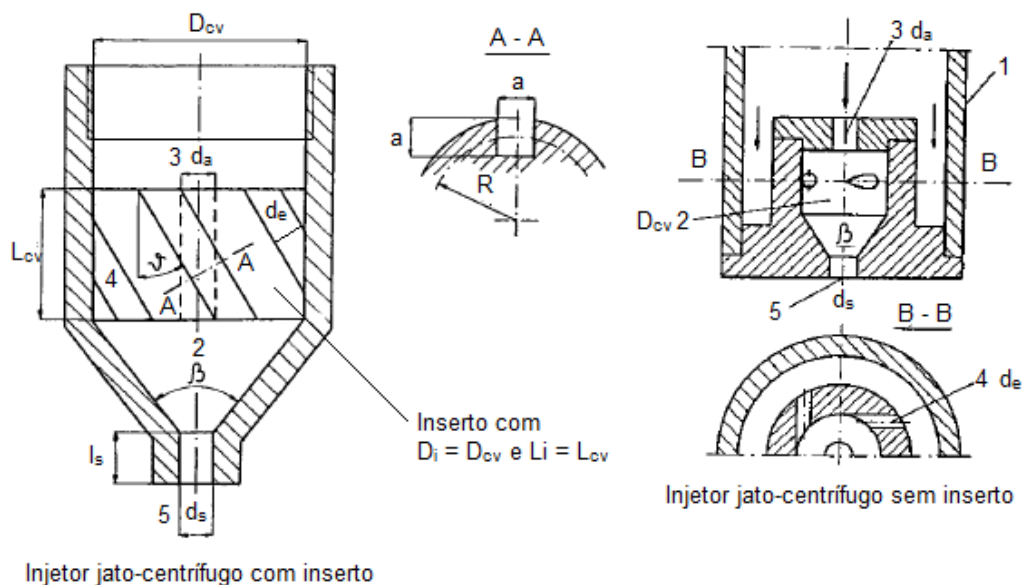
1. Pode ocorrer erosão no orifício de descarga devido à curta distância entre o injetor e a zona de combustão.
2. A presença de um propelente na câmara de vórtice do outro propelente pode resultar na explosão da mistura bipropelente durante o reinício da injeção.
3. O ângulo de cone do *spray* praticamente não se altera com relação a variações do parâmetro geométrico.

6. TEORIA E PROJETO DE INJETORES JATO-CENTRÍFUGOS

Este capítulo descreve a teoria e o projeto dos injetores jato-centrífugos, inicialmente seguindo a abordagem para fluidos ideais descrita por Bayvel e Orzechowski (1993) e detalhada por Fischer (2014). Depois a teoria de Klyachko (1962) para injetores centrífugos com perdas viscosas é estendida e adaptada para injetores jato-centrífugos, conforme Fischer (2014).

Os injetores jato-centrífugos têm as características dos injetores a jato e dos injetores centrífugos combinadas entre si. Esquemas de injetores jato-centrífugos com ou sem inserto são apresentados na Figura 6.1.

Figura 6.1 - Esquemas de injetores jato-centrífugos.



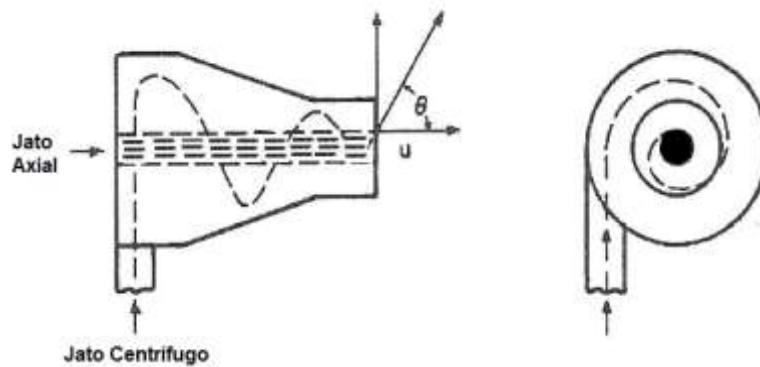
Fonte: Adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993).

Na câmara de vórtice (2) e especialmente na saída (5) do orifício do bico injetor, ocorre uma interação entre os jatos centrífugos (4) e o jato axial (3). Na Figura 6.2 é apresentado um esquema do escoamento de um líquido através de um injetor jato-centrífugo.

O escoamento em um injetor jato centrífugo tem componentes tangencial v e axial u da velocidade, sendo esta última menor do que a velocidade de entrada do jato axial $u < u_a$. O jato centrífugo escoar ao longo das

paredes da câmara de vórtice com uma velocidade resultante em que as componentes tangenciais da velocidade na saída do bico injetor atuam no líquido formando um cone de *spray* “sólido” ou “cheio” (BAYVEL e ORZECOWSKI, 1993).

Figura 6.2 - escoamento de líquido através de um injetor jato-centrífugo.



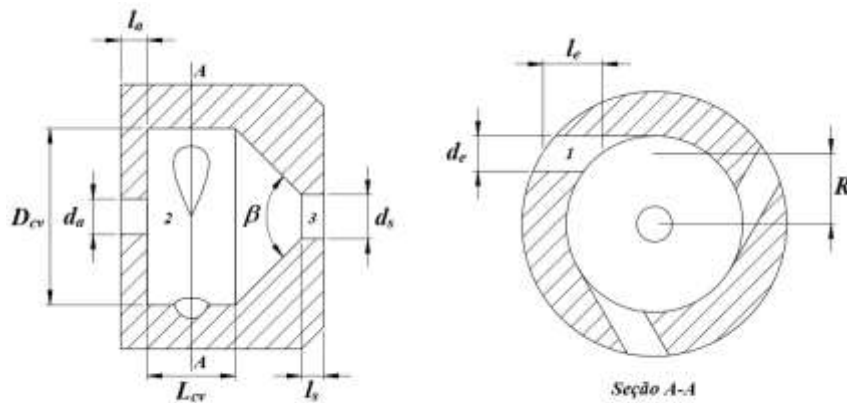
Fonte: Produção do autor.

Na saída do orifício de descarga (5) do injetor, no limite entre os dois jatos, uma camada limite turbulenta desenvolve-se e apresenta significativa tensão de cisalhamento. Como resultado, a equalização das componentes axiais de ambos os jatos ocorre numa certa velocidade tangencial que é definida para o jato axial. O processo turbulento dentro do injetor não causa apenas troca de energia, mas também troca de massa entre os jatos. Uma solução teórica não existe para este processo e então se utilizam soluções empírico-teóricas.

Um esquema de projeto de um injetor jato-centrífugo sem inserto é apresentado na Figura 6.3.

A seguir é apresentada uma síntese da teoria do escoamento de um fluido ideal dentro de injetores jato-centrífugos.

Figura 6.3 - Escoamento de líquido através de um injetor jato-centrífugo.



Fonte: Produção do autor.

6.1. Características do escoamento de um fluido ideal

As seguintes hipóteses serão feitas:

1. Efeito da gravidade desprezível ($g = 0$).
2. O escoamento é estável e axissimétrico.
3. Não há componente radial da velocidade ($w = 0$).
4. O movimento do líquido dentro do injetor tem uma característica turbulenta, e, portanto, as distribuições de velocidade são aproximadamente uniformes.
5. Uma distribuição de velocidade comum para ambos os jatos no orifício de descarga desenvolve-se em uma curta distância equivalente a três vezes o diâmetro do orifício a partir do ponto onde os jatos se encontram.
6. A distribuição da componente tangencial da velocidade v na saída do orifício de descarga satisfaz à equação de uma linha reta (vórtice rígido), isto é,

$$\frac{v}{r} = \frac{v_s}{r_s} \quad (6.1)$$

onde v_s é a componente tangencial da velocidade sobre o raio r_s .

Esta última hipótese em relação a um vórtice rígido, em vez de um vórtice livre, simplifica consideravelmente a teoria. Será mostrado que essa hipótese não causa erros perceptíveis. A partir da equação de Bernoulli, para uma seção transversal arbitrária entre o orifício de entrada e o de saída, segue que:

$$P_e = \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2) + P_s \quad (6.2)$$

Nesta equação a pressão dinâmica na seção de entrada foi considerada muito pequena quando comparada com a pressão estática P_e . A vazão mássica total \dot{m}_s é a soma das vazões dos líquidos através do orifício de entrada axial \dot{m}_a e através dos orifícios de entrada laterais \dot{m}_l :

$$\dot{m}_s = \dot{m}_a + \dot{m}_l \quad (6.3)$$

Além disso, esse raciocínio é relevante para um injetor com uma inserção de turbilhão, mas também é válido para outros projetos de injetores jato-centrífugos.

Os termos na equação anterior são:

$$\dot{m}_s = \varepsilon_s \rho A_s u_s$$

$$\dot{m}_a = \varepsilon_a \rho A_a u_a$$

$$\dot{m}_l = \sum (\varepsilon_l \rho A_l) u_l$$

Para um injetor ideal tem-se que $u_a = u_l$ e A_s , A_a e A_l são as áreas das seções transversais dos orifícios dadas por:

$$A_s = \frac{\pi d_s^2}{4}, \quad A_a = \frac{\pi d_a^2}{4}, \quad A_l = n a^2 \cos \vartheta$$

O orifício de entrada axial e os orifícios de entrada laterais são completamente preenchidos com líquido, por isso as eficiências de preenchimento são iguais, ou seja, $\varepsilon_a = \varepsilon_l = 1$. Na maioria dos casos típicos para um injetor jato-centrífugo não existe um vórtice de gás na

saída do bico injetor, isto é, $\varepsilon_s = 1$. A eficiência de preenchimento $\varepsilon_s = \varepsilon$ refere-se ao caso em que existe um vórtice de gás com raio r_{sna} no orifício de descarga. Conforme a Equação 4.6,

$$\varepsilon = \frac{A_L}{A_s} = \frac{(r_s^2 - r_{sna}^2)}{r_s^2} = 1 - \frac{r_{sna}^2}{r_s^2}$$

A partir da Equação 6.3, obtém-se:

$$u_l = \frac{\varepsilon A_s u_s}{A_a + A_l} \quad (6.4)$$

Vários parâmetros geométricos podem ser correlacionados para formar um parâmetro geométrico característico adimensional K , definido por Abramovich (1944) como:

$$K = \frac{R}{r_s} \sin \theta \frac{A_s A_l}{(A_a + A_l)^2} \quad (6.5)$$

O parâmetro geométrico característico K leva em conta a relação entre as dimensões básicas do injetor jato-centrífugo. Se os orifícios de entrada tem geometria circular ($A_l = A_e$) e são tangenciais ($\cos 0 = 1$), estão inclinados perpendicularmente ($\sin 90^\circ = 1$) em relação ao eixo da câmara e se não existe orifício de entrada axial ($A_a = 0$), então a Equação 6.5 torna-se semelhante à constante K para um injetor centrífugo simples:

$$K = \frac{R A_s A_l}{r_s A_l^2} = \frac{R A_s}{r_s A_l} = \frac{R \pi r_s^2}{r_s A_l} = \frac{\pi r_s R}{A_l} \equiv \frac{\pi r_s R}{A_e} \quad (6.6)$$

Por causa das distribuições não uniformes da velocidade e da pressão em cada seção, a equação de Bernoulli para os parâmetros médios toma a forma:

$$P_e = \frac{\rho}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) + \bar{P}_s \quad (6.7)$$

onde a partir desta equação podem-se determinar os parâmetros médios que caracterizam o escoamento através do injetor calculando os parâmetros fundamentais \bar{v} e \bar{P}_s .

O valor médio \bar{v}^2 pode ser calculado a partir da distribuição linear da velocidade tangencial. A velocidade tangencial v sobre o raio r_s é igual a v_s e sobre o raio r_{sna} , conforme Equação 6.1, igual a $v = v_s r_{sna} / r_s$. Portanto, utilizando o conceito de média quadrática, a velocidade média \bar{v}^2 torna-se:

$$\bar{v}^2 = \frac{1}{2} \left(v_s^2 + v_s^2 \frac{r_{sna}^2}{r_s^2} \right) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{r_{sna}^2}{r_s^2} \right) v_s^2 \quad (6.8)$$

Levando em conta a Equação 4.6, obtém-se:

$$\bar{v}^2 = \frac{(2 - \varepsilon)}{2} v_s^2 \quad (6.9)$$

Admitindo um valor médio da componente axial da velocidade no orifício de descarga, ou seja, $\bar{u} = u_s$, pode-se mostrar que (BAYVEL; ORZECOWSKI, 1993):

$$u_s = \sqrt{\frac{2P_e}{\rho}} \left(1 + \frac{4\varepsilon^2 K^2}{(2 - \varepsilon)^2} \right)^{-0,5} \quad (6.10)$$

Outros parâmetros importantes dos injetores jato-centrífugos são o coeficiente de preenchimento (ε), raio adimensional do vórtice de gás (S), coeficiente de descarga (μ) e o ângulo de cone do spray (α). Todos esses parâmetros estão diretamente relacionados ao parâmetro geométrico característico (K) pelas equações:

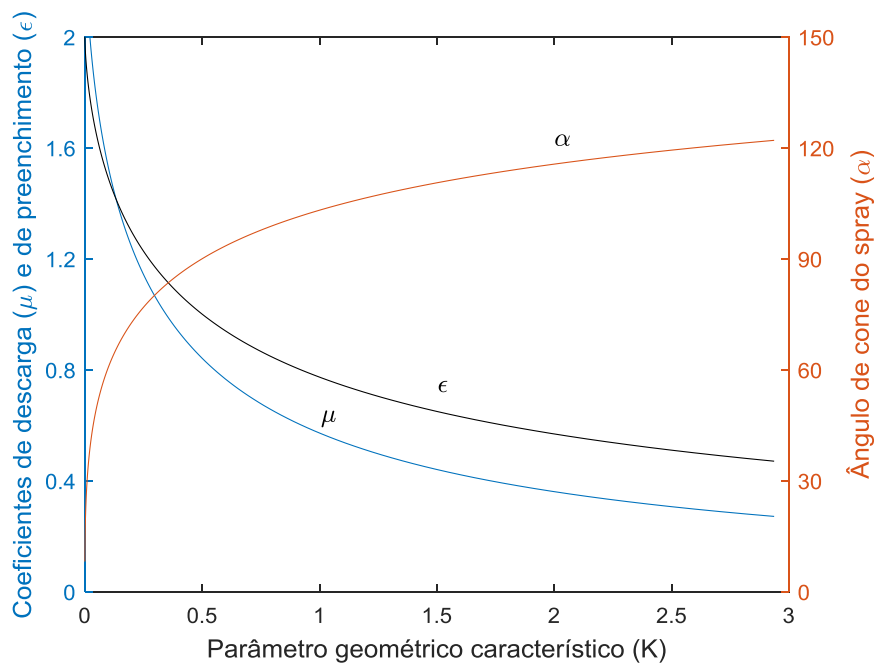
$$K = \frac{(2 - \varepsilon)\sqrt{2 - \varepsilon}}{2\varepsilon\sqrt{\varepsilon}} \quad (6.11)$$

$$\mu = \frac{\varepsilon\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{2}} \quad (6.12)$$

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{2\varepsilon K}{(2 - \varepsilon)} \quad (6.13)$$

Uma solução gráfica das Equações 6.11, 6.12 e 6.13 é mostrado na Figura 6.4. Notar que a região $\varepsilon > 1$ é fisicamente impossível.

Figura 6.4 - Relação dos coeficientes de descarga e preenchimento, μ e ε , e do parâmetro geométrico K sobre o ângulo α para injetores jato-centrífugos.



Fonte: Produção do autor.

6.2. Características do escoamento de um fluido viscoso

Perdas devido à viscosidade têm o caráter de perdas locais e de atrito. As fontes dessas perdas são o orifício de entrada axial, o inserto (quando

existente), a câmara de vórtice e o orifício de descarga. O coeficiente de perda depende principalmente do projeto do injetor. Para o cálculo da queda de pressão de uma forma geral, é impossível. Nesta situação, o valor do coeficiente de perda total deve ser determinado para cada tipo de projeto de injetor (BAYVEL; ORZECOWSKI, 1993).

O movimento do líquido viscoso foi considerado usando a abordagem de Klyachko (1962) para injetores centrífugos que foi estendida e adaptada para injetores jato-centrífugos, conforme descrito em detalhes por Fischer (2014). O parâmetro geométrico característico considerando os efeitos viscosos (K_{eq}) deve ser corrigido pela equação:

$$K_{eq} = \frac{Rr_s \sin \theta}{\frac{(A_a + A_l)^2}{\pi A_l} + \left(\frac{\lambda}{2}\right) R \sin \theta \frac{(A_a + A_l)}{A_l} (R - r_s)} \quad (6.14)$$

O parâmetro geométrico característico K leva em conta a relação entre as dimensões básicas do injetor jato centrífugo. Se os orifícios de entrada tem geometria circular ($A_l = A_e$) e são tangenciais ($\cos \theta = 1$), estão inclinados perpendicularmente ($\sin 90^\circ = 1$) em relação ao eixo da câmara e se não existe orifício de entrada axial ($A_a = 0$), então a Equação 4.37 torna-se semelhante à constante K para o injetor centrífugo:

$$K_{eq} = \frac{Rr_s}{\frac{A_l}{\pi} + \left(\frac{\lambda}{2}\right) R(R - r_s)} \equiv \frac{Rr_s}{\frac{A_e}{\pi} + \left(\frac{\lambda}{2}\right) R(R - r_s)} \quad (6.15)$$

A relação acima novamente comprova que o injetor centrífugo é um caso particular do injetor jato-centrífugo.

Na prática, as condições reais podem ser levadas em conta introduzindo a perda de energia total na câmara de vórtice:

$$u_s = \sqrt{\frac{2P_e}{\rho}} \left(1 + \frac{4\varepsilon^2 K^2 K_\lambda^2}{(2-\varepsilon)^2} + \xi_i \frac{\varepsilon^2 K^2}{C^2} + \varepsilon^2 \Delta \right)^{-0,5} \quad (6.16)$$

O desempenho do injetor pode ser convenientemente avaliado pelo parâmetro característico equivalente do injetor K_{eq} , dado por:

$$K_{eq} = \frac{(2 - \varepsilon_{eq}) \sqrt{2 - \varepsilon_{eq}}}{2\varepsilon_{eq} \sqrt{\varepsilon_{eq}}} \quad (6.17)$$

O atrito do líquido sobre a parede da câmara centrífuga causa, além de uma diminuição da quantidade de movimento angular, também perdas de energia. Para um cálculo mais preciso da queda de pressão é necessário considerar as perdas de energia no injetor. Na câmara centrífuga de um injetor jato-centrífugo estas perdas podem ser consideradas como o trabalho da força de atrito sobre a trajetória do líquido. Assim, coeficiente de descarga (μ_{eq}) é calculado por:

$$\mu_{eq} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_{eq}^2} + \frac{4K_{eq}^2}{2 - \varepsilon_{eq}} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}} \quad (6.18)$$

onde o coeficiente de abertura C , conhecido como raio adimensional do injetor jato-centrífugo, que relaciona o raio da câmara de vórtice com raio do orifício de descarga, é definido como $C = R/r_s$, e:

$$\begin{aligned} \Delta = & \frac{\lambda}{\xi^2} \left\{ \frac{1}{\xi} \left(1 - \frac{1}{C} \right) \right. \\ & + \lambda \left[\frac{K^2}{4} - \frac{1}{(2\xi - \lambda)^2} + \frac{K}{\xi} - \frac{2}{\xi(2\xi - \lambda)} \right. \\ & \left. \left. + \frac{3}{2\xi^2} \ln \left(\frac{(2\xi - \lambda)KC}{2} \right) \right] \right\} \quad (6.19) \end{aligned}$$

e,

$$\xi = \frac{1}{K} + \frac{\lambda}{2} C \quad (6.20)$$

O coeficiente de atrito λ , determinado experimentalmente, entra na equação para o cálculo dos injetores na qual prevê as perdas em função do comprimento e do raio da câmara centrífuga. De acordo com os experimentos realizados por Klyachko (1962), este coeficiente é uma função do número de Reynolds, dado por pela Equação 4.20:

$$\log \lambda = \frac{25,8}{(\log Re)^{2,58}} - 2$$

O coeficiente de atrito através dos orifícios de entrada do injetor jato-centrífugo depende do número de Reynolds (Re):

$$Re = \frac{4\dot{m}}{\pi\mu_L(d_a + \sqrt{n}d_l)} \quad (6.21)$$

onde μ_L é a viscosidade dinâmica do fluido.

Ao contrário das perdas da quantidade de movimento angular, K_λ , a queda de pressão total, ξ_i , diminui o coeficiente de descarga μ . A maior queda de pressão ocorre principalmente nos orifícios de entrada. Para a maioria dos projetos, pode-se utilizar a Equação 4.22:

$$\xi_i = \xi_e + \lambda \frac{l_e}{d_e}$$

onde ξ_e é o coeficiente de perda de pressão nos orifícios de entrada, obtido através da Figura 4.4, l_e/d_e a razão entre o comprimento pelo diâmetro do orifício de entrada e λ o coeficiente de atrito determinado experimentalmente.

O ângulo de cone do *spray* corrigido (α_{eq}) é calculado considerando os efeitos da geometria e das perdas viscosas:

$$\tan \frac{\alpha_{eq}}{2} = \frac{2\varepsilon_{eq}K_{eq}}{(2 - \varepsilon_{eq})} \quad (6.22)$$

A seguir é apresentado o procedimento de cálculo de injetores jato-centrífugos, conforme descrito por Fischer (2014).

6.3. Procedimento de cálculo

Ao se projetar um injetor jato-centrífugo, a vazão mássica \dot{m} , a queda de pressão delta ΔP , o ângulo do cone de *spray* α e as propriedades do propelente, tais como a massa específica ρ e a viscosidade dinâmica μ_L , são geralmente conhecidas ou especificadas. A primeira parte do procedimento de cálculo compreende o projeto do injetor considerando-se um líquido ideal, isto é, sem as perdas por atrito. A partir dos dados de entrada acima listados, determinam-se o coeficiente de descarga μ e os parâmetros adimensionais K e ε do injetor e, então, calculam-se as dimensões do injetor. Em seguida, levam-se em conta as perdas devido à viscosidade e são corrigidos todos os parâmetros adimensionais e recalculam-se as dimensões do injetor. A sequência de cálculo a seguir é usualmente adotada:

1. Prescreve-se o ângulo de cone do *spray* α com base nas condições de operação do injetor (igual ou maior do que 90 graus). O parâmetro geométrico característico K e o coeficiente de descarga μ são então determinados a partir do gráfico da Figura 6.3.
2. Determina-se o diâmetro do orifício de saída do injetor usando:

$$d_s = \sqrt{\frac{4\dot{m}}{\pi\mu\sqrt{2\rho\Delta P}}}$$

3. Especificam-se o número de orifícios de entrada tangenciais n (geralmente entre dois e quatro) e a distância do centro do injetor até o centro dos orifícios tangenciais R (geralmente entre dois e quatro vezes o raio do orifício de saída do injetor $r_s = d_s/2$). Segundo Alves *et al.*, (2013) um aumento do número de orifícios tangenciais para

uma mesma área total melhora a uniformidade da distribuição de massa.

4. Determina-se o diâmetro do orifício de entrada axial d_a a partir da equação empírica:

$$d_a = d_s(0,676 - 24d_s)^{0,5}$$

onde d_s é expresso em metros.

5. Conhecido o diâmetro d_a e conseqüentemente a área A_a , calcula-se a área da seção transversal dos orifícios de entrada A_l usando:

$$K = \frac{R}{r_s} \sin \theta \frac{A_s A_l}{(A_a + A_l)^2}$$

onde o ângulo de inclinação $\theta = 90^\circ$ para injetores com orifícios tangenciais. Para injetores com inserto, o ângulo de inclinação das ranhuras, θ , pode ser escolhido a partir da Tabela 6.1.

Tabela 6.1 - Ângulo θ para diversas faixas do ângulo de cone do *spray* α .

α (°)	30	30-50	50-75	> 75
θ (°)	60	65	75	80

Fonte: Adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993).

6. Calcula-se o número de Reynolds, Re , no orifício de saída do injetor através de:

$$Re = \frac{4\dot{m}}{\pi\mu_L(d_a + \sqrt{n}d_l)}$$

7. O coeficiente de atrito λ é obtido a partir de:

$$\log \lambda = \frac{25,8}{(\log Re)^{2,58}} - 2$$

8. Determina-se o parâmetro característico equivalente, K_{eq} , dado por:

$$K_{eq} = \frac{Rr_s \sin \theta}{\frac{(A_a + A_l)^2}{\pi A_l} + \left(\frac{\lambda}{2}\right) R \sin \theta \frac{(A_a + A_l)}{A_l} (R - r_s)}$$

9. Encontra-se ε_{eq} , a partir de:

$$K_{eq} = \frac{(2 - \varepsilon_{eq})\sqrt{2 - \varepsilon_{eq}}}{2\varepsilon_{eq}\sqrt{\varepsilon_{eq}}}$$

10. Calcula-se o coeficiente de perda de energia na câmara de vórtice Δ , a partir de:

$$\Delta = \frac{\lambda}{\xi^2} \left\{ \frac{1}{\xi} \left(1 - \frac{1}{C} \right) + \lambda \left[\frac{K^2}{4} - \frac{1}{(2\xi - \lambda)^2} + \frac{K}{\xi} - \frac{2}{\xi(2\xi - \lambda)} + \frac{3}{2\xi^2} \ln \left(\frac{(2\xi - \lambda)KC}{2} \right) \right] \right\}$$

onde:

$$C = \frac{R}{r_s} \quad e \quad D = \frac{A_a + A_l}{A_l} \quad e \quad \xi = \frac{1}{KD} + \frac{\lambda}{2}C$$

11. Recalcula-se o coeficiente de descarga μ_{eq} , a partir de:

$$\mu_{eq} = \frac{1}{\sqrt{\frac{4K_{eq}^2}{(2 - \varepsilon_{eq})^2} + \frac{1}{\varepsilon_{eq}^2} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}}$$

onde:

$$\xi_i = \xi_e + \lambda \frac{l_e}{d_e}$$

e ξ_e é o coeficiente de perda de pressão nos orifícios de entrada, obtido através da Figura 4.4, l_e/d_e a razão entre o comprimento pelo diâmetro do orifício de entrada e λ o coeficiente de atrito determinado experimentalmente.

12. Encontra-se o ângulo do cone de *spray* equivalente α_{eq} , a partir de:

$$\tan \frac{\alpha_{eq}}{2} = \frac{2\varepsilon_{eq}K_{eq}}{(2 - \varepsilon_{eq})} \quad \text{ou} \quad \alpha_{eq} = 2 \tan^{-1} \frac{2\varepsilon_{eq}K_{eq}}{(2 - \varepsilon_{eq})}$$

13. Recalculam-se os itens 2, 4 e 5.

Nos orifícios de entrada tangencial, ocorre a contração do líquido e, portanto, a área atual da seção transversal $A_l = n\pi r_l^2$ de cada orifício de entrada deve ser aumentada de tal maneira que o jato tenha a área de

seção transversal A'_e . O coeficiente de contração φ é definido como a razão das áreas entre o jato contraído e o orifício:

$$\varphi = \frac{A_l}{A'_l} = \left(\frac{d_l}{d'_l}\right)^2$$

14. Considera-se um coeficiente de contração φ entre 0,85 e 0,90 com base nas condições de operação do injetor e corrige-se o diâmetro de entrada tangencial, d'_l , dado por:

$$d'_l = \frac{d_l}{\sqrt{\varphi}}$$

Para injetores com inserto, determinam-se as dimensões das ranhuras do inserto dadas por:

$$l = \sqrt{\frac{A_l}{n \cos \vartheta}}$$

O ângulo de inclinação das ranhuras, ϑ , pode ser escolhido a partir da Tabela 6.2:

Tabela 6.2 - Ângulo ϑ para diversas faixas do ângulo de cone do *spray* α .

α (°)	30	30-50	50-75	>75
ϑ (°)	10	15	25	30

Fonte: Adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993).

15. Determina-se o diâmetro da câmara de vórtice, D_{cv} , dado por:

$$D_{cv} = 2R + d_l$$

Para injetores com inserto, o diâmetro da câmara de vórtice tem o mesmo diâmetro do inserto, $D_{cv} = D_i$, e pode ser escolhido a partir da Tabela 6.3.

Tabela 6.3 - Diâmetro do inserto D_i para vários valores de d_s .

d_s (mm)	<2	2-15	>15
D_i (mm)	15	30	$2d_s$

Fonte: Adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993).

16. Determina-se o comprimento da câmara de vórtice, L_{cv} , dado por no mínimo:

$$L_{cv} = 2 \text{ mm} > d_l$$

O L_{cv} deve ser levemente maior do que o diâmetro do orifício de entrada tangencial. Basta que um líquido faça de um quarto a um terço das rotações, uma vez que uma longa câmara determina as condições de atomização.

Para injetores com inserto, o comprimento da câmara deve ser no mínimo:

$$L_{cv} \geq \frac{D_i}{2}$$

O comprimento do inserto h_i é dado por no mínimo:

$$h_i \geq \frac{D_i}{3}$$

17. O comprimento do orifício de descarga l_s não deve ser muito longo, de modo a não diminuir o ângulo α . Para $K_{eq} < 4 - 5$, recomenda-se $l_s = (0,5 - 1) d_s$ e para $K_{eq} > 4 - 5$, recomenda-se $l_s = (0,25 - 0,5) d_s$.
18. Especifica-se um ângulo do cone transiente β entre 60 e 120 graus com base nas condições operacionais do injetor. Notar que menores ângulos de β causam um aumento do coeficiente de descarga μ e diminuição do ângulo α .

7. CONSIDERAÇÕES ADICIONAIS NO PROJETO DE INJETORES

Nos capítulos anteriores, foram apresentados, detalhadamente, a teoria e o projeto de injetores centrífugos, centrífugos bipropelentes e jato-centrífugos considerando um fluido ideal e em seguida um fluido newtoniano viscoso, respectivamente.

Nos modelos apresentados, considerando um fluido newtoniano viscoso, é necessário estimar um coeficiente de atrito para efetuar as devidas correções de projeto. Conforme visto anteriormente, as principais equações para se determinar o coeficiente de atrito em sistemas hidráulicos são as equações de Darcy-Weisbach e Colebrook-White para regimes de escoamento laminar e turbulento, respectivamente.

O regime de escoamento é definido como laminar ou turbulento com base no número de Reynolds. Tipicamente, por valores experimentais, costuma-se caracterizar um fluido newtoniano como estando em regime de escoamento laminar para $Re < 2300$ ou turbulento para $Re > 4000$. Entre $2300 < Re < 4000$ o regime de escoamento é chamado de transiente e existem equações híbridas para determinar o coeficiente de atrito como a de Churchill (1977).

Devido ao movimento de rotação imposto sobre o fluido ao longo do injetor centrífugo, o regime de escoamento interno nesses injetores continua sendo laminar mesmo para números de Reynolds acima de 4000 e, conseqüentemente, o coeficiente de atrito pode ser maior do que aqueles obtidos pelas equações convencionais da literatura para tubos.

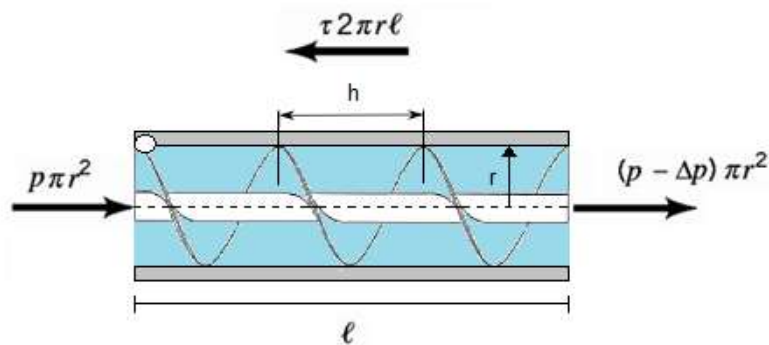
Na teoria apresentada, a Equação 4.20 proposta para o cálculo do coeficiente de atrito foi estabelecida como resultado de investigações extensivas de injetores centrífugos na faixa de $Re = 10^3$ a 10^5 .

Apesar dos valores de λ determinados a partir da Equação 4.20 serem significativamente maiores do que a partir de outras equações comumente utilizadas em sistemas hidráulicos, sua utilização é limitada apenas para líquidos newtonianos.

Nessa seção, será proposto um novo coeficiente de atrito que leva em consideração as condições de escoamento para um fluido não-newtoniano através de um injetor centrífugo.

O escoamento através de um injetor centrífugo ao longo da câmara centrífuga pode ser representado como um tubo por onde o líquido entra tangencialmente e percorre todo o comprimento na direção horizontal com um movimento semelhante a uma hélice conforme é mostrado na Figura 7.1. Assim, o escoamento completamente desenvolvido nessa seção é meramente um balanço entre a pressão e forças viscosas - a diferença de pressão atuando na extremidade do cilindro de área πr^2 e a tensão de cisalhamento atuando na superfície lateral do cilindro de área $2\pi r l$. Esse balanço de força pode ser escrito como a relação entre a queda de pressão e a tensão de cisalhamento τ em um elemento de volume de raio r dentro do tubo onde o fluido escoa na direção horizontal, sendo dado pela Equação 3.32.

Figura 7.1 - Fluxo de Poiseuille para um fluido ao longo do injetor.



Fonte: Produção do autor.

Como visto anteriormente, a queda de pressão ao longo de um tubo de diâmetro D e comprimento L é dada pela Equação 3.54:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \left(\frac{32L\bar{u}^2}{D} \right) \left(\frac{\eta}{\rho\bar{u}D} \right)$$

ou em termos do número de Reynolds, semelhante a Equação 3.56:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \frac{32L\bar{u}^2}{ReD}$$

Usualmente, a perda de pressão mais importante se dá ao longo dos tubos de entrada tangencial. No entanto, no caso de fluidos muito viscosos pode ocorrer uma perda de pressão significativa ao longo de todo o injetor.

No caso de um injetor centrífugo a trajetória do fluido tem um formato de hélice cujo comprimento é dado por $L = m\sqrt{(2\pi R)^2 + h^2}$ onde h é o passo da hélice e m é o número de passos (voltas do líquido) ao longo do injetor (Na parte cônica do injetor pode-se considerar, para uma solução simplificada, que a hélice tenha um diâmetro médio igual a $(R_c + r_s)/2$).

O número de passos da hélice é $m = l/h$, onde l é o comprimento da câmara centrífuga. Como o diâmetro e o passo da hélice variam ao longo do injetor, por simplicidade, consideram-se valores médios do passo da hélice h e do raio da hélice R .

A perda de pressão total no injetor fica:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \frac{\Delta P_e + \Delta P_{hélice}}{\rho} \quad (7.1)$$

onde ΔP_e é a perda de pressão nos canais de entrada e $\Delta P_{hélice}$ é a perda de pressão ao longo do escoamento helicoidal dentro do injetor.

Desta forma, usando uma abordagem heurística, admitindo que a hélice mantenha o mesmo diâmetro do furo de entrada, propõe-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} \approx \frac{16\bar{u}^2 \left(l_e + \alpha m \sqrt{(2\pi R)^2 + h^2} \right)}{Re r_e} \quad (7.2)$$

onde α é uma constante de proporcionalidade que depende das propriedades do fluido e do escoamento.

A Equação 7.2 pode então ser reescrita como:

$$\frac{\Delta P}{\rho} \approx \frac{16L_{ef}\bar{u}^2}{Re r_e} \quad (7.3)$$

onde $L_{ef} = l_e + \alpha m \sqrt{(2\pi R)^2 + h^2}$ é uma outra constante que depende da geometria dos tubos de entrada, da geometria do escoamento helicoidal e da constante de proporcionalidade α .

Como hipótese para esse trabalho, admite-se que em geral, $R = k_1 d_e = k_1 2r_e$, $l_e = k_2 r_e$ onde k_1 e k_2 são constantes, e $h \ll 2\pi R$, então o caminho percorrido pelo fluido ao longo do injetor será $L_{ef} \cong k_2 r_e + \alpha m \sqrt{(8\pi k_1 r_e)^2 + (0)^2} \cong (k_2 + 8\pi k_1 \alpha m) r_e$. Assim,

$$\frac{\Delta P}{\rho} \approx \frac{(16k_2 + 128\pi k_1 \alpha m)\bar{u}^2}{Re} \quad (7.4)$$

Correções para considerar efeitos de contração nos orifícios de entrada tangenciais dos injetores centrífugos podem ser adotadas. Segundo Bretas e Ávilas (2001), o procedimento de correção dos efeitos de entrada nos capilares pode ser usado para valores de $L/R < 10$ através da correção de Bagley.

A tensão de cisalhamento na parede com a correção de Bagley é dada pela Equação 3.115:

$$\tau_P = \frac{\Delta P R}{2(l_e + eR)}$$

onde a constante de Bagley (e) é determinada experimentalmente.

Assim, a Equação 7.4 pode ser escrita como:

$$\frac{\Delta P}{\rho} \approx \frac{(k_2 + 16\pi k_1 \alpha m)\bar{u}^2(8 + e)}{Re} \quad (7.5)$$

Como visto anteriormente, a queda de pressão devido ao atrito pelo movimento do fluido em um tubo é geralmente calculada através da relação de Darcy-Weisbach como:

$$\frac{\Delta P}{\rho} = \lambda \frac{r_e \bar{u}^2}{d_e} = \lambda \frac{\bar{u}^2}{2} \quad (7.6)$$

Igualando as Equações 7.4 e 7.6, obtém-se:

$$\lambda \approx \left(\frac{k_2}{2} + 4\pi k_1 \alpha m \right) \frac{64}{Re} = \left(\frac{k_2}{2} + 4\pi k_1 \alpha m \right) \lambda_D \quad (7.7)$$

onde $\lambda_D = 64/Re$ é o coeficiente de atrito de Darcy.

Usando a correção de Bagley, a partir das Equações 7.5 e 7.6, o coeficiente de atrito é dado por:

$$\begin{aligned} \lambda &\approx \frac{(2k_2 + 32\pi k_1 \alpha m)(8 + e)}{Re} \\ &= \left(\frac{k_2}{8} + 2\pi k_1 \alpha m \right) (8 + e) f \end{aligned} \quad (7.8)$$

onde $f = 16/Re$ é o coeficiente de atrito de Fanning.

Pode-se mostrar, de forma análoga para o caso de fluidos não newtonianos da Leis das Potências, que a queda de pressão ao longo de um tubo é dada por:

$$\frac{\Delta P}{\rho} \approx \left(\frac{6n + 2}{n} \right)^n \left(\frac{4\eta L_{ef}}{\rho} \right) \left(\frac{\bar{u}^n}{d_e^{n+1}} \right) \quad (7.9)$$

Substituindo $L_{ef} = (k_2 + 8\pi k_1 \alpha m)r_e$ na equação acima e com alguns rearranjos, obtém-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} \approx \left(\frac{3n + 1}{4n} \right)^n \left(\frac{8^{n-1} \eta}{\rho \bar{u}^{2-n} d_e^n} \right) (16k_2 + 128\pi k_1 \alpha m) \bar{u}^2 \quad (7.10)$$

Substituindo o número de Reynolds para fluidos não newtonianos da Lei das Potências, a partir da Equação 3.56 na Equação 7.10, obtém-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} \approx \frac{(16k_2 + 128\pi k_1 \alpha m) \bar{u}^2}{Re_{LP}} \quad (7.11)$$

Igualando as Equações 7.6 e 7.11, obtém-se:

$$\lambda \approx \left(\frac{k_2}{2} + 4\pi k_1 \alpha m \right) \frac{64}{Re_{LP}} \quad (7.12)$$

ou ainda, usando a correção de Bagley como:

$$\lambda \approx \frac{2k_2 + 32\pi k_1 \alpha m(8 + e)}{Re_{LP}} \quad (7.13)$$

Pode-se mostrar de forma análoga para o caso de fluidos não newtonianos da Lei de Herschel-Bulkley que a queda de pressão ao longo de um tubo é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P}{\rho} \approx & \left[\left(\frac{6n+2}{n} \right)^n \left(\frac{4\eta}{\rho} \right) \left(\frac{\bar{u}^n}{D^{n+1}} \right) \right. \\ & \left. + \left(\frac{6n+2}{6n} \right)^n \left(\frac{4\tau_0}{\rho D} \right) \right] L_{ef} \end{aligned} \quad (7.14)$$

Substituindo $L = (x + 8\pi \alpha m)r_e$ na equação acima e com alguns rearranjos, obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P}{\rho} \approx & \left[\left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n \left(\frac{8^{n-1}\eta}{\rho \bar{u}^{2-n} D^n} \right) \right. \\ & \left. + \left(\frac{3n+1}{3n} \right)^n \left(\frac{\tau_0}{8\rho \bar{u}^2} \right) \right] (16k_2 \\ & + 128\pi k_1 \alpha m) \bar{u}^2 \end{aligned} \quad (7.15)$$

Substituindo o número de Reynolds para fluidos não newtonianos da Lei de Herschel-Bulkley, a partir da Equação 3.56 na Equação 7.15, obtém-se:

$$\frac{\Delta P}{\rho} \approx \frac{(16k_2 + 128\pi k_1 \alpha m) \bar{u}^2}{Re_{HB}} \quad (7.16)$$

Igualando as Equações 7.6 e 7.16, obtém-se:

$$\lambda \approx \left(\frac{k_2}{2} + 4\pi k_1 \alpha m \right) \frac{64}{Re_{HB}} \quad (7.17)$$

ou ainda, usando a correção de Bagley como:

$$\lambda \approx \frac{(2k_2 + 32\pi k_1 \alpha m)(8 + e)}{Re_{HB}} \quad (7.18)$$

A partir das deduções acima, pode-se concluir que o coeficiente de atrito proposto é generalizado para qualquer tipo de fluido, ou seja

$$\lambda \approx \left(\frac{k_2}{2} + 4\pi k_1 \alpha m \right) \frac{64}{Re_{gen}} \quad \text{ou} \quad \frac{(2k_2 + 32\pi k_1 \alpha m)(8 + e)}{Re_{gen}} \quad (7.19)$$

O presente modelo foi deduzido considerando $m_{ef} = \frac{k_2}{2} + 4\pi k_1 \alpha m$ rotações efetivas ao longo do injetor. Uma vez que um número excessivo de rotações causa perdas de energia cinética, afetando a eficiência de atomização, deve-se buscar alcançar um número reduzido de rotações. Para estimar o número de rotações ao longo da câmara centrífuga pode-se recorrer a análise da dinâmica dos fluidos computacional ou dados experimentais.

A simulação computacional a seguir foi realizada com ajuda do software SolidWorks devido à sua simplicidade de utilização e solução rápida para a análise restrita apenas ao número de rotações utilizando as condições de projeto como parâmetros de entrada e as propriedades dos fluidos empregados nos testes.

A Figura 7.2 apresenta uma simulação computacional do escoamento interno em injetores centrífugos com diferentes configurações geométricas utilizando etanol líquido ou gelificado, respectivamente.

Observa-se na Figura 7.2 que os fluidos fazem entre 1 e 3 rotações na câmara centrífuga dos injetores estudados nesse trabalho.

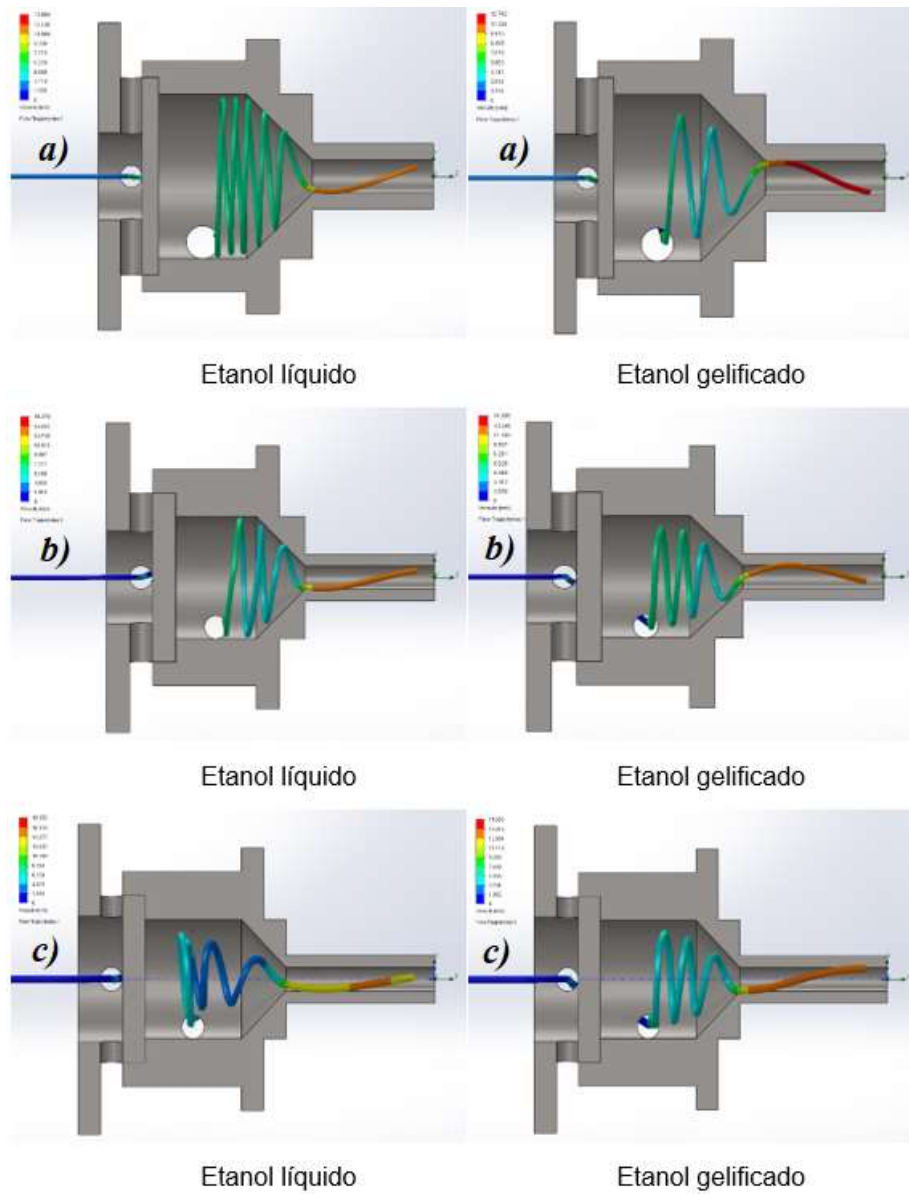
Considerando que o fluido com $\alpha = 1$ faça em média duas rotações na câmara centrífuga e na seção cônica dos injetores, ou seja, $m = 2$, tem-se $m_{ef} = \frac{k_2}{2} + 8\pi k_1 \alpha$. Tomando-se $\frac{k_2}{2} \ll 8\pi k_1 \alpha$ e $k_1 \alpha \approx 1$, pode-se aproximar o coeficiente de atrito por:

$$\lambda_{total} \approx 8\pi \frac{64}{Re_{gen}} \quad \text{ou} \quad \frac{64}{Re_{gen}} (8 + e)\pi \quad (7.20)$$

ou, ainda, em termos do coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach:

$$\lambda_{total} \approx 8\pi\lambda_D \quad \text{ou} \quad (2 + e)\pi\lambda_D \quad (7.21)$$

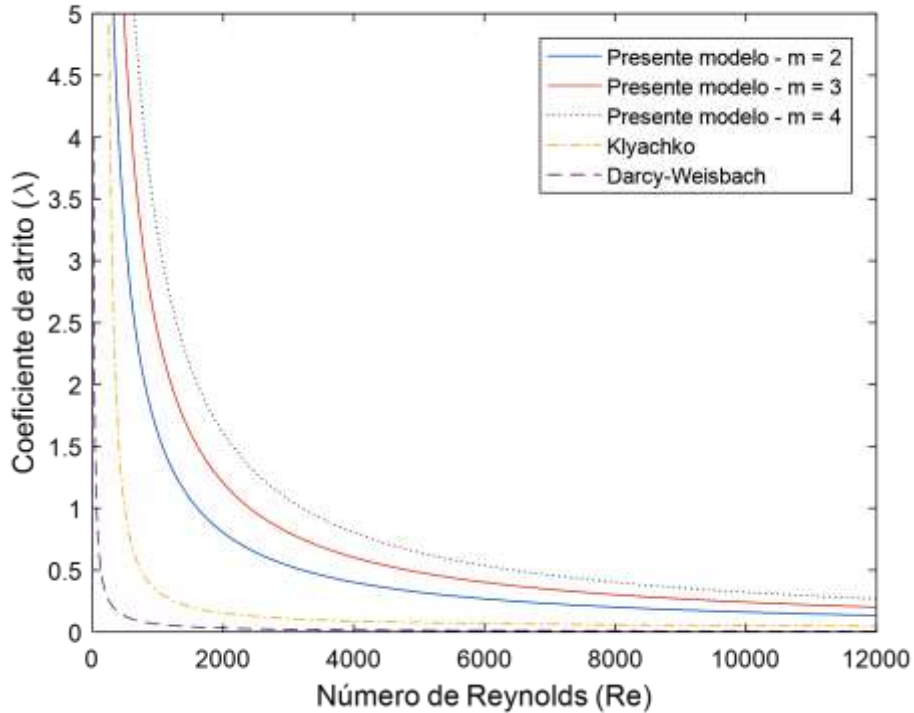
Figura 7.2 - Simulação do escoamento interno em injetores centrífugos com diferentes configurações geométricas utilizando etanol líquido ou gelificado, respectivamente.



Fonte: Produção do autor.

A Figura 7.3 apresenta os coeficientes de atrito calculados pelas Equações 3.98, 4.20 e 7.19.

Figura 7.3 - Comparação entre os coeficientes de atrito para injetores centrífugos.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 7.3 que o modelo proposto apresenta um perfil hiperbólico aproximado ao da equação proposta por Klyachko, porém com valores do coeficiente de atrito maiores com o aumento de m . O modelo proposto para o coeficiente de atrito é função apenas do número de Reynolds generalizado e pode ser usado no procedimento de cálculo para injetores centrífugos e jato-centrífugos empregando fluidos newtonianos e não newtonianos.

Nesse trabalho será comparado o modelo teórico apresentado para $m = 2$ com o modelo de Klyachko adotado convencionalmente no projeto de injetores centrífugos e jato-centrífugos em relação aos resultados obtidos experimentalmente através dos injetores projetados e fabricados, conforme serão apresentados a seguir.

8. PROTÓTIPOS DOS INJETORES E BANCADA DE TESTES

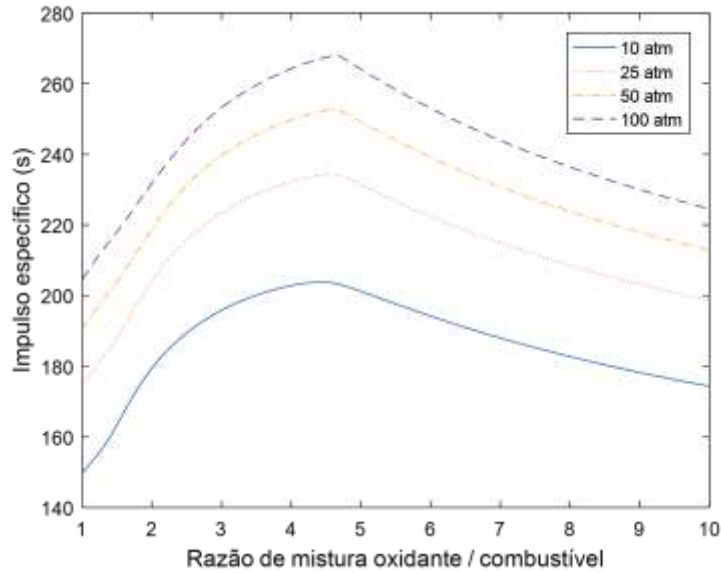
Neste capítulo são apresentados o projeto dos injetores e a bancada de testes.

Os injetores foram projetados para operarem em diferentes vazões mássicas com uma queda de pressão teórica fixa em 5 bar, considerando uma possível aplicação em propulsores bipropelentes de baixo empuxo entre 20 N e 400 N empregando peróxido de hidrogênio 90% m/m como oxidante e etanol líquido ou em gel 95% m/m como combustível.

A seguir é apresentado o desempenho teórico desse par propelente considerando o peróxido de hidrogênio e etanol, ambos no estado líquido, conforme Fischer (2014). É importante ressaltar que a adição de agente gelificante no etanol é, normalmente, inferior a 5 % m/m e seu principal efeito é alterar características reológicas do fluido, sobretudo a viscosidade, que apresenta maior influência no escoamento interno e formação de *sprays* nos injetores. Devido a questões técnicas e principalmente por estar fora do escopo desse trabalho o desenvolvimento de uma formulação de propelente em gel, foi utilizado etanol gelificado 72° INPM comercial em vez de etanol gel 95% m/m. Conforme Natan e Rahimi (2001), o conteúdo de agentes gelificantes resulta no aumento de resíduos provenientes da queima e o desempenho pode cair de 2% até 5%.

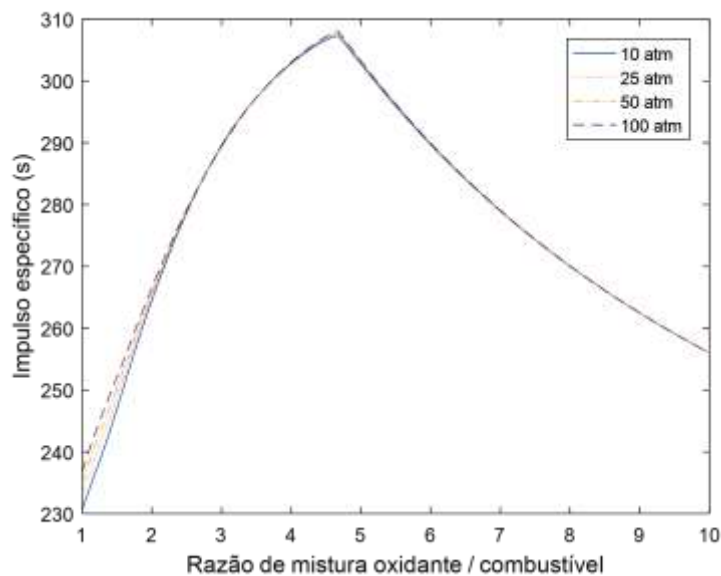
A razão de mistura oxidante/combustível (O/C) = 4 escolhida fornece o maior impulso específico (~ 202 s) para o par de propelentes a uma pressão de câmara de 10 atm e pressão ambiente de 1 atm. Impulsos específicos maiores podem ser obtidos com pressões maiores na câmara de combustão e pressões ambientes menores, usando tubeiras com maior razão de expansão. As Figuras 8.1 e 8.2 mostram os efeitos de O/C , em massa, e da pressão na câmara de combustão sobre o impulso específico teórico, considerando dois casos: i) tubeira adaptada para pressão ambiente igual a 1 atm; e ii) tubeira com razão de expansão ($A_{saída}/A_{garganta}$) = 100, operando no vácuo, respectivamente.

Figura 8.1 - Impulso específico para diferentes pressões na câmara versus razões de mistura O/C em massa de etanol e peróxido de hidrogênio para tubeira adaptada a pressão ambiente igual a 1 atm.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.2 - Impulso específico para diferentes pressões na câmara versus razões de mistura O/C em massa de etanol e peróxido de hidrogênio para tubeira com razão de expansão = 100, com expansão no vácuo.



Fonte: Produção do autor.

A utilização do par H_2O_2 90% m/m e etanol 95% m/m é uma excelente alternativa por serem propelentes de baixo impacto ambiental e não

tóxicos e por apresentarem maior facilidade de manuseio e armazenamento, comparados aos propelentes convencionais (tetróxido de nitrogênio - NTO e hidrazinas). Uma breve discussão sobre as características dos propelentes escolhidos e suas aplicações no setor aeroespacial está descrita no Apêndice A.

O etanol gelificado de 72° INPM obtido comercialmente foi usado como substituto nesses experimentos, em vez do etanol anidro gelificado. As propriedades físicas do gel são apresentadas na Tabela 8.1:

Tabela 8.1 - Propriedades físicas do etanol gelificado 72° INPM.

Propriedades Físicas	Mínimo	Máximo	Valores Medidos
Conteúdo alcoólico (m/m) °INPM	71,2	73,53	73,25
Conteúdo alcoólico (m/m) °GL	78	80	79,8
pH	6	8	7,45
Densidade (kg/m ³) a 20°C	845	850	824,2
Viscosidade (cP), em repouso, em 20°C	>4000		4365
Velocidade de queima (g/min)	2,86		3,54 ± 0,025

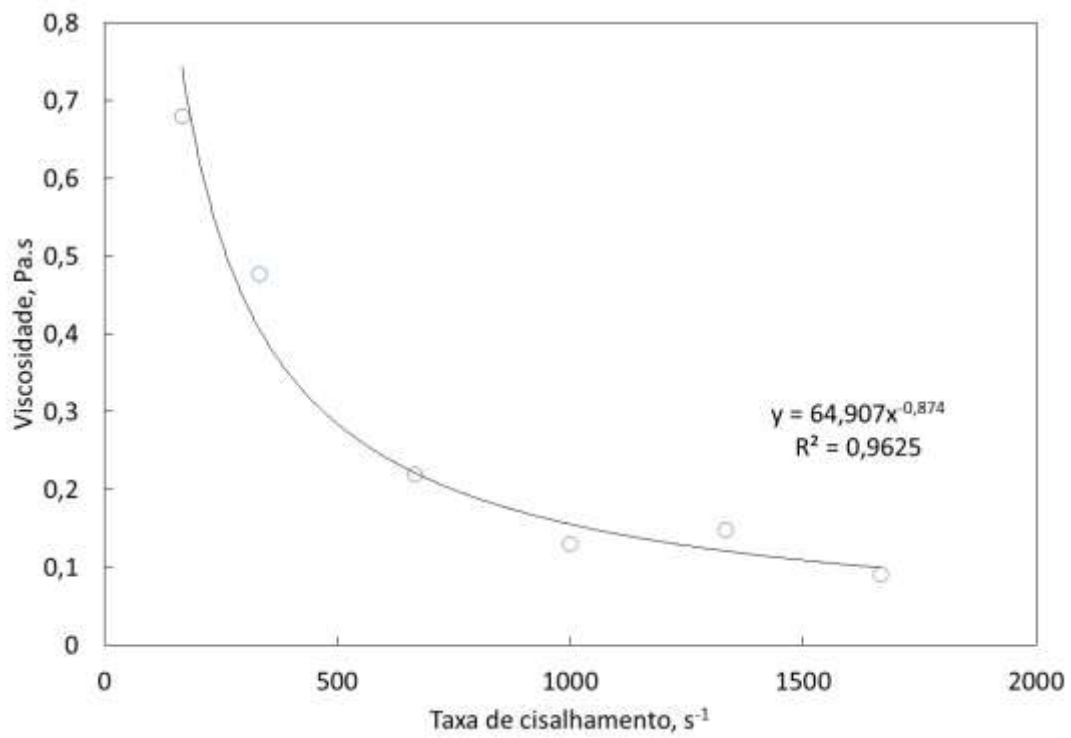
Fonte: Produção do autor.

As propriedades reológicas do fluido de teste foram caracterizadas usando um viscosímetro rotacional de cisalhamento controlado por cone e placa Brookfield (modelo CAP 200), com um diâmetro de 1,2 cm e cone truncado de 1,8°. A Figura 8.3 mostra a caracterização reológica do etanol gelificado 72° INPM a 50°C.

A Figura 8.4 apresenta uma imagem do viscosímetro rotacional Brookfield utilizado para caracterização do etanol gelificado 72° INPM.

A Figura 8.5 mostra uma imagem do etanol gelificado utilizado nos testes.

Figura 8.3 - Caracterização reológica do etanol gelificado 72° INPM.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.4 - Viscosímetro rotacional Brookfield para caracterização reológica.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.5 - Etanol gelificado 72° INPM.



Fonte: Produção do autor.

Todos os injetores foram confeccionados em aço inox 306, por ser um material de alta durabilidade, fácil limpeza e conservação. Ambos foram fabricados na oficina mecânica do LABCP/INPE. As dimensões dos injetores e seus diâmetros foram definidos em função da disponibilidade de brocas e mantendo-se sempre próximos aos valores obtidos pelo procedimento de cálculo descrito nos Capítulos 4, 5, 6 e 7. As peças foram fabricadas com uma tolerância de $\pm 0,03$ mm.

8.1. Projetos dos injetores

As Figuras 8.6, 8.7 e 8.8 apresentam os desenhos esquemáticos das duas câmaras dos injetores centrífugos duais A, B e C, respectivamente, alinhadas e suas principais dimensões. Os projetos das câmaras primárias e secundárias dos injetores centrífugos duais A, B e C encontram-se disponíveis nos Apêndices B, C e D, respectivamente.

A Tabela 8.2 apresenta um resumo geral das dimensões do injetor A fabricado.

As Tabelas 8.3 e 8.4 apresentam um resumo geral das características das câmaras primária e secundária do injetor A, respectivamente.

A Tabela 8.5 apresenta um resumo geral das características do injetor centrífugo dual A utilizando o modelo proposto.

A Tabela 8.6 apresenta um resumo geral das dimensões do injetor B fabricado.

As Tabelas 8.7 e 8.8 apresentam um resumo geral das características das câmaras primária e secundária do injetor B, respectivamente.

A Tabela 8.9 apresenta um resumo geral das características do injetor centrífugo dual B utilizando o modelo proposto.

A Tabela 8.10 apresenta um resumo geral das dimensões do injetor C fabricado.

As Tabelas 8.11 e 8.12 apresentam um resumo geral das características das câmaras primária e secundária do injetor C, respectivamente.

A Tabela 8.13 apresenta um resumo geral das características do injetor centrífugo dual C utilizando o modelo proposto.

A Figura 8.9 apresenta as duas câmaras do injetor jato-centrífugo dual alinhadas e suas principais dimensões. Os desenhos técnicos das câmaras primárias e secundárias encontram-se disponíveis no Apêndice E.

A Tabela 8.14 apresenta um resumo geral das dimensões do injetor jato-centrífugo dual fabricado.

As Tabelas 8.15 e 8.16 apresentam um resumo geral das características das câmaras primária e secundária do injetor jato-centrífugo dual, respectivamente.

A Tabela 8.17 apresenta um resumo geral das características do injetor jato-centrífugo dual utilizando o modelo proposto.

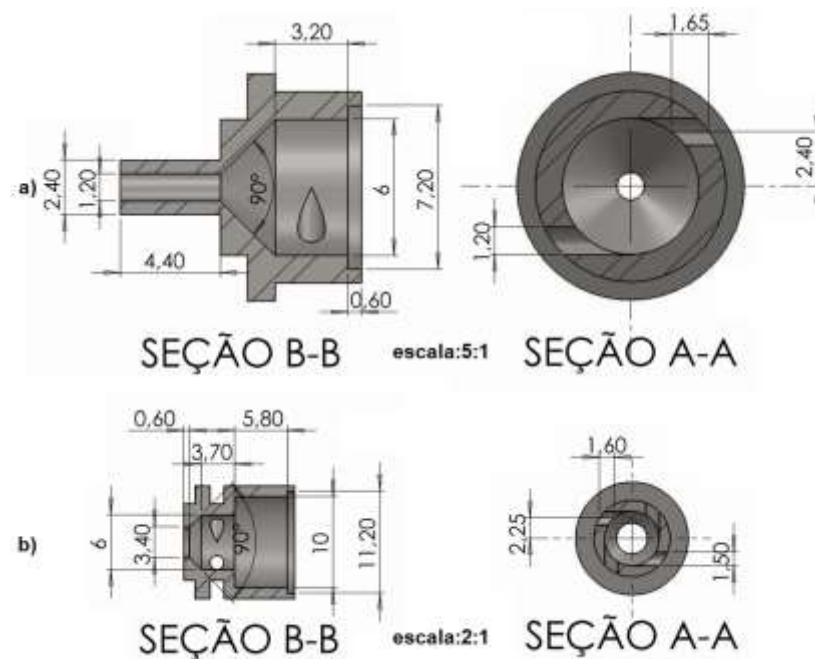
A Figura 8.10 e 8.11 mostram uma imagem de todos os injetores fabricados em diferentes vistas.

É importante ressaltar que os valores apresentados nas Tabelas 8.2, 8.6, 8.10 e 8.14 são referentes as dimensões escolhidas ou efetivas no projeto

e fabricação dos injetores levando em consideração questões relativas a usinagem e disposição das câmaras primária e secundária.

As demais tabelas apresentam os valores obtidos dos códigos desenvolvidos em linguagem Matlab para o projeto dos injetores considerando um fluido ideal, água, peróxido de hidrogênio, etanol líquido ou gelificado.

Figura 8.6 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor centrífugo dual A (dimensões em mm).



Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.2 - Resumo geral das dimensões do injetor centrífugo dual A fabricado.

Injetor	Interno	Externo
Diâmetro do orifício de descarga - d_s (mm)	1,2	3,4
Comprimento do orifício de descarga - l_s (mm)	4,4	0,6
Número de orifícios de entrada tangencial - n	2	4
Diâmetro do canal de entrada tangencial - d_e (mm)	1,2	1,5
Comprimento do canal de entrada tangencial - l_e (mm)	1,65	1,6
Raio do centro até o canal de entrada tangencial - R (mm)	2,4	2,25
Diâmetro da câmara de vórtice - D_{cv} (mm)	6	6
Comprimento da câmara de vórtice - L_{cv} (mm)	3,2	3,7
Ângulo do cone transiente - β (°)	90	90
Parâmetro geométrico (K)	2	2,9

Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.3 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor centrífugo dual A.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		8,5457		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		90		
Fluido		Etanol	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,2	1	
Densidade (kg/m ³)		809,3	1000	
Propriedades reológicas		Etanol em gel		
Densidade (kg/m ³)		855		
Constante de proporcionalidade - η (Pa.s ⁿ)		64,907		
Índice de comportamento - n		0,126		
Dados de saída				
Fluido	Ideal	Viscoso		
Propelente		Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0	0,0608	0,0697	0,114
Número de Reynolds (Re)	0	7479,1	5911,5	2347,1
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	90	83,4055	82,5787	78,3512
Coeficiente de descarga (μ)	0,2226	0,2575	0,2619	0,2853
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,4271	0,4726	0,4782	0,5072
Parâmetro geométrico (K)	2,9028	2,2953	2,2311	1,9161
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,8272	0,7766	0,7713	0,7432
Velocidade de injeção (m/s)	-	8,1957	9,2684	9,8212
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	8,5457	9,8864	10,058	10,9547

Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.4 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor centrífugo dual A.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		39,0087		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		90,5888		
Fluido		H ₂ O ₂	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,1305	1	
Densidade (kg/m ³)		1405	1000	
Dados de saída				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	Água	H ₂ O ₂	Água	H ₂ O ₂
Coeficiente de atrito (λ)	0	0	0,0426	0,0447
Número de Reynolds (Re)	0	0	16556	14645
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	90,5888	90,5888	88,4009	88,3223
Coeficiente de descarga (μ)	0,2227	0,2227	0,2258	0,226
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,4273	0,4273	0,4343	0,4346
Parâmetro geométrico (K)	2,9	2,9	2,7959	2,7909
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,8174	0,8174	0,8114	0,8111
Velocidade de injeção (m/s)	7,0892	5,9808	7,189	6,0704
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	39,0087	39,0087	32,7479	38,8521

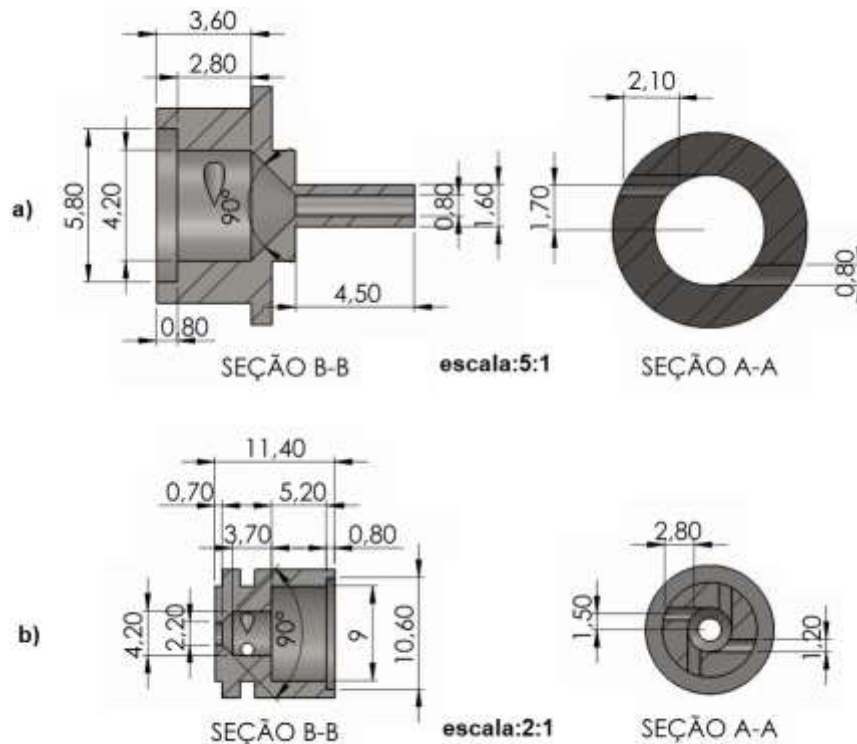
Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.5 - Resumo geral das características do injetor centrífugo dual A utilizando o modelo proposto.

Câmara primária	Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0,2151	0,2721	0,5834
Número de Reynolds (Re)	7479,1	5911,5	2347,1
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^{\circ}$)	70,9373	67,3405	51,5281
Coeficiente de descarga (μ)	0,3268	0,3465	0,4288
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5581	0,5824	0,687
Parâmetro geométrico (K)	1,499	1,3286	0,7523
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,6885	0,6608	0,531
Velocidade de injeção (m/s)	10,4028	12,2606	14,7612
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	12,5489	13,3052	16,465
Câmara secundária	Água	H₂O₂	
Coeficiente de atrito (λ)	0,0972	0,1098	
Número de Reynolds (Re)	16556	14645	
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^{\circ}$)	86,6856	86,3454	
Coeficiente de descarga (μ)	0,2316	0,233	
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,4429	0,4449	
Parâmetro geométrico (K)	2,6728	2,6457	
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,8038	0,8021	
Velocidade de injeção (m/s)	7,3725	6,2575	
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	33,5839	40,0495	

Fonte: Produção do autor.

Figura 8.7 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor centrífugo dual B (dimensões em mm).



Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.6 - Resumo geral das dimensões do injetor centrífugo dual B fabricado.

Injetor	Interno	Externo
Diâmetro do orifício de descarga - d_s (mm)	0,8	2,2
Comprimento do orifício de descarga - l_s (mm)	4,5	0,7
Número de orifícios de entrada tangencial - n	2	4
Diâmetro do canal de entrada tangencial - d_e (mm)	0,8	1,2
Comprimento do canal de entrada tangencial - l_e (mm)	2,1	2,8
Raio do centro até o canal de entrada tangencial - R (mm)	1,7	1,5
Diâmetro da câmara de vórtice - D_{cv} (mm)	4,2	4,2
Comprimento da câmara de vórtice - L_{cv} (mm)	2,8	3,7
Ângulo do cone transiente - β ($^\circ$)	90	90
Parâmetro geométrico (K)	2,125	1,9792

Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.7 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor centrífugo dual B.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		4,1221		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		90		
Fluido		Etanol	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,2	1	
Densidade (kg/m ³)		809,3	1000	
Propriedades reológicas		Etanol em gel		
Densidade (kg/m ³)		855		
Constante de proporcionalidade - η (Pa.s ⁿ)		64,907		
Índice de comportamento - n		0,126		
Dados de saída				
Fluido	Ideal	Viscoso		
Propelente		Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0	0,0746	0,0867	0,1537
Número de Reynolds (Re)	0	5194,4	4105,6	1630,1
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	90	82,05	80,9206	74,9717
Coeficiente de descarga (μ)	0,2226	0,2648	0,271	0,3044
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,4271	0,4818	0,4896	0,5307
Parâmetro geométrico (K)	2,9028	2,1909	2,1073	1,694
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,8272	0,7678	0,7603	0,7195
Velocidade de injeção (m/s)	-	8,4297	9,5903	9,8212
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	4,1221	4,9049	5,02	5,6388

Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.8 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor centrífugo dual B.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		19,3033		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		82,3427		
Fluido		H ₂ O ₂	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,1305	1	
Densidade (kg/m ³)		1405	1000	
Dados de saída				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	Água	H ₂ O ₂	Água	H ₂ O ₂
Coeficiente de atrito (λ)	0	0	0,0521	0,0552
Número de Reynolds (Re)	0	0	10241	9058,6
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	82,3427	82,3427	80,7035	80,6263
Coeficiente de descarga (μ)	0,2907	0,2907	0,2941	0,2944
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5021	0,5021	0,5085	0,5089
Parâmetro geométrico (K)	1,9792	1,9792	1,9168	1,9132
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,7479	0,7479	0,7414	0,741
Velocidade de injeção (m/s)	9,2533	7,8065	9,3624	7,9054
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	19,3033	19,3033	16,7654	19,8897

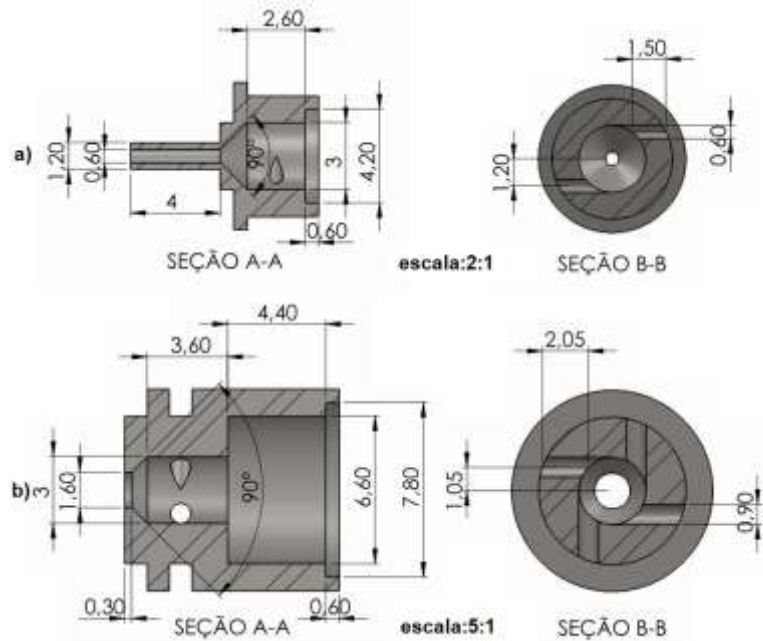
Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.9 - Resumo geral das características do injetor centrífugo dual B utilizando o modelo proposto.

Câmara primária	Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0,3097	0,3918	0,84
Número de Reynolds (Re)	5194,4	4105,6	1630,1
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^\circ$)	65,1792	60,93	43,2261
Coeficiente de descarga (μ)	0,3581	0,3803	0,4632
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5969	0,6251	0,7387
Parâmetro geométrico (K)	1,2361	1,0728	0,5626
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,6437	0,6093	0,4573
Velocidade de injeção (m/s)	11,3992	13,4558	15,9466
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	6,6328	7,0434	8,5797
Câmara secundária	Água	H₂O₂	
Coeficiente de atrito (λ)	0,1571	0,1776	
Número de Reynolds (Re)	10241	9058,6	
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^\circ$)	78,5374	78,173	
Coeficiente de descarga (μ)	0,3036	0,3055	
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5209	0,5232	
Parâmetro geométrico (K)	1,8022	1,7815	
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,7287	0,7262	
Velocidade de injeção (m/s)	9,6627	8,2034	
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	17,3032	20,6392	

Fonte: Produção do autor.

Figura 8.8 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor centrífugo dual C (dimensões em mm).



Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.10 - Resumo geral das dimensões do injetor centrífugo dual C fabricado.

Injetor	Interno	Externo
Diâmetro do orifício de descarga - d_s (mm)	0,6	1,6
Comprimento do orifício de descarga - l_s (mm)	4	0,3
Número de orifícios de entrada tangencial - n	2	4
Diâmetro do canal de entrada tangencial - d_e (mm)	0,6	0,9
Comprimento do canal de entrada tangencial - l_e (mm)	1,5	2,05
Raio do centro até o canal de entrada tangencial - R (mm)	1,2	1,05
Diâmetro da câmara de vórtice - D_{cv} (mm)	3	3
Comprimento da câmara de vórtice - L_{cv} (mm)	2,6	3,6
Ângulo do cone transiente - β ($^\circ$)	90	90
Parâmetro geométrico (K)	2	1,8148

Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.11 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor centrífugo dual C.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		2,0108		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		90		
Fluido		Etanol	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,2	1	
Densidade (kg/m ³)		809,3	1000	
Propriedades reológicas		Etanol em gel		
Densidade (kg/m ³)		855		
Constante de proporcionalidade - η (Pa.s ⁿ)		64,907		
Índice de comportamento - n		0,126		
Dados de saída				
Fluido	Ideal	Viscoso		
Propelente		Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0	0,0944	0,098	0,2165
Número de Reynolds (Re)	0	3627,9	2867,5	1138,5
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	90	80,2225	78,646	70,06
Coeficiente de descarga (μ)	0,2226	0,2749	0,2837	0,3324
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,4271	0,4944	0,5052	0,5645
Parâmetro geométrico (K)	2,9028	2,0575	1,9486	1,4126
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,8272	0,7556	0,7448	0,6836
Velocidade de injeção (m/s)	-	8,7508	10,0386	11,4426
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	2,0108	2,4838	2,5633	3,0031

Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.12 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		9,6516		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		80,4202		
Fluido		H ₂ O ₂	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,1305	1	
Densidade (kg/m ³)		1405	1000	
Dados de saída				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	Água	H ₂ O ₂	Água	H ₂ O ₂
Coeficiente de atrito (λ)	0	0	0,0638	0,0683
Número de Reynolds (Re)	0	0	6827,1	6039
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	80,4202	80,4202	78,7266	78,6332
Coeficiente de descarga (μ)	0,3077	0,3077	0,3116	0,312
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5195	0,5195	0,5265	0,7223
Parâmetro geométrico (K)	1,8148	1,8148	1,7532	1,749
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,7301	0,7301	0,7228	0,741
Velocidade de injeção (m/s)	8,264	9,7956	9,9197	10,3543
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	9,6516	9,6516	8,7258	8,3779

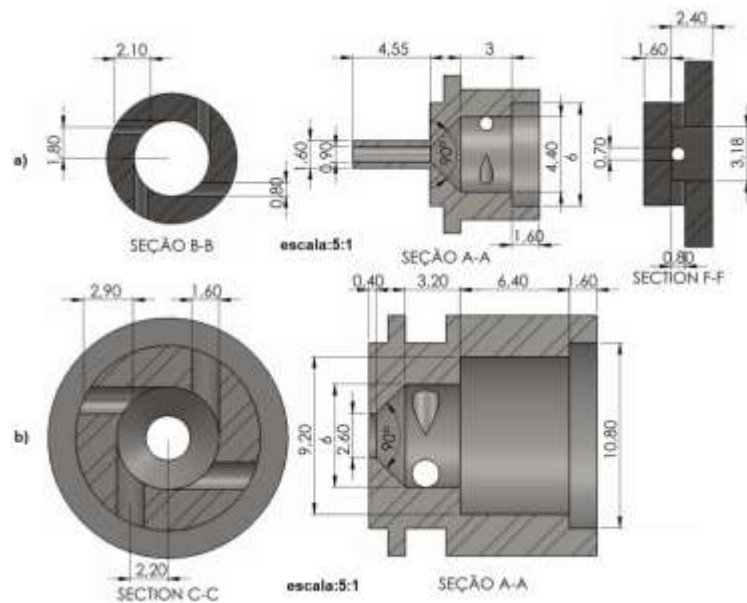
Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.13 - Resumo geral das características do injetor centrífugo dual C utilizando o modelo proposto.

Câmara primária	Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0,4434	0,5609	1,2027
Número de Reynolds (Re)	3627,9	2867,5	1138,5
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^{\circ}$)	58,5422	53,7473	34,8293
Coeficiente de descarga (μ)	0,3923	0,4151	0,4872
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,6408	0,6717	0,7882
Parâmetro geométrico (K)	0,9905	0,8432	0,4144
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,5894	0,5488	0,3814
Velocidade de injeção (m/s)	12,487	14,6884	16,7727
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	3,5442	3,7506	4,402
Câmara secundária	Água	H₂O₂	
Coeficiente de atrito (λ)	0,2356	0,2663	
Número de Reynolds (Re)	6827,1	6039	
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^{\circ}$)	75,8383	75,3936	
Coeficiente de descarga (μ)	0,3259	0,3286	
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5441	0,5471	
Parâmetro geométrico (K)	1,6063	1,5826	
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,7039	0,7007	
Velocidade de injeção (m/s)	10,3755	8,8231	
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	9,1267	10,9045	

Fonte: Produção do autor.

Figura 8.9 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor jato-centrífugo dual (dimensões em mm).



Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.14 - Resumo geral das dimensões do injetor jato-centrífugo dual fabricado.

Injetor	Interno	Externo
Diâmetro do orifício de descarga - d_s (mm)	0,9	2,6
Comprimento do orifício de descarga - l_s (mm)	4,55	0,4
Número de orifícios de entrada tangencial - n	4	4
Diâmetro do canal de entrada tangencial - d_e (mm)	0,8	1,6
Comprimento do canal de entrada tangencial - l_e (mm)	2,1	2,9
Diâmetro do canal de entrada axial - d_a (mm)	0,7	-
Comprimento do canal de entrada axial - l_a (mm)	1,6	-
Raio do centro até o canal de entrada tangencial - R (mm)	1,8	2,2
Diâmetro da câmara de vórtice - D_{cv} (mm)	4,4	6
Comprimento da câmara de vórtice - L_{cv} (mm)	3	3,2
Ângulo do cone transiente - β ($^\circ$)	90	90
Parâmetro geométrico (K)	1,3237	1,6328

Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.15 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		9,5511		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		100		
Fluido		Etanol	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,2	1	
Densidade (kg/m ³)		809,3	1000	
Propriedades reológicas		Etanol em gel		
Densidade (kg/m ³)		855		
Constante de proporcionalidade - η (Pa.s ⁿ)		64,907		
Índice de comportamento - n		0,126		
Dados de saída				
Fluido	Ideal	Viscoso		
Propelente		Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0	0,0697	0,0838	0,1069
Número de Reynolds (Re)	0	5468,9	4322,5	2556
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	100	98,0283	97,7348	97,1337
Coeficiente de descarga (μ)	0,5312	0,555	0,5585	0,5656
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,8264	0,8603	0,8654	0,8758
Parâmetro geométrico (K)	0,8463	0,7623	0,7506	0,7263
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,4166	0,3737	0,3668	0,3524
Velocidade de injeção (m/s)	-	17,667	19,7603	19,4699
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	9,5511	9,9799	10,0418	10,1698

Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.16 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		39,0087		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		80,2955		
Fluido		H ₂ O ₂	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,1305	1	
Densidade (kg/m ³)		1405	1000	
Dados de saída				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	Água	H ₂ O ₂	Água	H ₂ O ₂
Coeficiente de atrito (λ)	0	0	0,0436	0,0458
Número de Reynolds (Re)	0	0	15521	13729
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	80,2955	80,2955	78,8489	78,7853
Coeficiente de descarga (μ)	0,3089	0,3089	0,3127	0,3129
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5206	0,5206	0,5269	0,5273
Parâmetro geométrico (K)	1,8047	1,8047	1,7489	1,7462
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,7289	0,7289	0,7223	0,7220
Velocidade de injeção (m/s)	9,8312	8,2941	9,9537	8,4033
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	39,0087	39,0087	32,8339	38,946

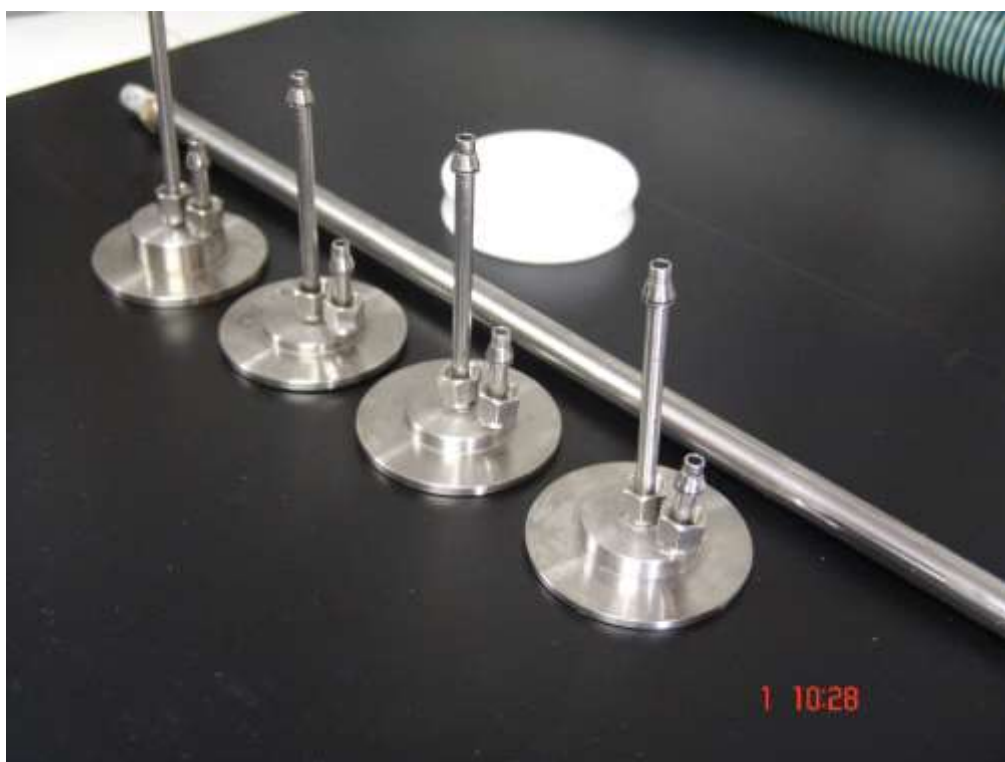
Fonte: Produção do autor.

Tabela 8.17 - Resumo geral das características do injetor jato-centrífugo dual utilizando o modelo proposto.

Câmara primária	Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0,097	0,1227	0,1498
Número de Reynolds (Re)	5468,9	4332,5	2556
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^\circ$)	97,3986	96,7637	96,0605
Coeficiente de descarga (μ)	0,5624	0,5696	0,578
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,8712	0,8822	0,8944
Parâmetro geométrico (K)	0,7374	0,7131	0,685
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,3588	0,3432	0,3249
Velocidade de injeção (m/s)	17,9007	20,1536	19,8964
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	10,1119	10,2417	10,3925
Câmara secundária	Água	H₂O₂	
Coeficiente de atrito (λ)	0,1036	0,1172	
Número de Reynolds (Re)	15521	13729	
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^\circ$)	77,298	76,9828	
Coeficiente de descarga (μ)	0,3189	0,3204	
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5353	0,5372	
Parâmetro geométrico (K)	1,6777	1,6624	
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,6816	0,6802	
Velocidade de injeção (m/s)	10,1519	8,6035	
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	33,4876	39,8743	

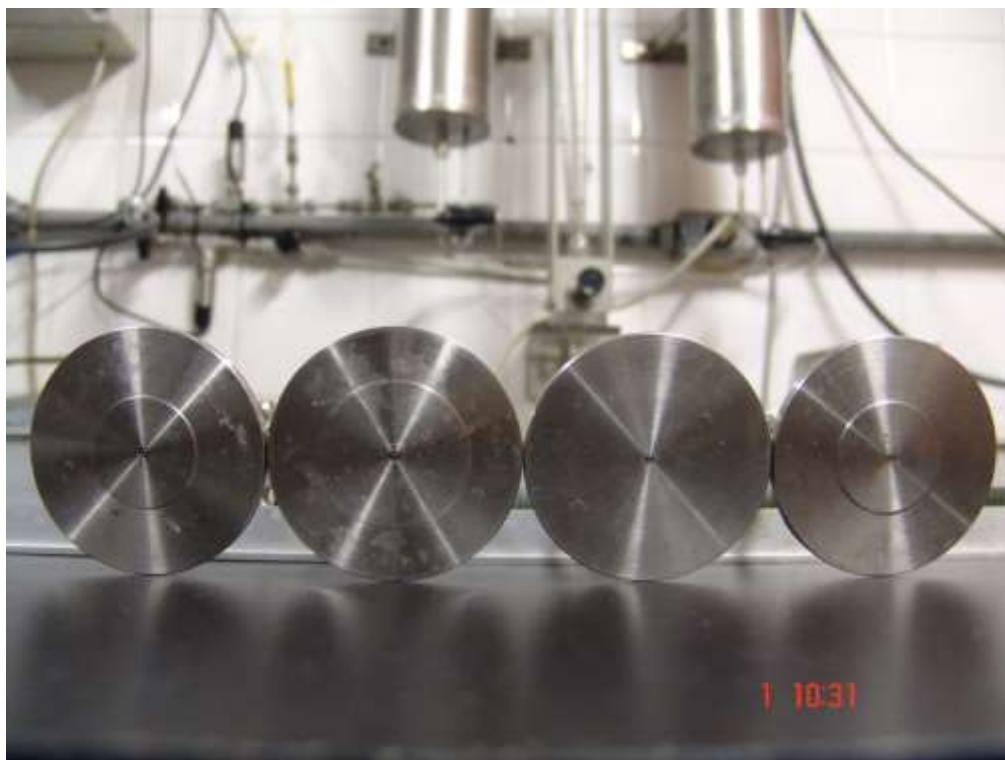
Fonte: Produção do autor.

Figura 8.10 - Foto dos injetores fabricados.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.11 - Foto dos injetores fabricados (vista frontal).



Fonte: Produção do autor.

8.2. Bancadas de testes

Três bancadas para testes de injetores foram projetadas e construídas para realização de testes de injetores usando géis e líquidos.

Um esquema da primeira bancada em sua versão inicial é apresentado na Figura 8.12.

A Figura 8.13 mostra os reservatórios para armazenamento dos fluidos de testes e os rotâmetros para controle da vazão da bancada na versão inicial.

A Figura 8.14 mostra uma fotografia do sistema de difração a laser *Spraytec* da empresa Malvern disponibilizado na bancada em sua versão inicial.

Os principais componentes da versão inicial da bancada são:

1. Dois reservatórios com capacidade de 2 litros cada, usados para armazenar os fluidos de teste. Um deles apresenta um disco de teflon, como um pistão, para empurrar o fluido gelificado.
2. Um cilindro de gás inerte, N_2 , com pressão interna de 200 bar e pressão de saída controlada por válvulas reguladoras.
3. Dois rotâmetros para medidas de vazão volumétrica com capacidade de até 50 L/min e 180 L/min, respectivamente.
4. Dois transdutores de pressão com capacidade de medida de 0 até 20 bar e resolução de $\pm 0,1$ bar cada, além de um painel para visualização dos valores.
5. Um sistema de difração laser *Spraytec* Malvern 2007, modelo STP5936 para aquisição de dados da distribuição do tamanho de gotas.

Duas novas bancadas foram projetadas e construídas para maior flexibilidade nos testes e continuidade da pesquisa. A primeira bancada é uma versão ampliada da versão inicial e o sistema de difração laser *Spraytec* Malvern 2007, modelo STP5936, foi disponibilizado na segunda bancada, conforme Figura 8.15.

Um esquema das novas bancadas para funcionando integrado é apresentado na Figura 8.16.

A Figura 8.17 mostra os reservatórios para armazenamento dos fluidos de testes da nova bancada.

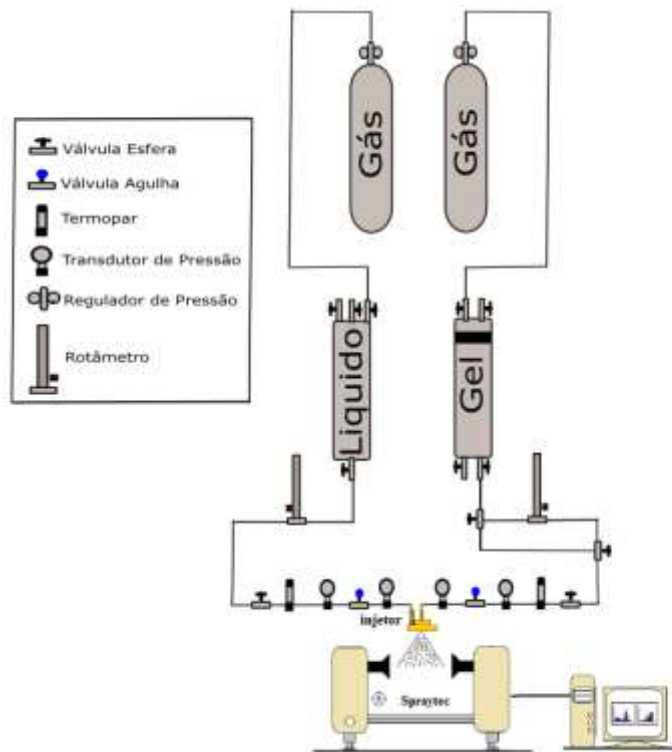
Os principais componentes das novas bancadas são:

1. Quatro reservatórios com capacidade de 5 litros cada, usados para armazenar os fluidos de teste. Dois deles apresentam um disco de teflon, como um pistão, para empurrar o fluido gelificado.
2. Um cilindro de gás inerte, N_2 , com pressão interna de 200 bar e pressão de saída controlada por válvulas reguladoras.
3. Dois rotômetros para medidas de vazão volumétrica com capacidade de até 50 L/min e 180 L/min, respectivamente.
4. Quatro transdutores de pressão com capacidade de medida de 0 até 20 bar e resolução de $\pm 0,1$ bar cada.
5. Um registrador eletrônico FieldLogger com IHM (Interface Homem-Máquina) da Novus para visualização, aquisição e registro de dados (ver Figura 8.18).
6. Um sistema de difração laser *Spraytec* Malvern 2007, modelo STP5936 para aquisição de dados da distribuição do tamanho de gotas (bancada exclusiva).

Uma imagem das novas bancadas juntas é apresentada na Figura 8.19.

As vazões mássicas para os géis foram obtidas através da coleta de todo o fluido durante um determinado tempo de operação do injetor para posterior pesagem numa balança analítica e cálculo dos valores médios.

Figura 8.12 - Esquema da bancada de testes.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.13 - Reservatório para armazenamento dos fluidos de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.14 - O sistema de difração laser Spraytec Malvern 2007.



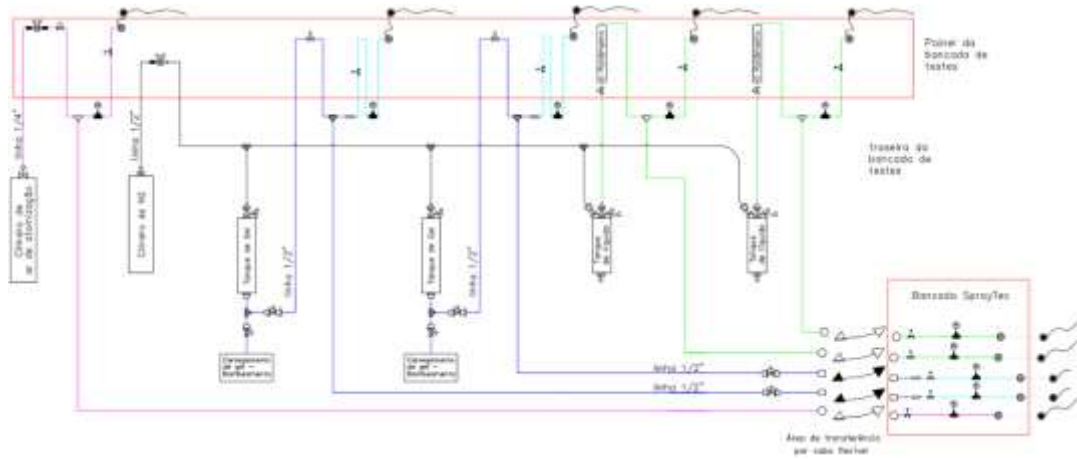
Fonte: Produção do autor.

Figura 8.15 - O sistema de difração laser Spraytec Malvern 2007 na nova bancada.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.16 - Esquema das novas bancadas de testes para uso integrado.



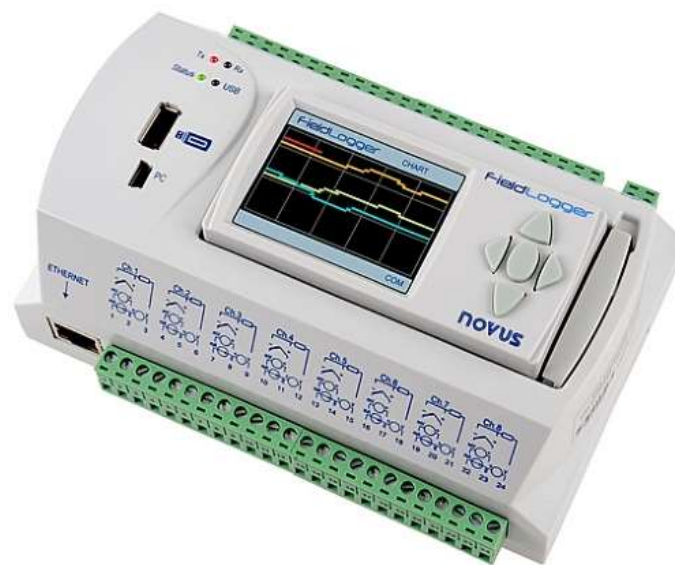
Fonte: Produção do autor.

Figura 8.17 - Novos reservatórios para armazenamento dos fluidos de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.18 - O registrador eletrônico FieldLogger com IHM da Novus.



Fonte: Produção do autor.

Figura 8.19 - As duas bancadas novas para funcionamento integrado.



Fonte: Produção do autor.

9. ESCOAMENTO EM INJETORES CENTRÍFUGOS E JATO-CENTRÍFUGOS

Em injetores centrífugos e jato-centrífugos, as características dos escoamentos internos são de fundamental importância, pois elas governam a espessura do filme líquido formado na saída do orifício de descarga, bem como o ângulo de cone do *spray* e, em consequência, o tamanho das gotas formadas. Portanto, é de grande interesse prático analisar as relações que existem entre as características internas e externas do escoamento e as variáveis de projeto, tais como o coeficiente de descarga, ângulo do cone de *spray*, tamanho médio das gotas, espessura do filme líquido e a constante geométrica do injetor (FISCHER, 2014).

9.1. Coeficientes de descarga

O coeficiente de descarga de um injetor centrífugo é inevitavelmente baixo devido à presença do vórtice de gás que reduz a área de descarga do líquido (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

Por causa da viscosidade do líquido, o coeficiente de descarga μ e o ângulo α diminuem em injetores jato-centrífugos. Experimentos descritos por Pazhi e Galustov (1979) mostram que o valor de μ para todos os tipos de injetores jato-centrífugos não ficam, em condições normais, abaixo de $\mu = 0,7$ (BAYVEL; ORZECOWSKI, 1993).

O coeficiente de descarga de um injetor é definido como a razão entre a vazão mássica nominal pela vazão mássica máxima teórica:

$$\mu = \frac{\dot{m}_{exp}}{\dot{m}} \quad (9.1)$$

onde a vazão mássica máxima teórica, \dot{m} , é definida como:

$$\dot{m} = Q\rho = \rho A_s V = \rho \pi r_s^2 \sqrt{2 \frac{\Delta P}{\rho}} = \pi r_s^2 \sqrt{2\rho \Delta P} \quad (9.2)$$

Devido às perdas viscosas no escoamento e por atrito nas paredes do injetor, a vazão mássica nominal é diferente da vazão mássica teórica. Para determinar a vazão mássica nominal, em regime permanente, mede-se a quantidade de massa que sai do injetor mediante o emprego de rotâmetros inseridos pouco antes da alimentação dos injetores.

Existem diversos modelos empíricos e semiempíricos desenvolvidos para determinação dos coeficientes de descarga de injetores centrífugos e jato-centrífugos que são apresentados em detalhes por Fischer (2014).

9.2. Resultados obtidos para as vazões e os coeficientes de descarga

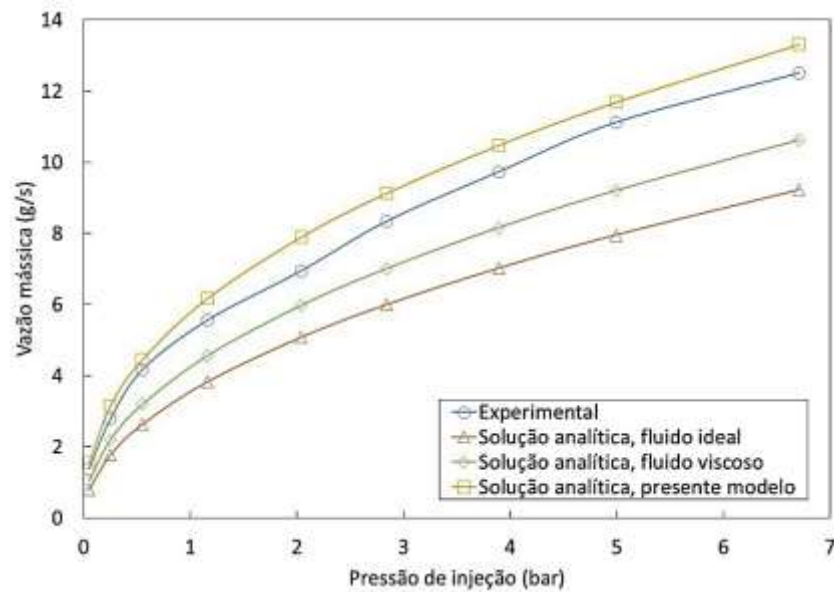
A seguir são apresentados e comparados os resultados teóricos (soluções analíticas) e experimentais para as vazões mássicas e os coeficientes de descarga nas câmaras primária e secundária dos injetores centrífugos duais e no injetor jato-centrífugo testados. Por questões de segurança durante os testes foi utilizada água em vez de peróxido de hidrogênio como fluido de trabalho. Todos os ensaios foram realizados em triplicata.

9.2.1. Injetor centrífugo dual A

As Figuras 9.1, 9.2 e 9.3 mostram valores teóricos e experimentais da vazão mássica em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A, empregando-se água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

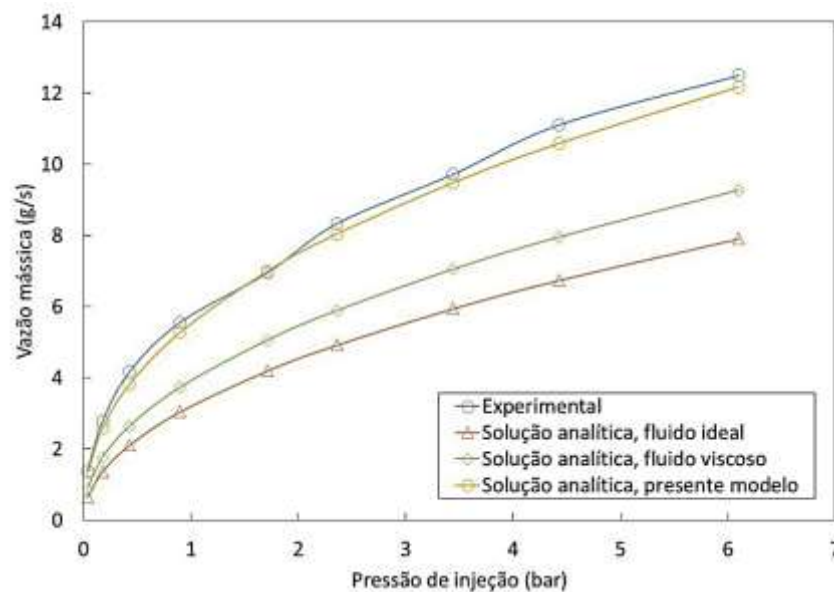
As Figuras 9.4, 9.5 e 9.6 comparam os coeficientes de descarga teóricos e experimentais em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A, empregando-se água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

Figura 9.1 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



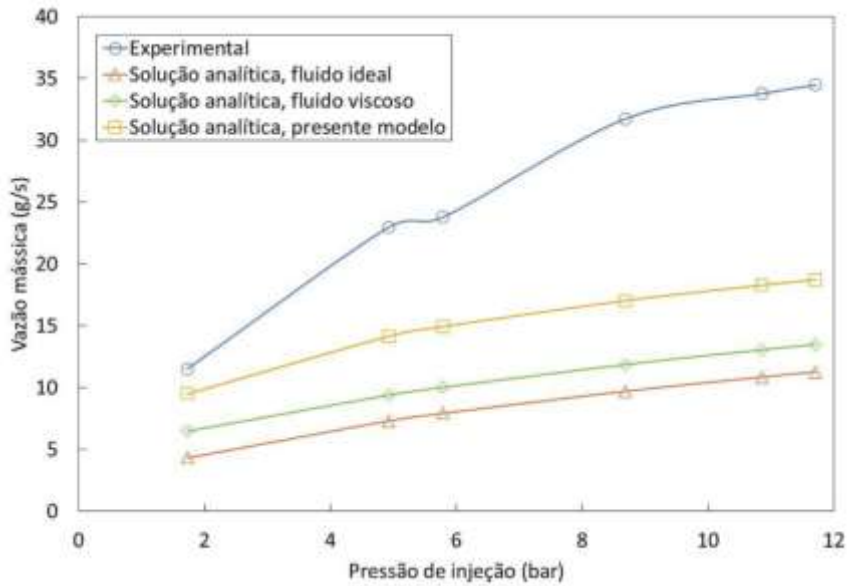
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.2 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



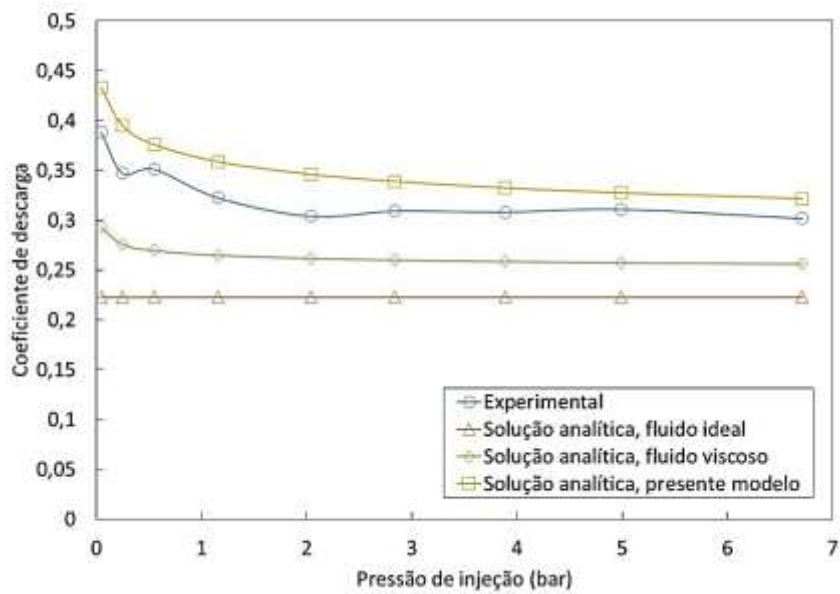
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.3 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol gelificado em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



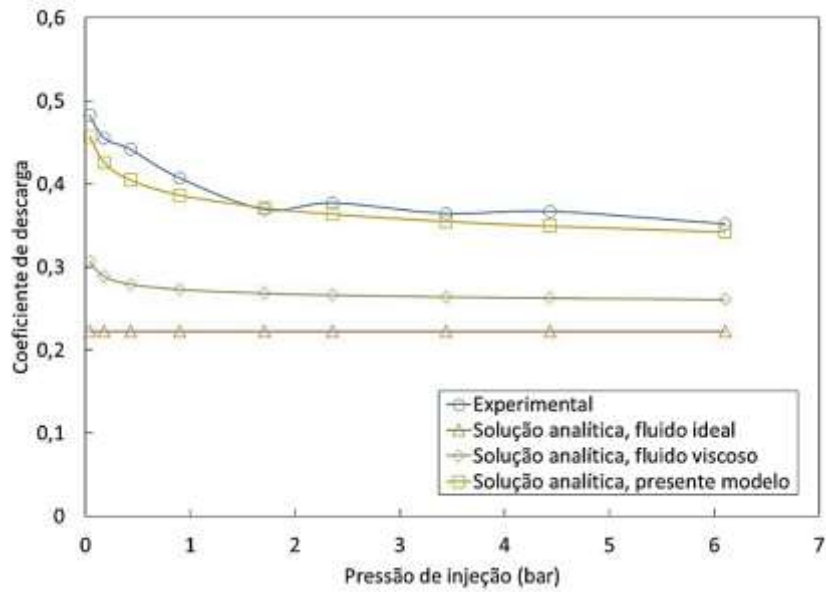
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.4 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



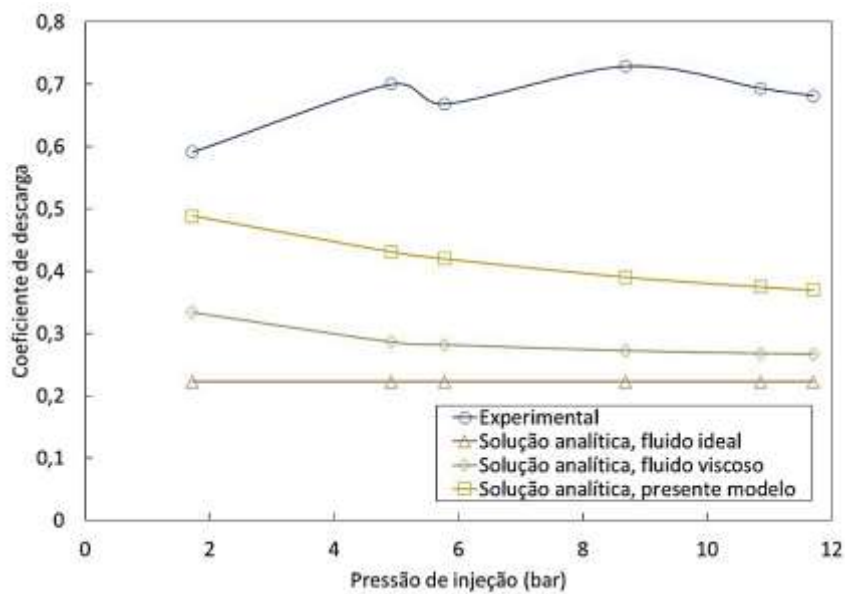
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.5 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

Figura 9.6 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 9.1 e 9.2 que as vazões mássicas de ambos os líquidos em função da pressão de injeção ficam próximas dos valores teóricos do presente modelo na condição de projeto (5 bar). O desvio máximo entre os valores experimentais e os valores teóricos do presente modelo foram inferiores a 5% e 6%, respectivamente. Em baixas pressões de injeção, as perdas de quantidade de movimento angular são maiores, devido ao maior coeficiente de atrito para menores valores do número de Reynolds e, conseqüentemente, a componente axial da velocidade é maior resultando no aumento do coeficiente de descarga.

Pode-se notar ainda nas Figuras 9.1 e 9.2 que as vazões mássicas teóricas e experimentais dos líquidos na câmara primária aumentam com o incremento da pressão de injeção a uma potência de aproximadamente 0,5, conforme mencionado na literatura.

Observa-se na Figura 9.3 que as vazões mássicas experimentais para o etanol gelificado aumentam com o incremento da pressão de injeção numa potência maior do que 0,5, diferente do que, normalmente, ocorre com fluidos newtonianos. Esse comportamento pode ser verificado na Figura 9.6 pelos coeficientes de descarga do etanol gelificado que, diferentemente do que ocorre em fluidos newtonianos, aumentam gradativamente com o incremento da pressão de injeção. O modelo proposto não reproduz esse comportamento que, provavelmente, deve-se a características reológicas dos géis, como o efeito de Weissenberg, devido ao surgimento de diferenças nas tensões normais no escoamento tangencial, promovido pela rotação do fluido dentro da câmara centrífuga desses injetores. Comportamentos semelhantes a esses foram obtidos por Yang *et al.* (2012) por meio de injetores centrífugos com $K \leq 3,8$, $n \leq 3$, $d_e \leq 2$ mm, $d_s = 1,5$ mm, $D_{cv} = 18$ mm e $l_s = 2$ mm utilizando como fluido de teste um gel a base de água.

De acordo com Lefebvre e McDonell (2017), a menor pressão manométrica de injeção em que a atomização pode ser alcançada para fluidos newtonianos em injetores centrífugos é cerca de 100 kPa ou 1 bar. Este comportamento é observado nas Figuras 9.4 e 9.5 para pressões de

injeção inferiores a 100 kPa ou 1 bar por meio de uma leve diminuição seguida de um aumento exponencial do coeficiente de descarga quando a pressão manométrica de injeção é próxima de zero. Essa oscilação é a indicação de que o injetor está conseguindo atomizar o fluido newtoniano. Essa oscilação ocorre na pressão manométrica de injeção de 6 bar para o caso de etanol gelificado, conforme Figura 9.20, pois sua viscosidade extremamente elevada necessita de um enorme incremento na pressão de injeção para gerar o movimento de rotação dentro da câmara centrífuga do injetor.

Pode-se notar ainda nas Figuras 9.4 e 9.5 que os coeficientes de descarga experimentais diminuem levemente com o incremento da pressão de injeção estando em concordância com os valores teóricos, mesmo após a condição de projeto (5 bar), para ambos os líquidos.

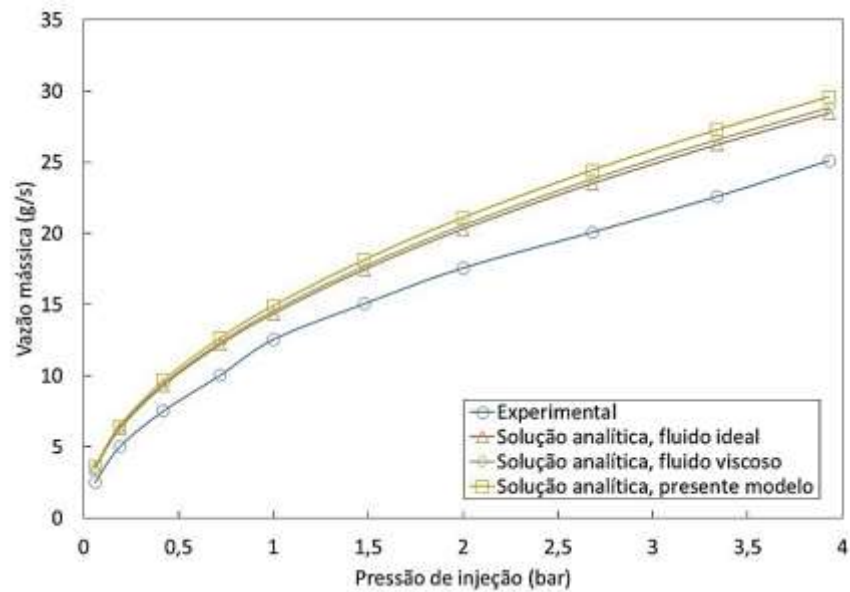
Verifica-se ainda que o emprego de água não levou a uma grande divergência dos resultados em comparação ao etanol líquido, pois suas propriedades físico-químicas são muito próximas.

A Figura 9.7 mostra os valores teóricos e experimentais das vazões mássicas em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A, empregando-se água como fluido de teste.

A Figura 9.8 compara os coeficientes de descarga teóricos e experimentais em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A, empregando-se água como fluido de teste.

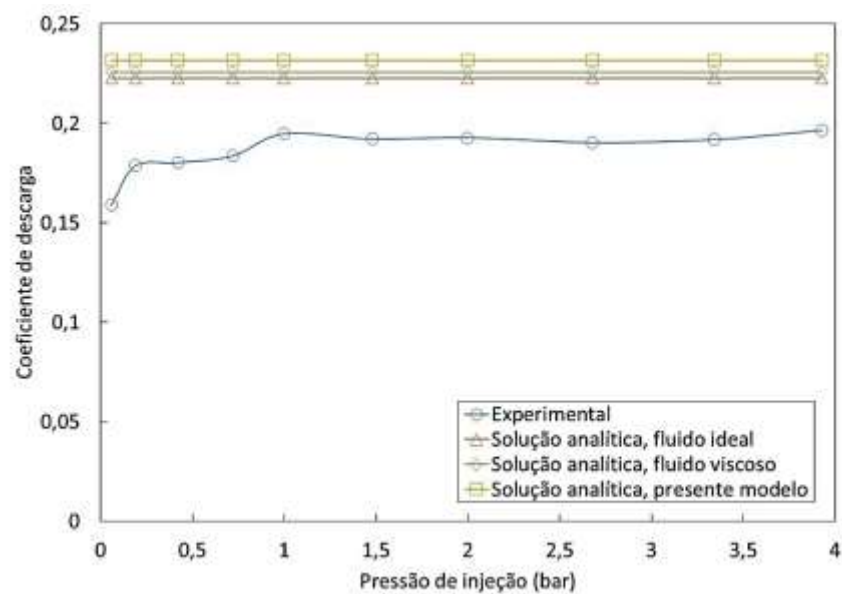
Observa-se nas Figuras 9.7 e 9.8 que as vazões mássicas e coeficientes de descarga para água, respectivamente, em função da pressão de injeção apresentam boa concordância com os valores teóricos. O desvio máximo entre os valores experimentais e os valores teóricos do presente modelo foram inferiores a 16%.

Figura 9.7 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

Figura 9.8 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.



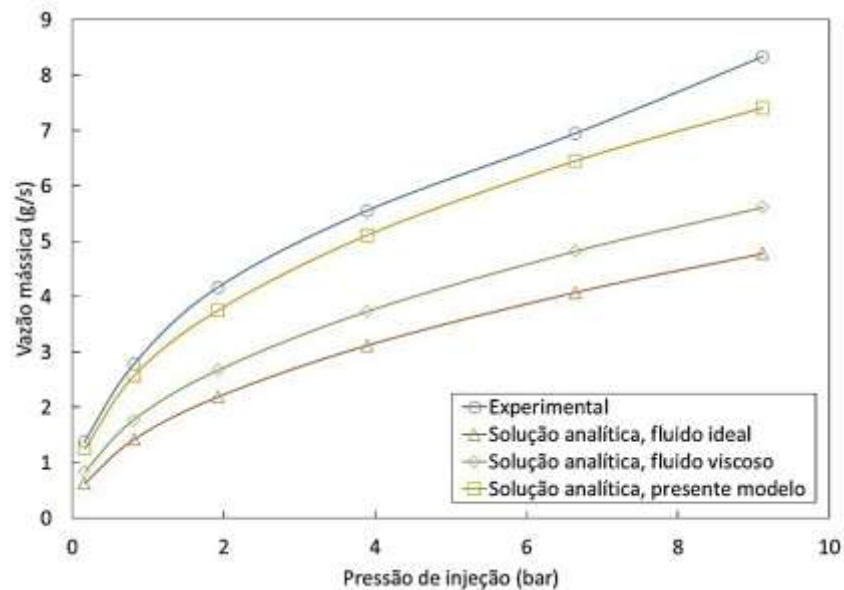
Fonte: Produção do autor.

9.2.2. Injetor centrífugo dual B

As Figuras 9.9, 9.10 e 9.11 mostram valores teóricos e experimentais da vazão mássica em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B, empregando-se água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

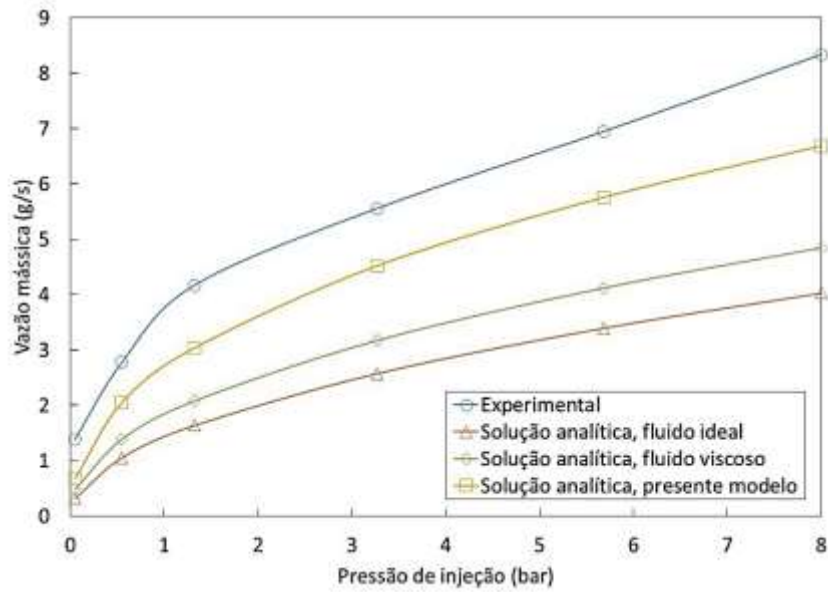
As Figuras 9.12, 9.13 e 9.14 comparam os coeficientes de descarga teóricos e experimentais em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B, empregando-se água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

Figura 9.9 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



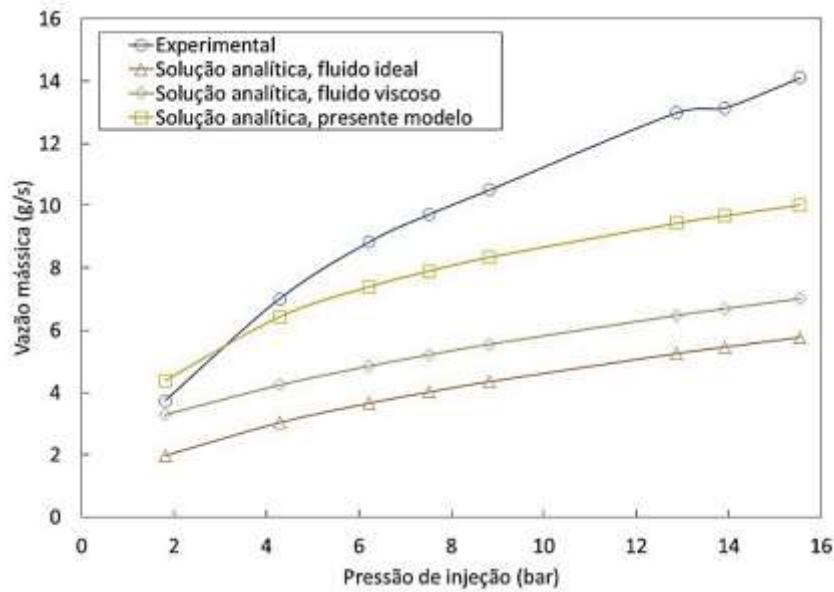
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.10 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



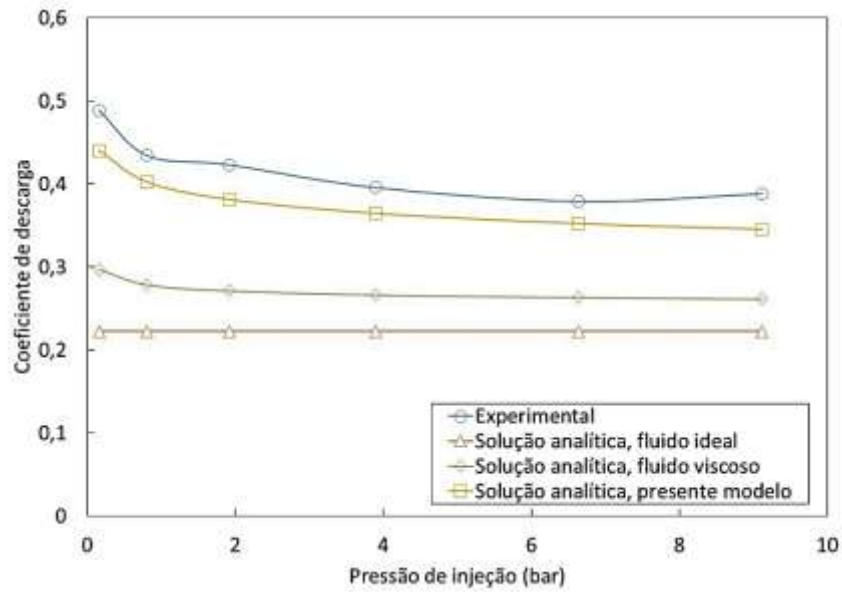
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.11 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol gelificado em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



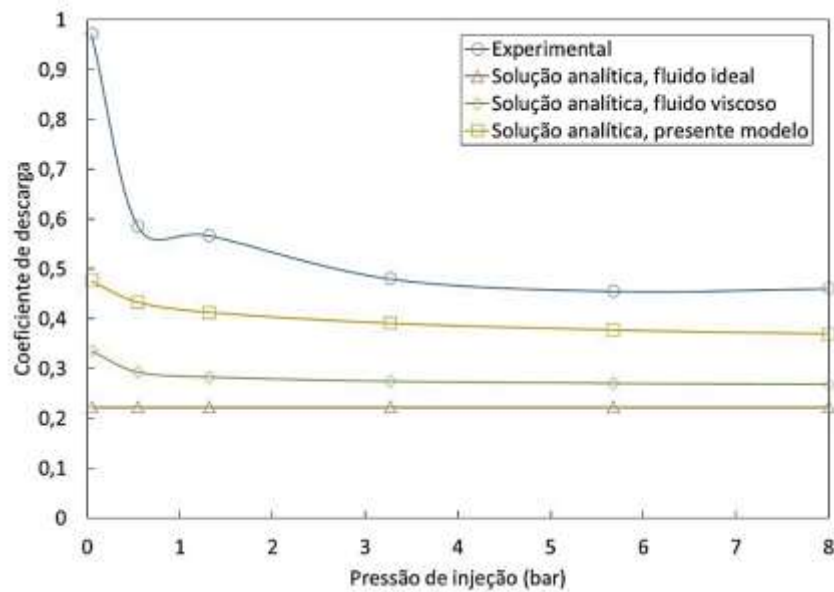
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.12 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



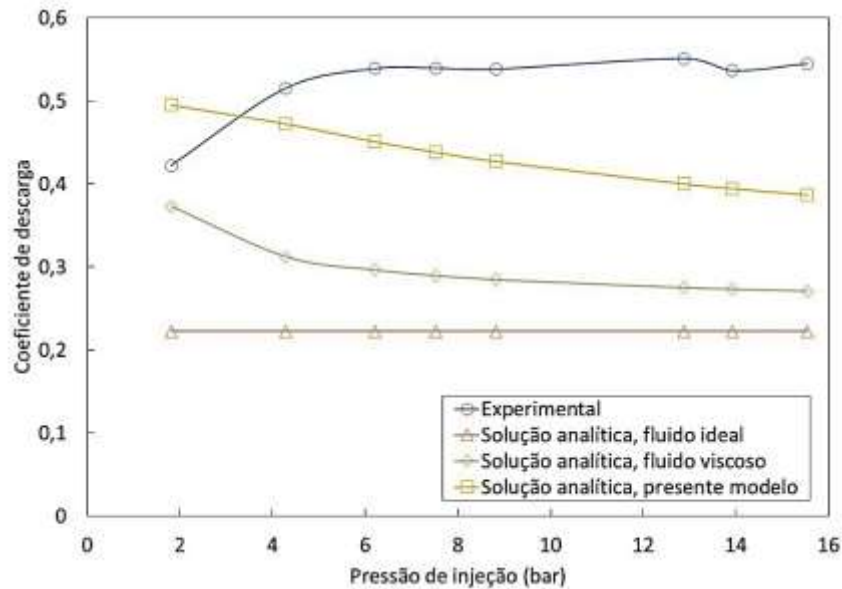
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.13 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

Figura 9.14 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 9.9 e 9.10 que as vazões mássicas de ambos os líquidos em função da pressão de injeção ficam razoavelmente próximas dos valores teóricos do presente modelo na condição de projeto (5 bar). O desvio máximo entre os valores experimentais e os valores teóricos do presente modelo foram inferiores a 8% e 18%, respectivamente. Em comparação com o injetor centrífugo dual A, esse desvio foi maior, devido as maiores perdas de quantidade de movimento angular decorrentes das menores dimensões internas do injetor centrífugo dual B.

Pode-se notar ainda nas Figuras 9.9 e 9.10 que as vazões mássicas teóricas e experimentais dos líquidos na câmara primária aumentam com o incremento da pressão de injeção a uma potência de aproximadamente 0,5, conforme mencionado na literatura e semelhante ao injetor centrífugo dual A.

Observa-se na Figura 9.11 que as vazões mássicas experimentais para o etanol gelificado aumentam com o incremento da pressão de injeção numa potência maior do que 0,5, semelhante ao comportamento observado para o injetor centrífugo dual A. Esse comportamento também

pode ser verificado na Figura 9.14 pelos coeficientes de descarga do etanol gelificado que aumentam gradativamente com o incremento da pressão de injeção, semelhante ao injetor centrífugo dual A.

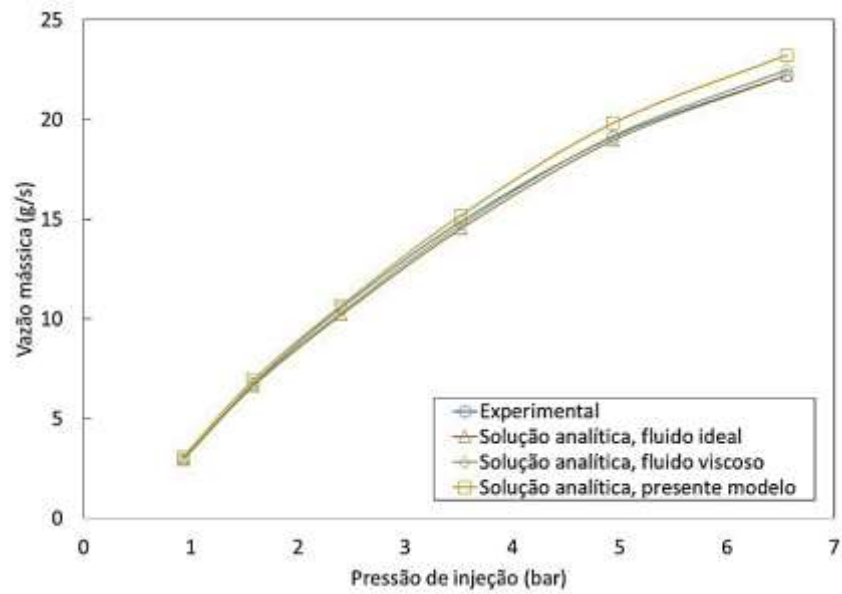
Pode-se notar nas Figuras 9.12 e 9.13 que os coeficientes de descarga experimentais diminuem levemente com o incremento da pressão de injeção estando em concordância com os valores teóricos, mesmo após a condição de projeto (5 bar), para ambos os líquidos. Porém, em comparação ao injetor centrífugo dual A, essa diminuição ocorre de forma mais branda em injetores para menores vazões mássicas. O mesmo comportamento não é observado para o caso de géis, conforme a Figura 9.14, pois devido ao efeito de Weissenberg, o filme de fluido começa a espessar o que resulta num aumento dos valores dos coeficientes de descarga com incrementos na pressão de injeção.

Verifica-se ainda que o emprego de água levou a uma pequena divergência dos resultados em comparação ao etanol líquido, pois apesar de suas propriedades físico-químicas serem muito próximas entre si, as perdas de quantidade de movimento angular são maiores em injetores para menores vazões mássicas e a viscosidade reduz o número de Reynolds que, conseqüentemente, leva a um aumento do coeficiente de atrito. Essa divergência dos resultados foi maior do que no injetor centrífugo dual A.

A Figura 9.15 mostra os valores teóricos e experimentais da vazão mássica em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A, empregando-se água como fluido de teste.

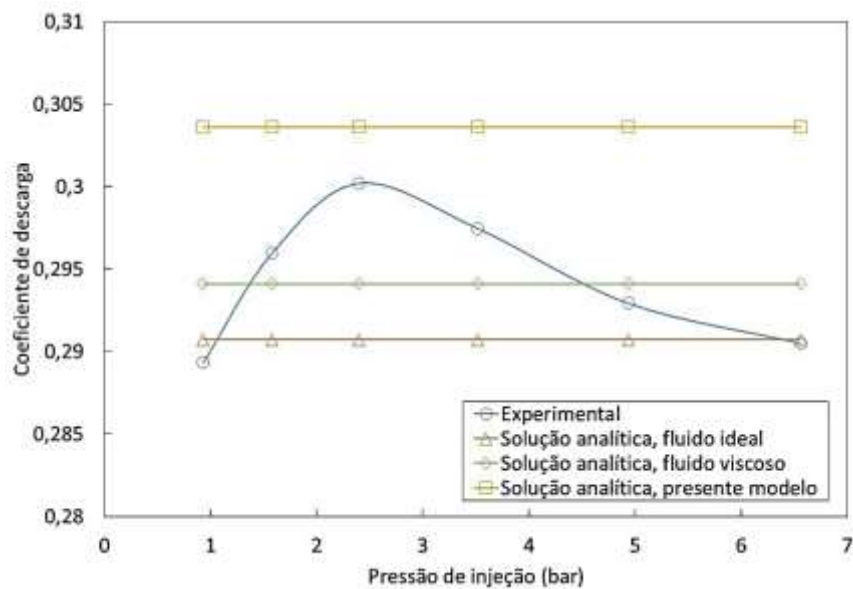
A Figura 9.16 compara os coeficientes de descarga teóricos e experimentais em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A, empregando-se água como fluido de teste.

Figura 9.15 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

Figura 9.16 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

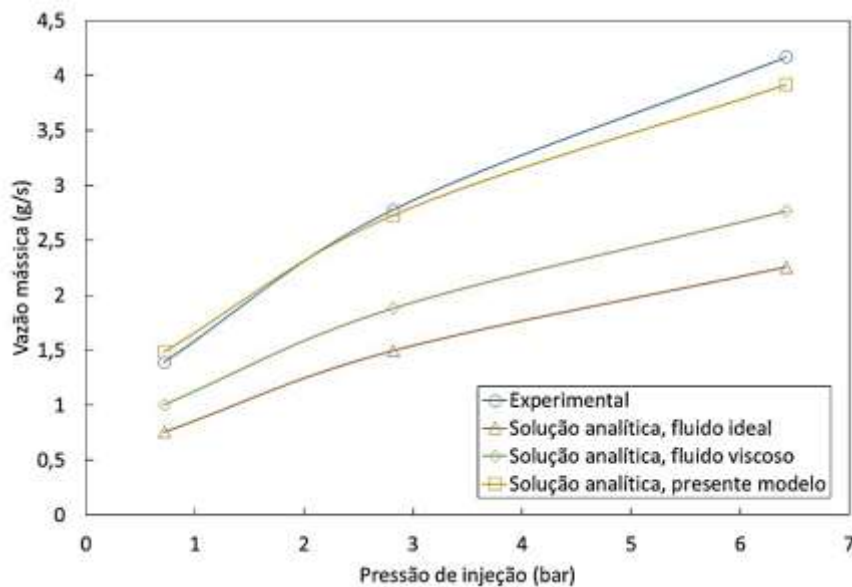
Observa-se nas Figuras 9.15 e 9.16 que as vazões mássicas e coeficientes de descarga para água, respectivamente, em função da pressão de injeção apresentam boa concordância com os valores teóricos. O desvio máximo entre os valores experimentais e os valores teóricos do presente modelo foi inferior a 5%.

9.2.3. Injetor centrífugo dual C

As Figuras 9.17, 9.18 e 9.19 mostram valores teóricos e experimentais da vazão mássica em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C, empregando-se água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

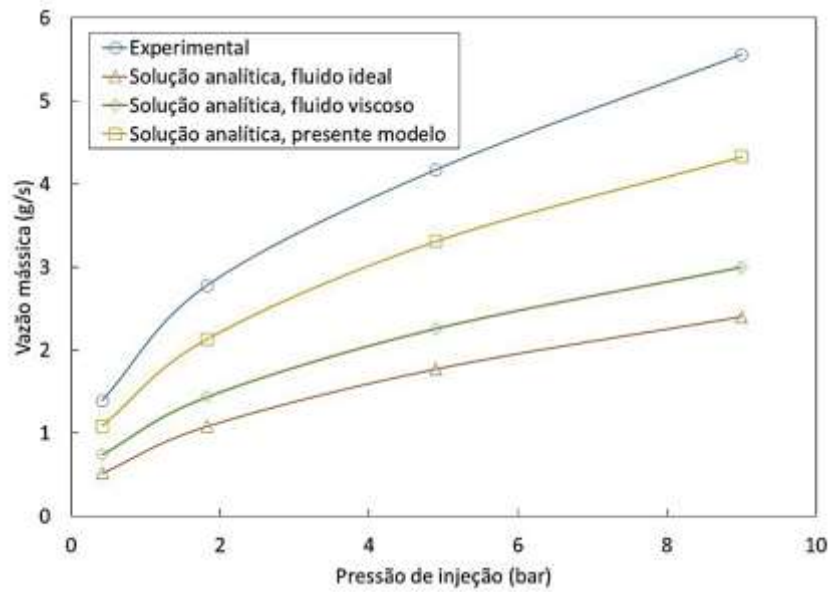
As Figuras 9.20, 9.21 e 9.22 comparam os coeficientes de descarga teóricos e experimentais em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C, empregando-se água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

Figura 9.17 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



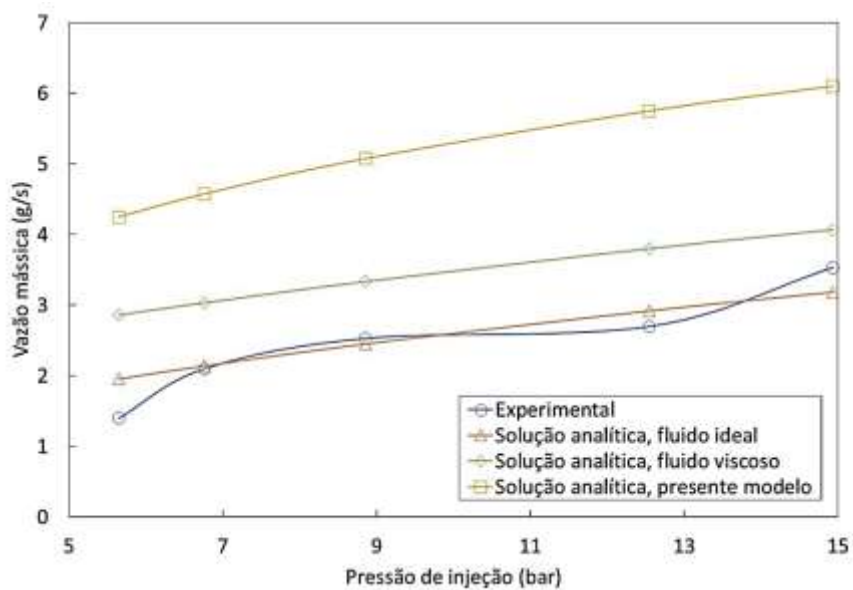
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.18 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



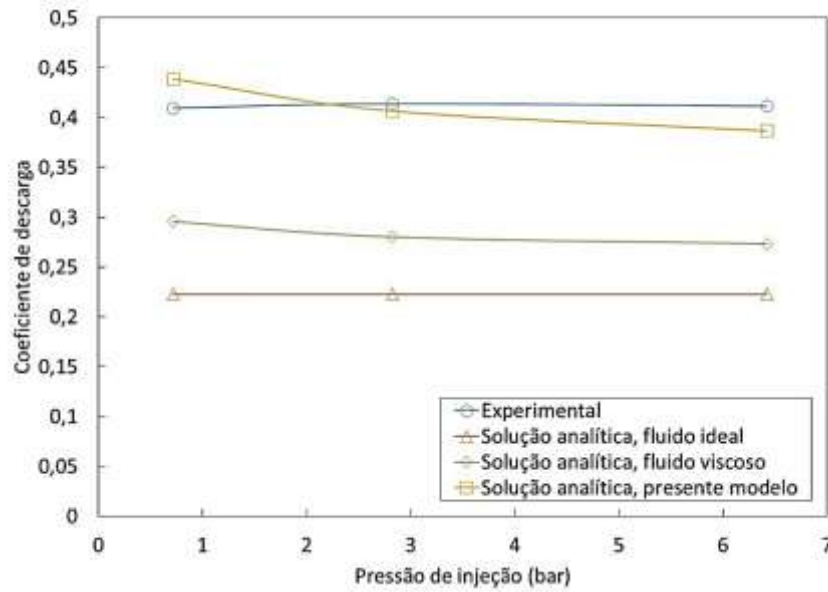
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.19 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol gelificado em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



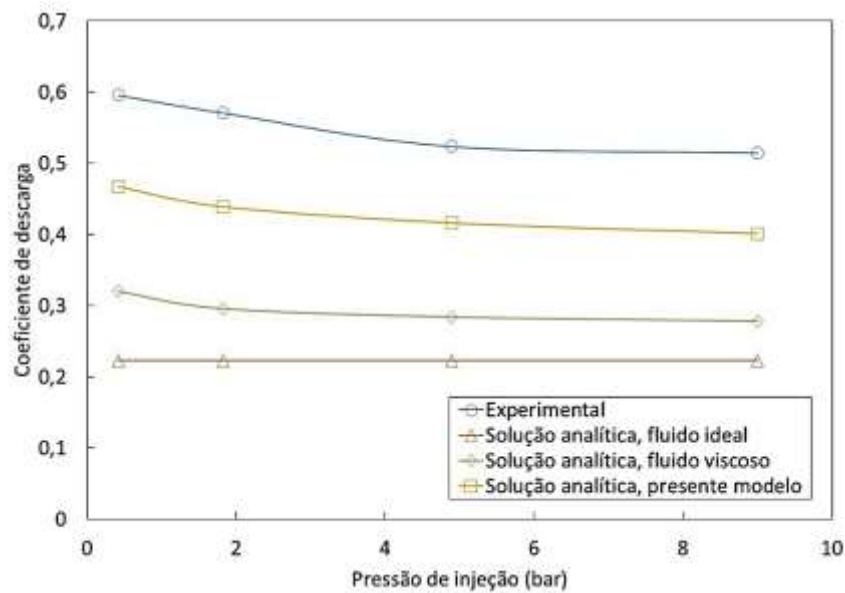
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.20 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



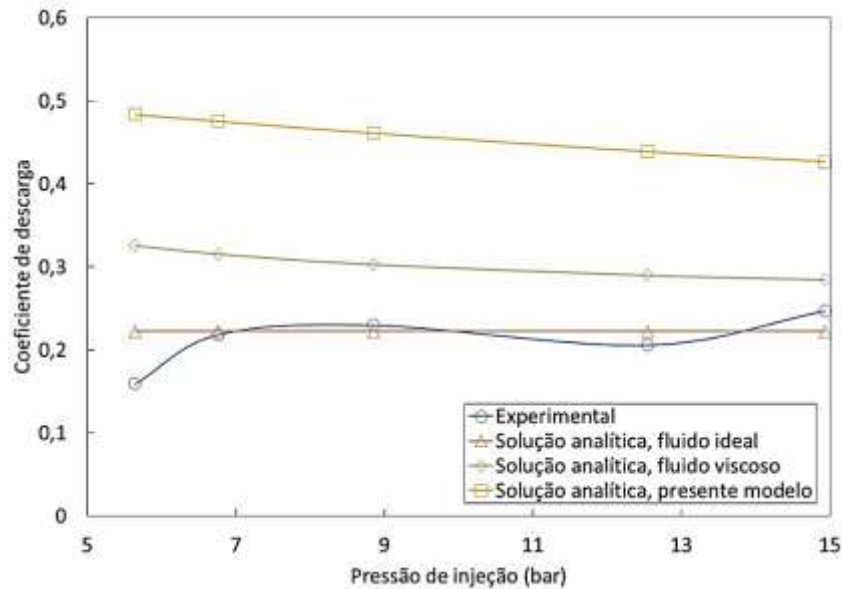
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.21 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

Figura 9.22 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 9.17 e 9.18 que as vazões mássicas de ambos os líquidos em função da pressão de injeção ficam razoavelmente próximas dos valores teóricos do presente modelo na condição de projeto (5 bar). O desvio máximo entre os valores experimentais e os valores teóricos do presente modelo foram inferiores a 8% e 21%, respectivamente. Em comparação aos injetores centrífugos duais A e B, o desvio entre os valores teóricos e experimentais foram ainda maiores, devido as mesmas justificativas mencionadas anteriormente.

Pode-se notar ainda nas Figuras 9.17 e 9.18 que as vazões mássicas teóricas e experimentais dos líquidos na câmara primária aumentam com o incremento da pressão de injeção a uma potência de aproximadamente 0,5, conforme mencionado na literatura e semelhante aos injetores centrífugos duais A e B.

Observa-se na Figura 9.19 que as vazões mássicas experimentais em função da pressão de injeção para o etanol gelificado não concordam com os valores teóricos, pois devido a viscosidade extremamente elevada, não foi possível fornecer energia cinética suficiente para se obter um filme cônico oco na saída do injetor, dentro das condições testadas.

Consequentemente, os coeficientes de descarga obtidos na Figura 9.22 não representam o escoamento através desse injetor. Esse resultado é esperado, pois o injetor estava operando em regime de escoamento subcrítico, ou seja, com números de Reynolds inferiores ao número de Reynolds crítico para o etanol gelificado, ou seja, $Re < Re_{crítico} = 1951,5$.

Pode-se notar ainda nas Figuras 9.20 e 9.21 que os coeficientes de descarga experimentais água e etanol foram de 0,411 e 0,523, respectivamente, na pressão de injeção de 5 bar. Khavkin (2004) apresenta dados experimentais de um injetor centrífugo com $K = 1,724$, $n = 2$, $d_e = 0,67$ mm, $d_s = 0,6$ mm, $D_{cv} = 3,25$ mm, $l_e = 4,7$ mm, $l_s = 0,3$ mm e $L_{cv} = 3$ mm utilizando água como fluido de teste e obteve um coeficiente de descarga de 0,382 na pressão de injeção de 5 bar estando esse valor muito próximo ao do presente trabalho para um injetor com características geométricas parecidas entre si.

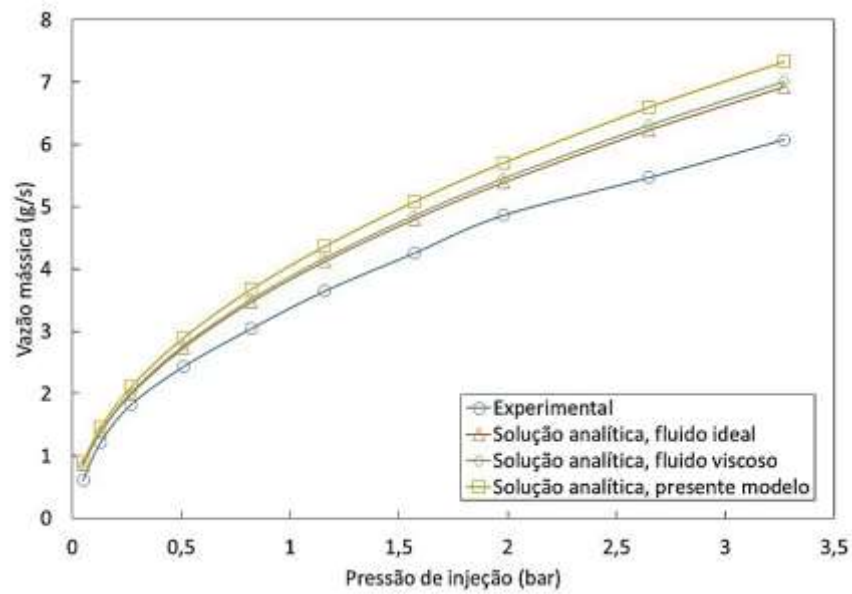
Verifica-se ainda que o emprego de água levou a uma divergência maior dos resultados em comparação ao etanol líquido devido as mesmas justificativas mencionadas anteriormente. Essa divergência dos resultados foi ainda maior em comparação aos injetores centrífugos duais A e B.

A Figura 9.23 mostra os valores teóricos e experimentais da vazão mássica em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C, empregando-se água como fluido de teste.

A Figura 9.24 compara os coeficientes de descarga teóricos e experimentais em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C, empregando-se água como fluido de teste.

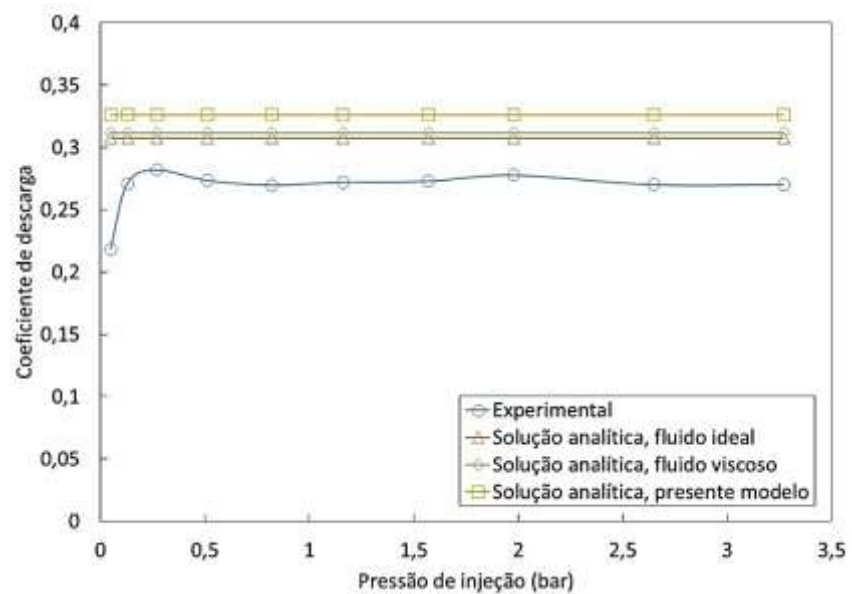
Observa-se nas Figuras 9.23 e 9.24 que as vazões mássicas e coeficientes de descarga para água, respectivamente, em função da pressão de injeção apresentam ótima concordância com os valores teóricos. O desvio máximo entre os valores experimentais e os valores teóricos do presente modelo foram inferiores a 18%.

Figura 9.23 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

Figura 9.24 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.



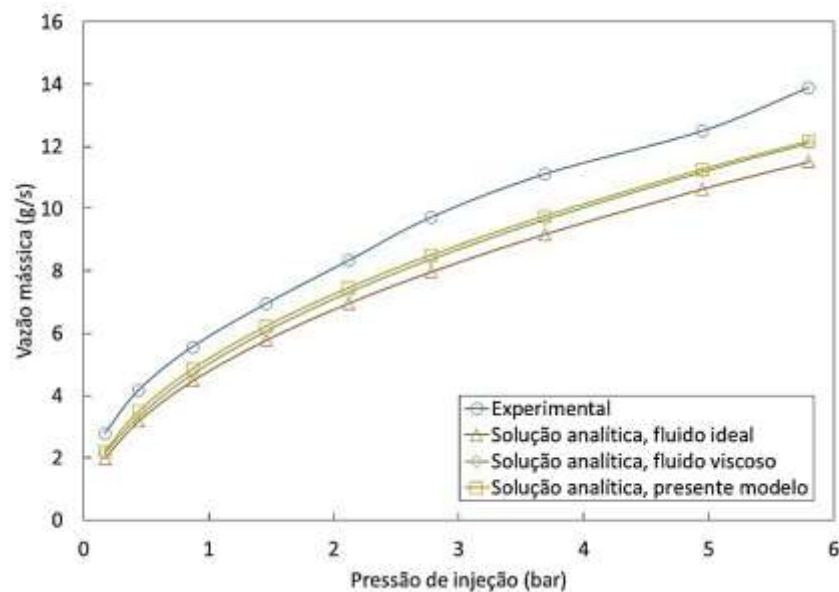
Fonte: Produção do autor.

9.2.4. Injetor jato-centrífugo dual

As Figuras 9.25, 9.26 e 9.27 mostram valores teóricos e experimentais da vazão mássica em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual, empregando-se água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

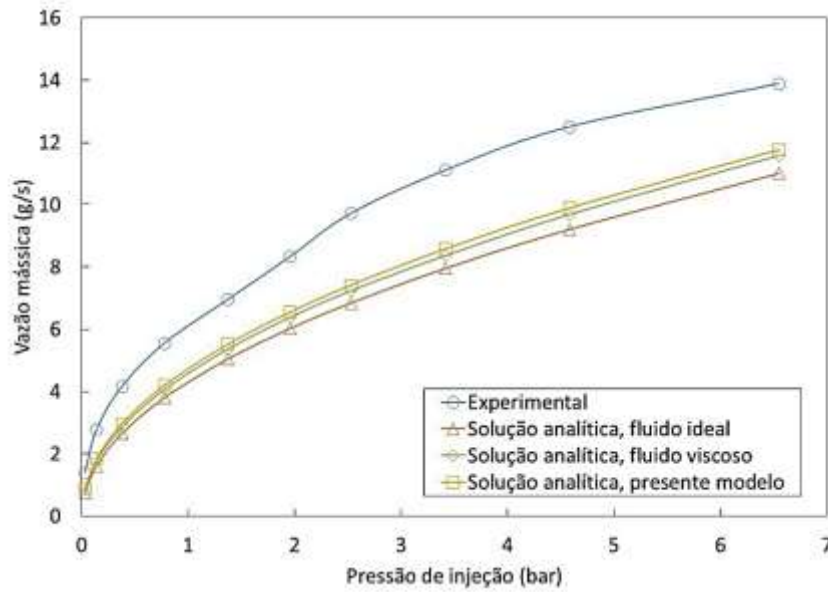
As Figuras 9.28, 9.29 e 9.30 comparam os coeficientes de descarga teóricos e experimentais em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual, empregando-se água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

Figura 9.25 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



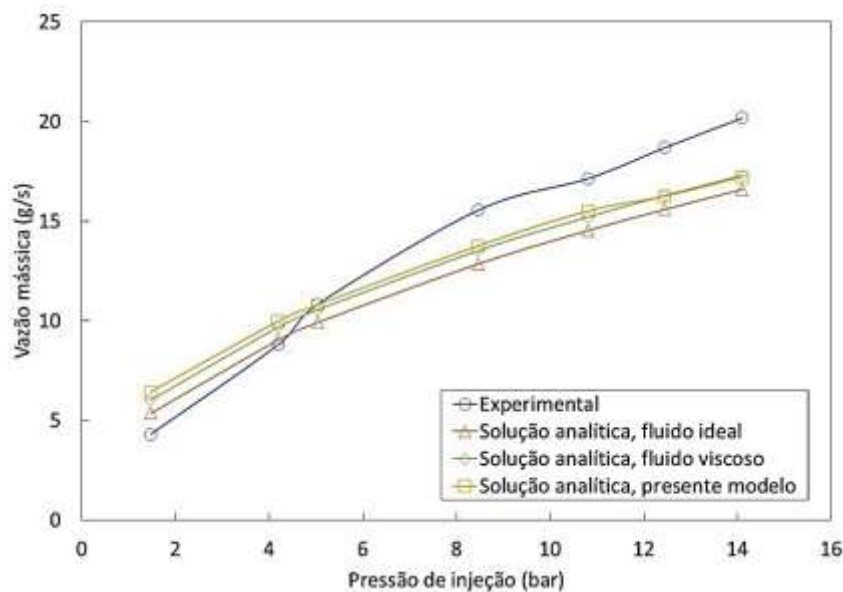
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.26 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



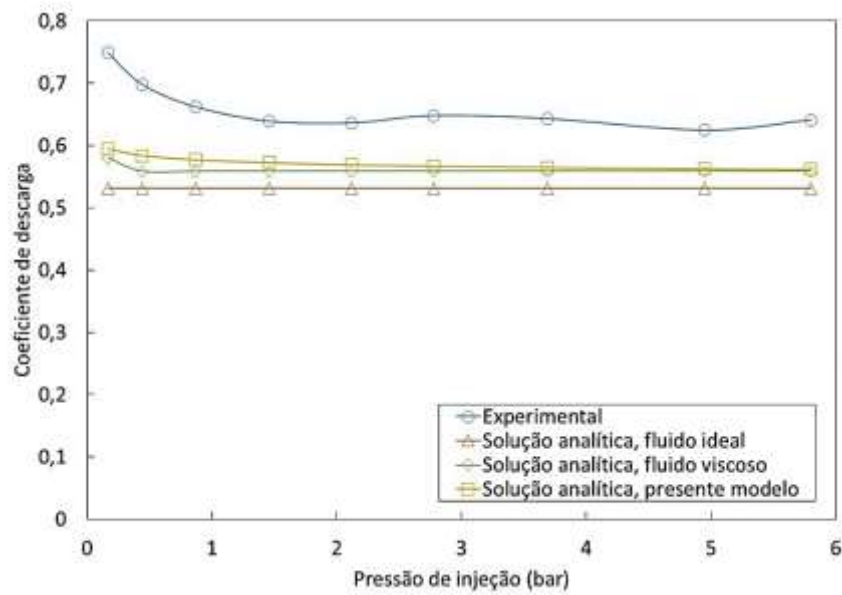
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.27 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol gelificado em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



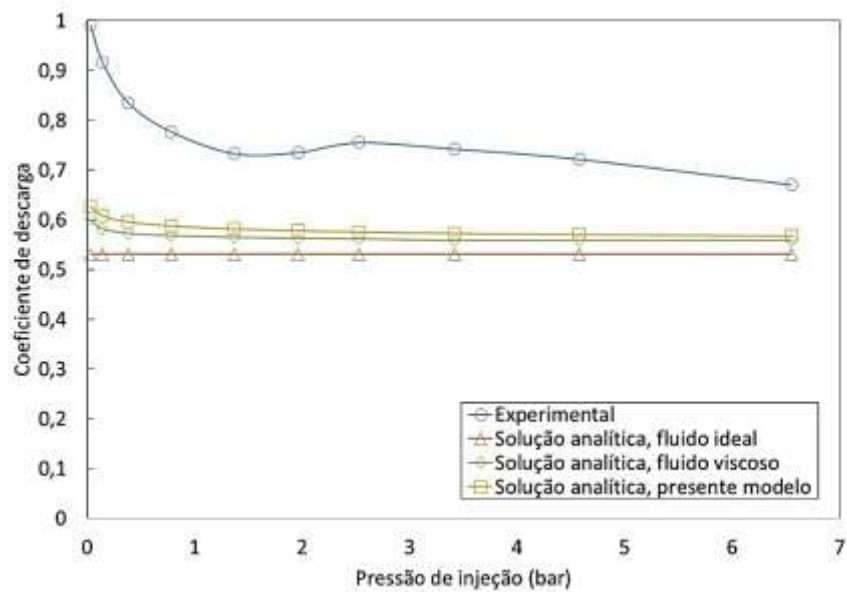
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.28 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



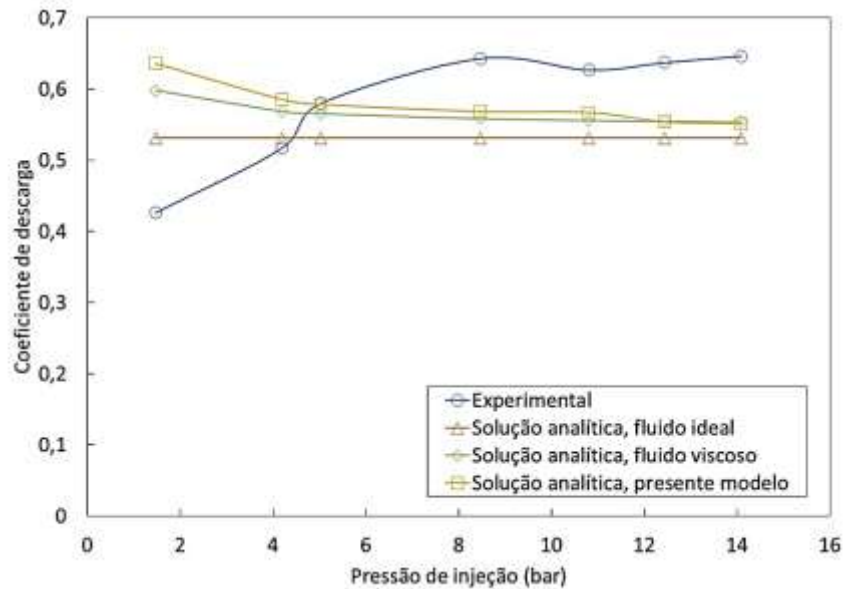
Fonte: Produção do autor.

Figura 9.29 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Figura 9.30 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol gelificado na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 9.25 e 9.26 que as vazões mássicas de ambos os líquidos em função da pressão de injeção ficam razoavelmente próximas dos valores teóricos do presente modelo na condição de projeto (5 bar). O desvio entre os valores experimentais e os valores teóricos do presente modelo na condição de projeto foram inferiores a 10% e 21%, respectivamente.

Pode-se notar ainda nas Figuras 9.25 e 9.26 que as vazões mássicas teóricas e experimentais dos líquidos na câmara primária aumentam com o incremento da pressão de injeção a uma potência de aproximadamente 0,5, conforme mencionado na literatura e semelhante aos injetores centrífugos duais A, B e C.

Observa-se na Figura 9.27 que as vazões mássicas experimentais para o etanol gelificado aumentam com o incremento da pressão de injeção numa potência maior do que 0,5, semelhante ao comportamento observado para os injetores centrífugos duais A e B. Esse comportamento também pode ser verificado na Figura 9.30 pelos coeficientes de descarga do etanol gelificado que aumentam gradativamente com o

incremento da pressão de injeção, semelhante aos injetores centrífugos duais A e B.

Observa-se na Figura 9.28 que os coeficientes de descarga experimentais para água permanecem, aproximadamente, constantes mesmo após a condição de projeto (5 bar), porém para o caso do etanol esses valores diminuem levemente após a mesma condição conforme apresentado na Figura 9.29. O mesmo comportamento não é observado para o caso de géis, conforme a Figura 9.30, pois devido ao efeito de Weissenberg, o filme de fluido começa a espessar o que resulta num aumento dos valores dos coeficientes de descarga com incrementos na pressão de injeção.

Jain *et al.* (2014) testaram diversos injetores jato-centrífugos com $d_s = 1,3 - 7,2$ mm e obtiveram coeficientes de descarga entre 0,697 e 0,8486 para água como fluido de teste. Os autores obtiveram os menores coeficientes de descarga para os injetores jato-centrífugos com os menores diâmetros do orifício de descarga. Liu *et al.* (2017) testaram dois injetores jato-centrífugos comerciais da Spraying Systems Co., B1/8HH-SS3.5 (orifício de descarga com diâmetro de 1,6 mm) e B1/8HH-SS5 (orifício de descarga com diâmetro de 2mm), com água como fluido de teste e obtiveram coeficientes de descarga entre 0,85 e 0,77 para pressões de injeção entre 1 até 10 bar. O injetor jato-centrífugo do presente trabalho apresenta $d_s = 0,9$ mm e teve um coeficiente de descarga médio de 0,6385 e 0,7263 para a água e etanol, respectivamente, estando coerente com os dados da literatura.

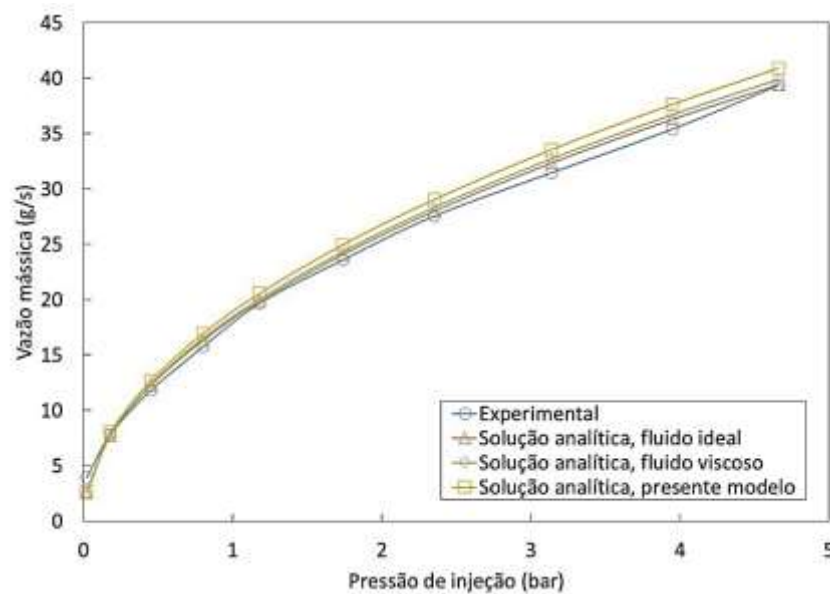
Verifica-se ainda que o emprego de água levou a uma divergência maior dos resultados em comparação ao etanol líquido devido às mesmas justificativas mencionadas anteriormente. Porém, essa divergência dos resultados foi maior do que o injetor centrífugo dual A projetado para condições de pressão de injeção e vazão mássica equivalentes e menor em comparação aos injetores centrífugos duais B e C.

A Figura 9.31 mostra os valores teóricos e experimentais da vazão mássica em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual, empregando-se água como fluido de teste.

A Figura 9.32 compara os coeficientes de descarga teóricos e experimentais em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual, empregando-se água como fluido de teste.

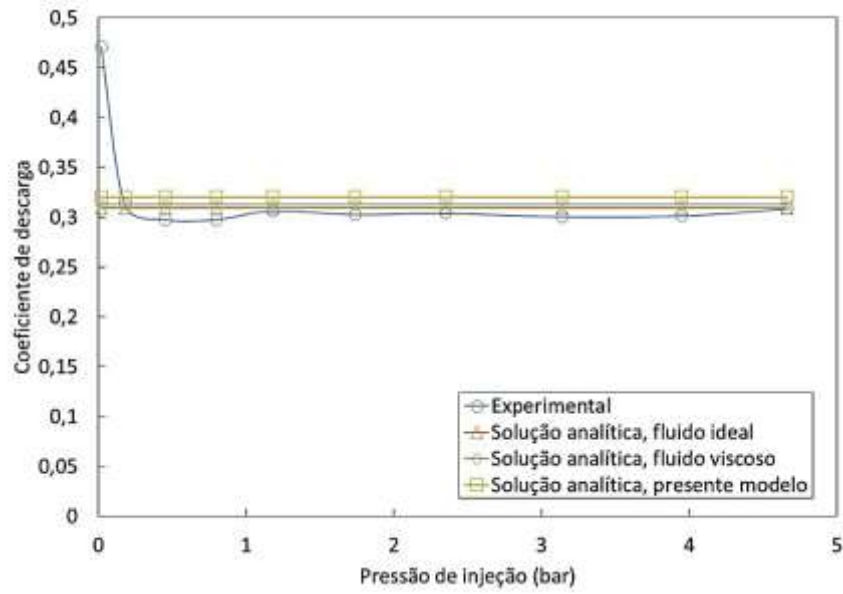
Observa-se nas Figuras 9.31 e 9.32 que as vazões mássicas e coeficientes de descarga para água, respectivamente, em função da pressão de injeção apresentam ótima concordância com os valores teóricos. O desvio máximo entre os valores experimentais e os valores teóricos do presente modelo foram inferiores a 7%.

Figura 9.31 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Figura 9.32 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

10. ÂNGULO DE CONE DOS SPRAYS

Na maioria das aplicações a função do injetor não é meramente desfragmentar o líquido em pequenas gotas, mas também distribuir essas gotas para o ambiente na forma de um *spray* uniforme e simétrico. Nos injetores a jato, o ângulo de cone do *spray* é estreito e as gotas são relativamente uniformes e dispersas por todo o volume do *spray*. O *spray* dos injetores a jato é frequentemente descrito como “sólido”. Em injetores centrífugos, o *spray* é gerado na forma de um cone oco com amplo ângulo e a maioria das gotas está concentrada na periferia. É possível produzir *spray* “sólido” ou de cone “sólido” combinando as características dos injetores a jato e injetores centrífugos, através dos injetores jato-centrífugos (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

Em ambos os tipos de injetores, o jato ou folha de líquido desintegra-se rapidamente em gotas que tendem a manter a direção geral do escoamento do jato ou cone gerado. No entanto, por causa da resistência do ar, as gotas maiores e aquelas formadas após saírem do injetor rapidamente perdem a sua coesão e então formam uma nuvem de gotas finamente atomizadas por todo o corpo do *spray*. A dispersão das gotas é governada principalmente pelo escoamento de gás na região do *spray*.

Os injetores a jato, pelo fato de produzirem um *spray* compacto e estreito em que apenas uma pequena porção das gotas estão sujeitas aos efeitos da resistência do meio gasoso, a distribuição do *spray* como um todo é controlado principalmente pela magnitude e direção da velocidade de injeção do *spray* na saída do orifício de descarga do injetor. Assim, uma característica em comum do injetor a jato e dos pneumáticos é a falta de sensibilidade do *spray* em relação à sua geometria e às propriedades físicas tanto do líquido como do meio gasoso (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

A situação a respeito dos injetores centrífugos é diferente. Nestes injetores, o ângulo inicial da folha cônica formada na saída do orifício de descarga é fortemente dependente das características do projeto do injetor, condições de operação e das propriedades do líquido. Além disso,

mesmo quando o líquido é atomizado em um ambiente com meio gasoso em repouso, a corrente gasosa gerada pela ejeção do *spray* tem profunda influência sobre o comportamento do *spray*. Isto ocorre, porque a folha cônica possui apreciável exposição ao ar ou gás ambiente. Normalmente, o aumento no ângulo de cone do *spray* leva ao aumento dessa exposição e conseqüentemente melhora a atomização. Isto é uma das razões pelas quais o ângulo de cone do *spray* é das principais características dos injetores centrífugos.

Existem diversos modelos empíricos e semiempíricos desenvolvidos para determinação dos ângulos de cone dos *sprays* em injetores centrífugos e jato-centrífugos que são apresentados em detalhes por Fischer (2014).

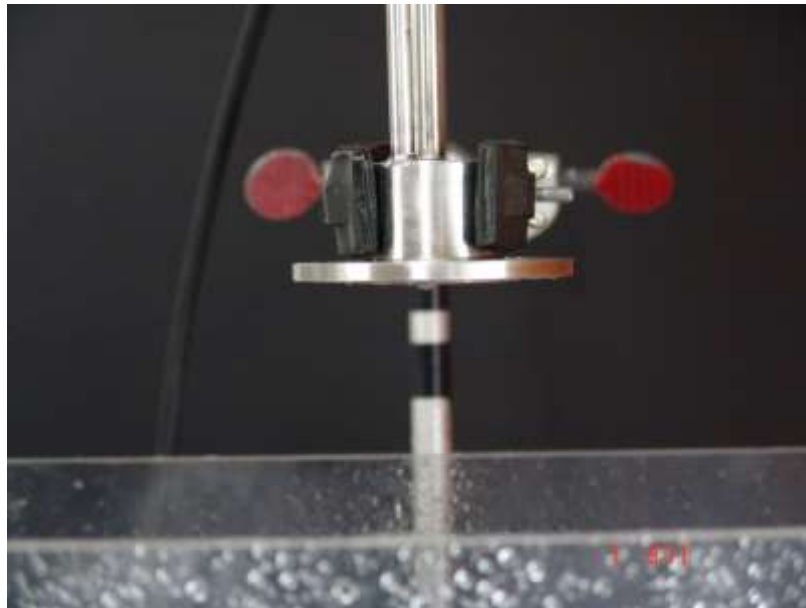
10.1. Metodologia experimental

O arranjo experimental consiste de um suporte com uma haste onde o injetor é fixado através de uma garra de forma a mantê-lo suspenso e alinhado na posição vertical. Essa haste é marcada com uma fita preta para indicar um comprimento de referência para se obter uma relação entre a quantidade de píxeis e o comprimento verdadeiro da imagem, necessário para realizar as medidas do ângulo de cone do *spray* com precisão. A Figura 10.1 mostra uma imagem do experimento para determinação do ângulo de cone do *spray* através de técnicas fotográficas. As fotografias são obtidas por meio de uma câmera digital da Sony modelo DSC-F828, mostrada na Figura 10.2, que tem uma capacidade de resolução de 8 megapíxeis. Esta câmera consegue gravar imagens no tamanho de até 3264 x 2448 píxeis em formatos RAW, TIFF e JPEG.

As imagens obtidas durante os testes foram tratadas através de um software desenvolvido por Vásquez (2011) para o processamento de imagens. Esse software foi desenvolvido através de uma interface GUI (Graphical User Interface) da linguagem Matlab e as imagens tratadas podem estar nos formatos JPEG, TIFF ou BMP. A Figura 10.3 apresenta uma imagem da tela principal do software para processamento das imagens fotografadas.

Após selecionar as imagens, é realizado o seu processamento utilizando um software desenvolvido em linguagem Matlab por Vásquez (2011) para esta finalidade. O software determina o ângulo de cone do *spray* de cada imagem, conforme Figura 10.4, identificando a origem do *spray*, e então a partir desses dados são construídos gráficos para comparação dos resultados teóricos com os experimentais.

Figura 10.1 - Arranjo experimental para determinação do ângulo de cone do *spray*.



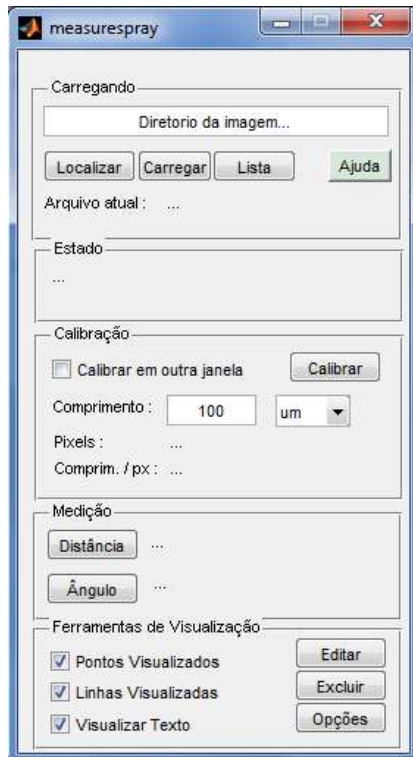
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.2 - Câmera digital da Sony modelo DSC-F828.



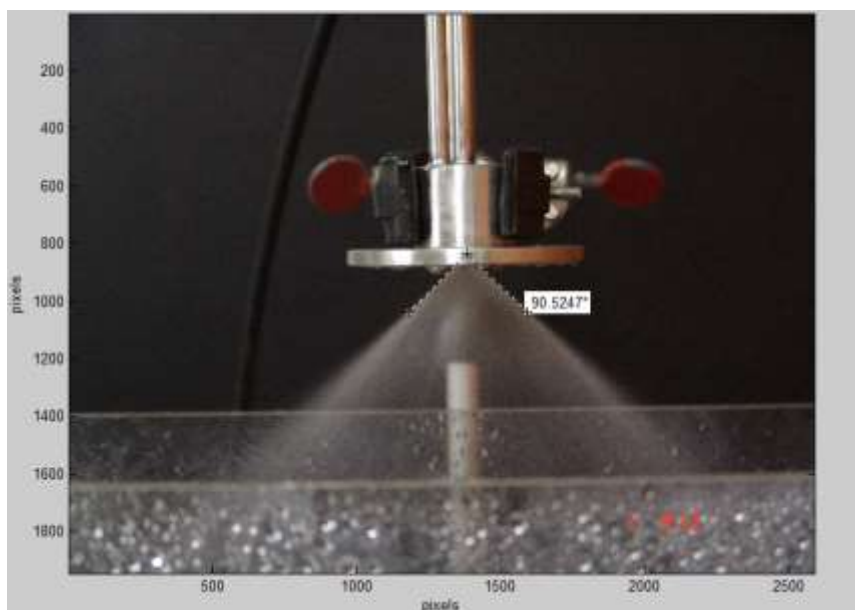
Fonte: Adaptada de Fischer (2014).

Figura 10.3 – Software para determinação do ângulo de cone do spray.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.4 - Imagem calibrada com o resultado da medição.



Fonte: Produção do autor.

10.2. Resultados obtidos das medições do ângulo de cone do *spray*

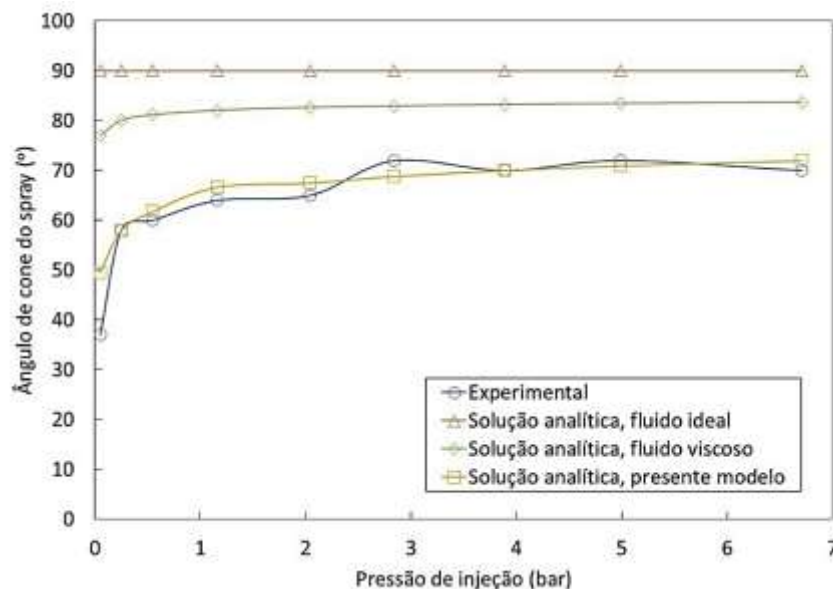
A seguir são apresentadas as medições dos ângulos de cone dos *sprays* resultantes dos injetores centrífugos duais A, B e C e do injetor jato-centrífugo dual.

10.2.1. Injetor centrífugo dual A

As Figuras 10.5, 10.6 e 10.7 apresentam os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.

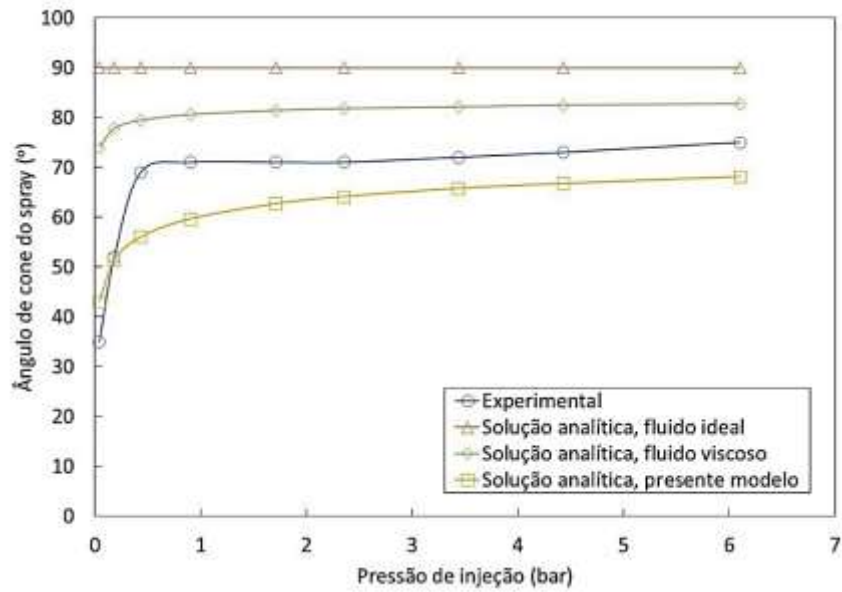
A Figura 10.8 apresenta os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.

Figura 10.5 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual A empregando-se água como fluido de teste.



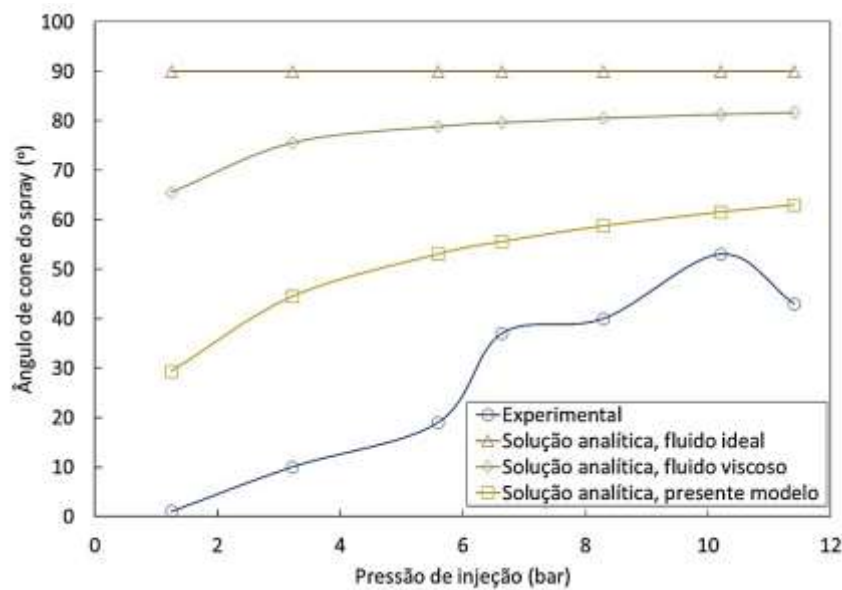
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.6 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual A empregando-se etanol como fluido de teste.



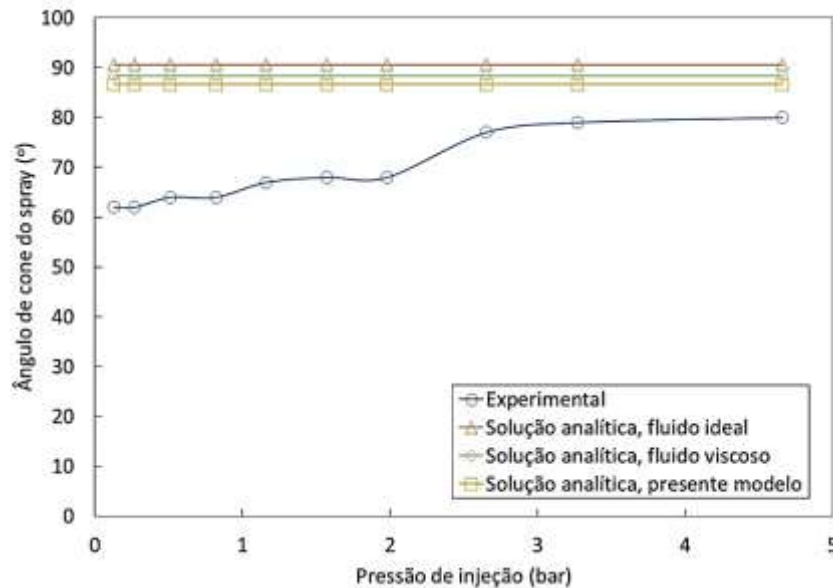
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.7 - Valores teóricos, empíricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual A empregando-se etanol gelificado como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.8 - Valores teóricos, empíricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor centrífugo dual A empregando-se água como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 10.5 que os ângulos de cone do *spray* para água em função da pressão de injeção na câmara primária apresentam uma excelente concordância com os valores experimentais. Os pequenos desvios ou oscilações entre os valores teóricos do presente modelo e os experimentais encontram-se nas pressões manométricas de injeção mais próximas de 0 bar devido ao regime ainda transiente de formação de um filme líquido na forma de cone oco para obtenção de um *spray* plenamente desenvolvido.

Pode-se notar na Figura 10.6 que os valores teóricos do presente modelo apresentam uma boa concordância com os valores experimentais tendo um desvio de cerca de 10%.

Esse desvio era esperado, pois as solução analíticas estão em função apenas do parâmetro adimensionais do injetor (K , μ , ε , S) e não leva em conta as propriedades do líquido e as condições de operação, como por exemplo, o aumento da pressão de injeção que leva ao aumento do ângulo de cone do *spray*. Outro fato relevante é que a teoria de

Abramovich não leva em conta o comprimento da câmara de vórtice e o comprimento do orifício de descarga.

Verifica-se ainda que o emprego de água não levou a uma grande divergência dos resultados em comparação ao etanol líquido, pois suas propriedades físico-químicas são muito próximas entre si.

Segundo Lefebvre e McDonell (2017), o ângulo de cone do *spray* se amplia levemente com o aumento da densidade, porém é a viscosidade do líquido que tem maior influência sobre esse parâmetro. A viscosidade modifica o escoamento de um líquido ideal devido ao atrito entre o líquido e a parede do injetor. Ambos os efeitos são causados pela força de atrito devida ao gradiente de velocidade em um líquido viscoso. A força de atrito produzida por este gradiente de velocidades tende a reduzir a velocidade tangencial e este efeito aumenta com a diminuição do raio centrífugo do injetor, atingindo um máximo no limite do vórtice de gás. Lefebvre e McDonell (2017) concluíram que quanto maior for a viscosidade, maior será a divergência entre a velocidade tangencial real e a teórica, dada pela equação da conservação da quantidade de movimento angular, e, portanto, menor será o ângulo de cone do *spray*. Essa característica é comprovada nos experimentos.

Observa-se na Figura 10.7 que o ângulo de cone do *spray* para o etanol gelificado concorda, razoavelmente, com o valor teórico do presente modelo na pressão de injeção de 10,2 bar, pois devido à viscosidade extremamente elevada é necessário fornecer mais energia cinética, em comparação aos líquidos newtonianos, para se obter um filme cônico na saída do injetor. Consequentemente, o início do regime de *spray* plenamente desenvolvido foi obtido somente a partir da pressão de injeção de 10,2 bar. O desvio entre o valor teórico do presente modelo e o valor experimental foi cerca de 10% para a pressão de injeção de 10,2 bar.

Em injetores centrífugos duais, devido às condições impostas pelo próprio projeto desse tipo de injetor, o comprimento do orifício de descarga da câmara primária é muito maior do que o valor adequado para o projeto.

Segundo Lefebvre e McDonell (2017), nessa região é onde ocorrem as maiores perdas por atrito levando a uma redução significativa do ângulo de cone do *spray* e por este motivo, o comprimento deve ser o mais curto possível. Em grandes injetores, a razão entre o comprimento e o diâmetro do orifício de descarga, l_s/d_s , deve ser em torno de 0,2, enquanto que para pequenos injetores este valor deve ser em torno de 0,5 devido à dificuldade de fabricação dos componentes em pequena escala. No injetor interno fabricado a razão $l_s/d_s = 3,67$, ou seja, pouco mais de 7 vezes o valor recomendado.

Observa-se na Figura 10.8 que os valores teóricos do presente modelo, apresentam, razoável, concordância com os valores experimentais para pressões de injeção acima de 2,7 bar. O desvio entre os valores teóricos do presente modelo e os valores experimentais foram cerca de 10% para pressões de injeção acima de 2,7 bar. Acima dessa condição, o injetor centrífugo dual A gera um *spray* plenamente desenvolvido.

As Figuras 10.9, 10.10 e 10.11 apresentam imagens do injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

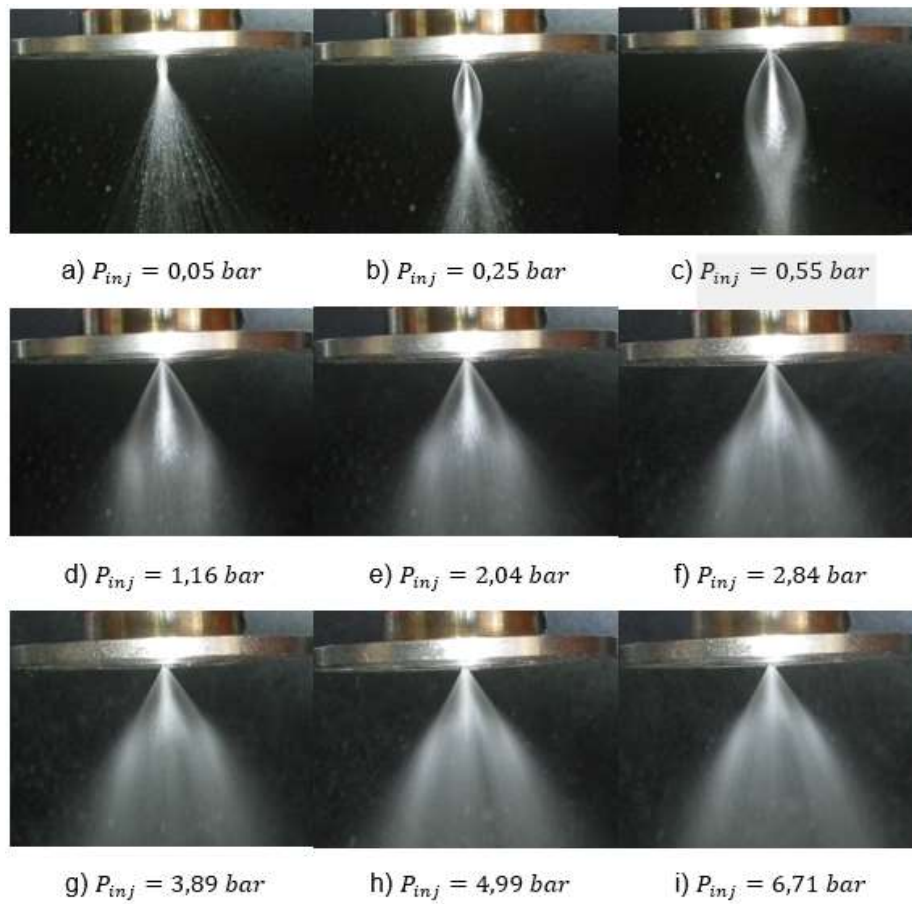
Pode-se notar nas Figuras 10.9 e 10.10 que o injetor centrífugo dual A entra em regime de atomização pleno para a água e etanol, respectivamente, numa pressão de injeção em torno de 5 bar. No entanto, como pode ser visto na Figura 10.11, o etanol gelificado requer o dobro da pressão de injeção para obter o regime de atomização pleno devido à sua viscosidade extremamente elevada.

A Figura 10.12 apresenta imagens do injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água, como fluido de teste.

A Figura 10.13 apresenta os valores experimentais dos ângulos de cone resultantes do *spray* obtido a partir da injeção água, etanol ou etanol gelificado em diversas pressões de injeção na câmara primária e

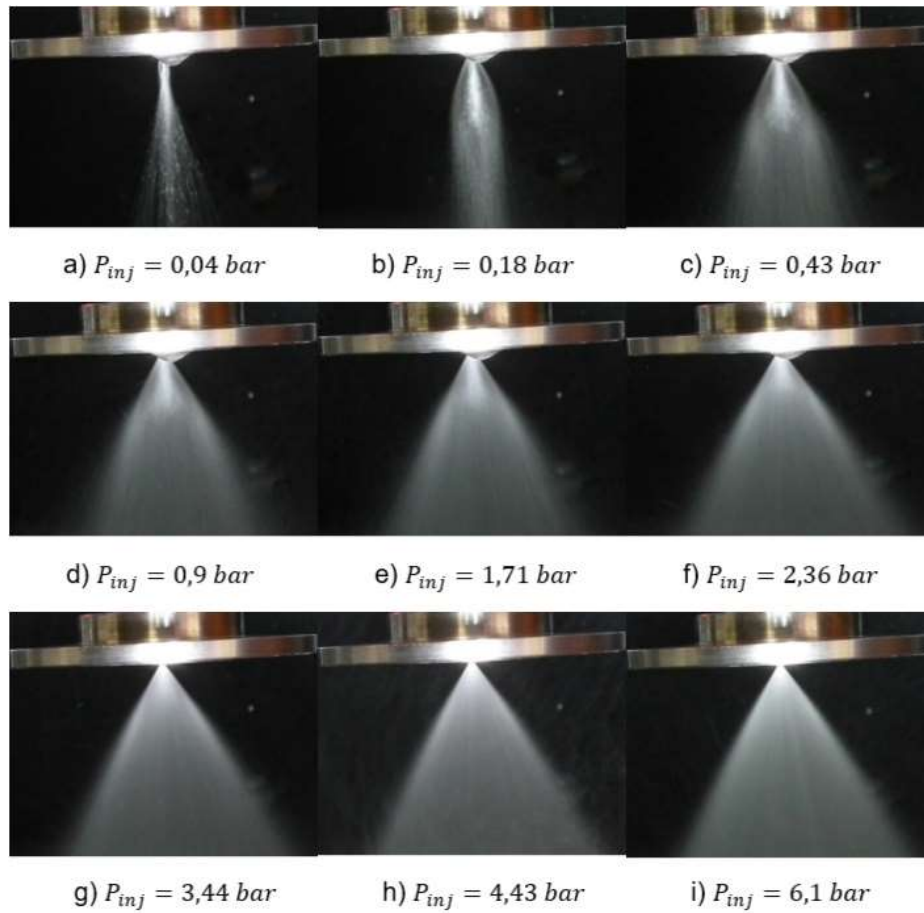
operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.

Figura 10.9 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água como fluido de teste.



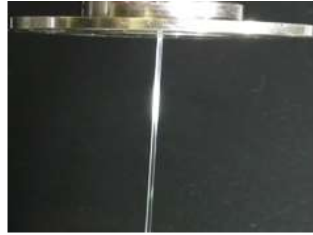
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.10 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.11 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado como fluido de teste.



a) $P_{inj} = 1,25 \text{ bar}$



b) $P_{inj} = 3,22 \text{ bar}$

c) $P_{inj} = 5,6 \text{ bar}$

d) $P_{inj} = 6,64 \text{ bar}$



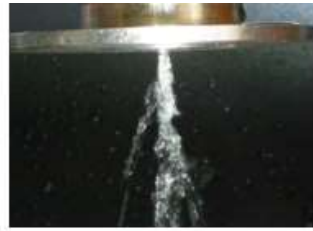
e) $P_{inj} = 8,3 \text{ bar}$

f) $P_{inj} = 10,2 \text{ bar}$

g) $P_{inj} = 11,4 \text{ bar}$

Fonte: Produção do autor.

Figura 10.12 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água como fluido de teste.



a) $P_{inj} = 0,06 \text{ bar}$



b) $P_{inj} = 0,19 \text{ bar}$

c) $P_{inj} = 0,42 \text{ bar}$

d) $P_{inj} = 0,72 \text{ bar}$



e) $P_{inj} = 1 \text{ bar}$

f) $P_{inj} = 1,48 \text{ bar}$

g) $P_{inj} = 2 \text{ bar}$



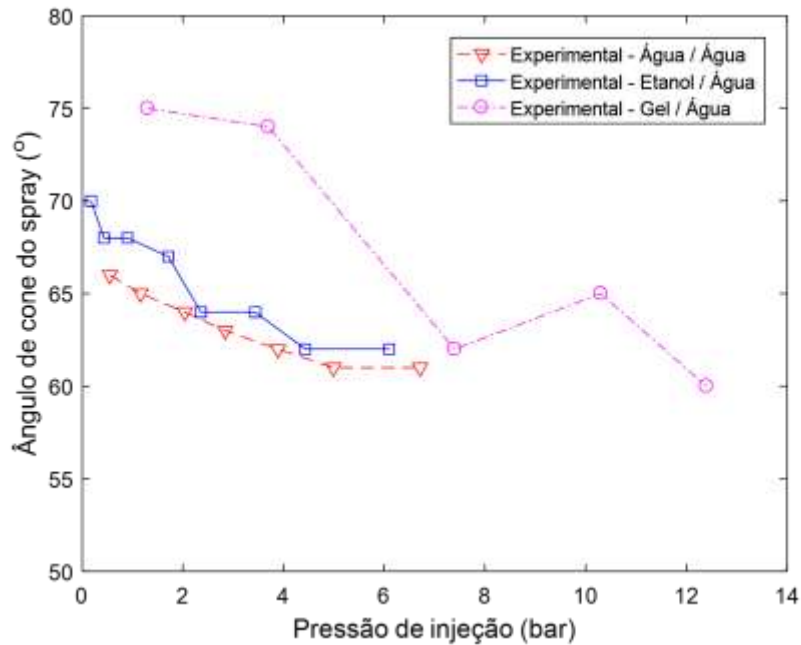
h) $P_{inj} = 2,68 \text{ bar}$

i) $P_{inj} = 3,34 \text{ bar}$

j) $P_{inj} = 3,93 \text{ bar}$

Fonte: Produção do autor.

Figura 10.13 - Ângulos de cone resultantes do spray em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, etanol ou etanol gelificado e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 10.13 que os ângulos de cone resultantes do *spray* para ambos os líquidos ficaram muito próximos entre si com uma diferença de 1° na pressão de injeção de 5 bar. Conclui-se que os valores experimentais foram decrescentes com o aumento da pressão de injeção até chegar num valor aproximadamente constante.

Pode-se notar ainda na Figura 10.13 um comportamento semelhante para o etanol gelificado em relação aos líquidos e a colisão entre os dois cones (interno e externo) ocorre na pressão de injeção de aproximadamente 10 bar onde verifica-se um leve aumento do ângulo de cone do *spray*.

As Figuras 10.14, 10.15 e 10.16 apresentam imagens do injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, e operando simultaneamente em todos os casos com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.

Figura 10.14 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2,7 bar.



a) $P_{inj} = 0,55 \text{ bar}$



b) $P_{inj} = 1,16 \text{ bar}$

c) $P_{inj} = 2,04 \text{ bar}$

d) $P_{inj} = 2,84 \text{ bar}$



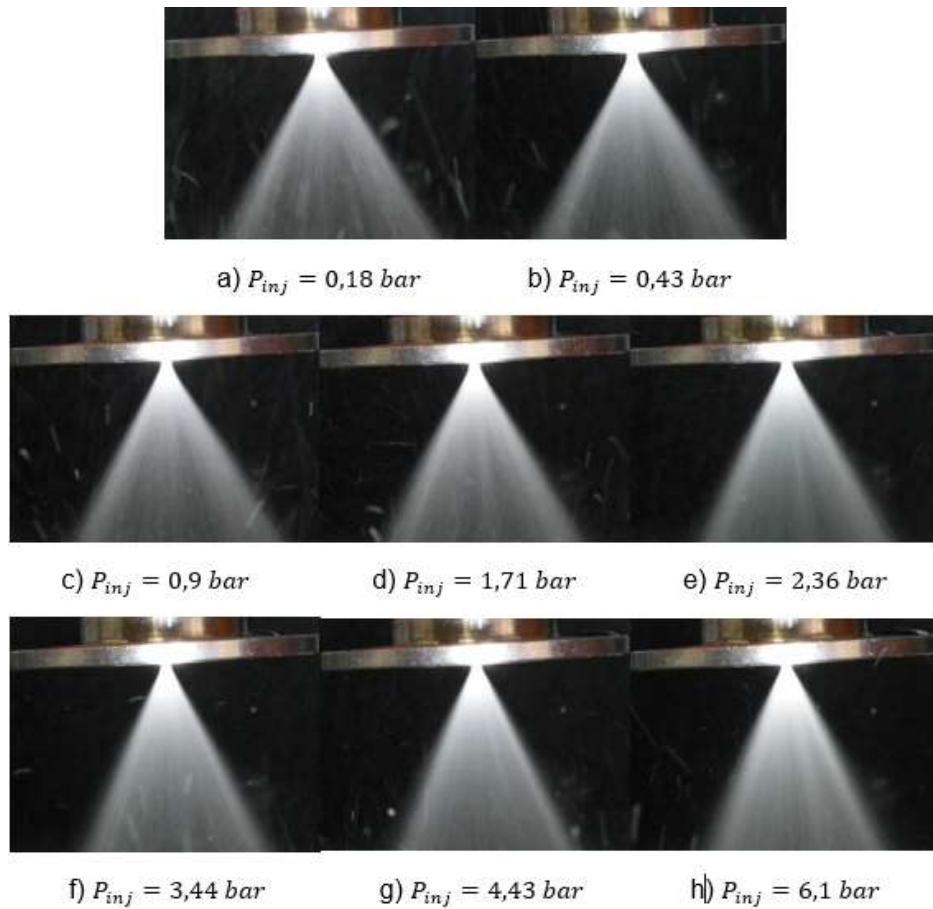
e) $P_{inj} = 3,89 \text{ bar}$

f) $P_{inj} = 4,99 \text{ bar}$

g) $P_{inj} = 6,71 \text{ bar}$

Fonte: Produção do autor.

Figura 10.15 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2,7 bar.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.16 - Injetor centrífugo dual A operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2,7 bar.



a) $P_{inj} = 1,3 \text{ bar}$

b) $P_{inj} = 3,7 \text{ bar}$



c) $P_{inj} = 7,4 \text{ bar}$

d) $P_{inj} = 10,3 \text{ bar}$

e) $P_{inj} = 12,4 \text{ bar}$

Fonte: Produção do autor.

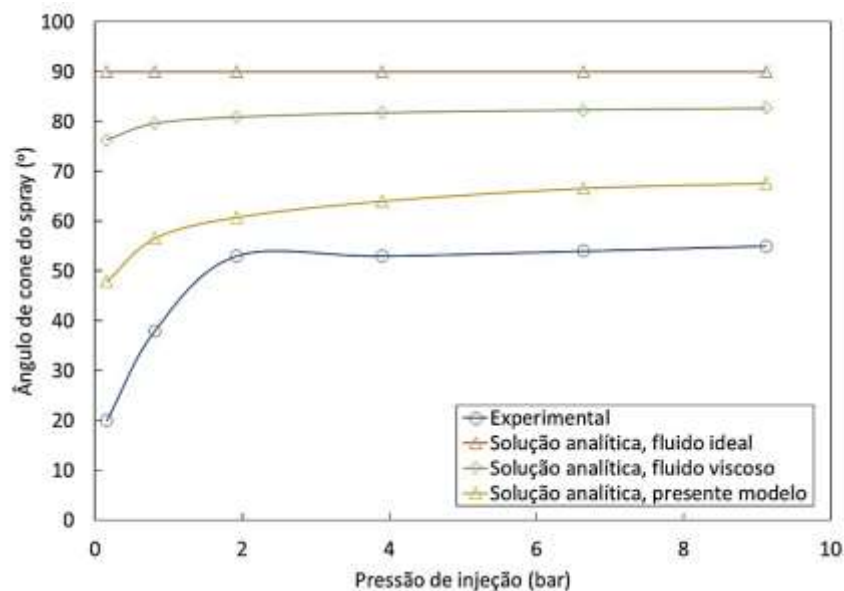
10.2.2. Injetor centrífugo dual B

As Figuras 10.17, 10.18 e 10.19 apresentam os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.

A Figura 10.20 apresenta os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.

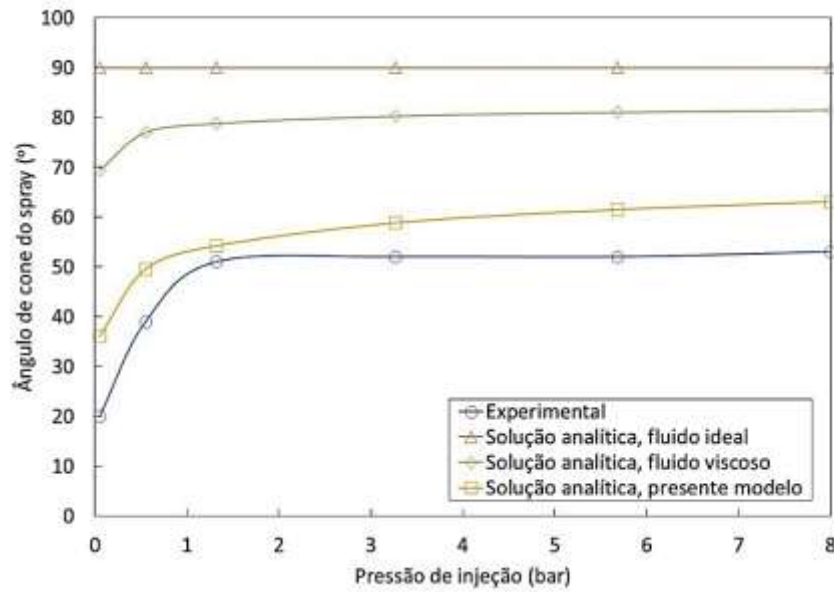
A Figura 10.21 apresenta os valores experimentais do ângulo de cone resultante do *spray* obtido a partir da injeção água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e somente injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.

Figura 10.17 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual B empregando-se água como fluido de teste.



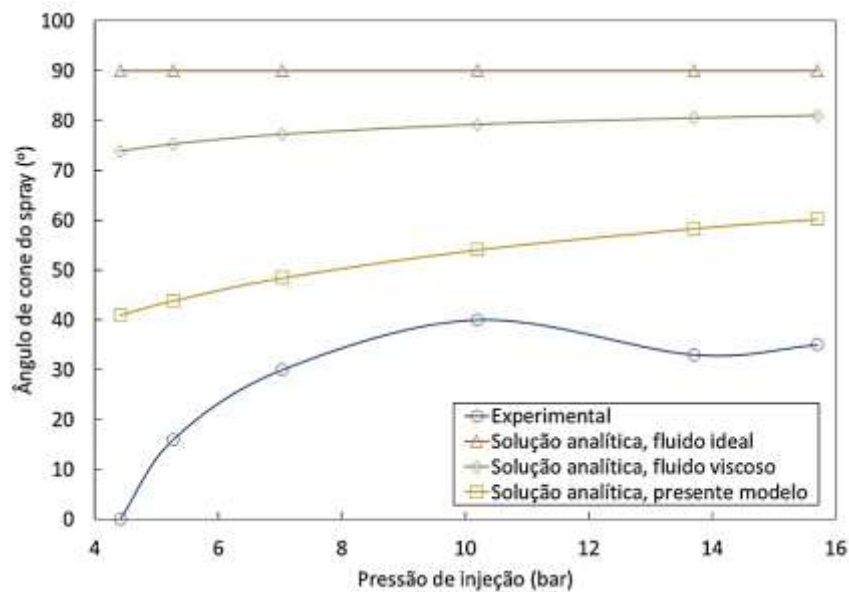
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.18 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual B empregando-se etanol como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.19 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual B empregando-se etanol gelificado como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 10.17 e 10.18 que os ângulos de cone do *spray* para água e etanol, respectivamente, em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B, apresentam uma boa concordância com os valores experimentais. O desvio entre os valores teóricos do presente modelo e os valores experimentais foi inferior a 19% e 16%, respectivamente, na pressão de injeção de 5 bar.

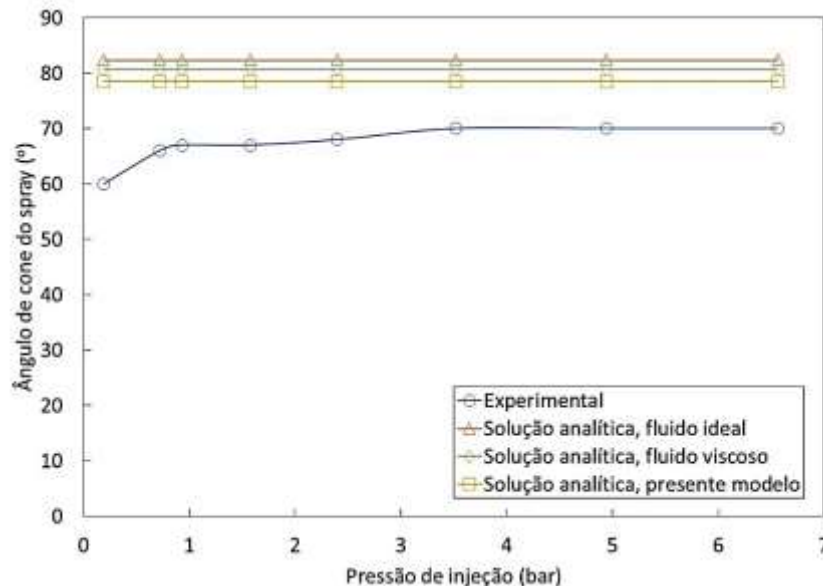
Verifica-se ainda que o emprego de água não levou a uma grande divergência dos resultados em comparação ao etanol líquido, pois as suas propriedades físico-químicas de relevância para o processo de atomização são similares. Os ângulos de cone do *spray* para água e etanol foram semelhantes entre si e mantiveram-se constantes em torno de 50° , conforme visto nas Figuras 10.17 e 10.18, respectivamente.

Pode-se notar na Figura 10.19 que o ângulo de cone do *spray* para o etanol gelificado concorda, razoavelmente, com o valor teórico do presente modelo na pressão de injeção de 10,2 bar, pois devido à viscosidade extremamente elevada é necessário fornecer mais energia cinética, em comparação aos líquidos newtonianos, para se obter um filme cônico oco na saída do injetor. Consequentemente, o início do regime de *spray* plenamente desenvolvido foi obtido somente a partir da pressão de injeção de 10,2 bar. O desvio entre o valor teórico do presente modelo e o valor experimental foi de 26% para a pressão de injeção de 10,2 bar.

Verifica-se ainda na Figura 10.19 que o ângulo de cone do *spray* experimental do injetor centrífugo dual B atinge um valor máximo e depois ocorre uma queda no valor semelhante ao que aconteceu com o injetor centrífugo dual A, na Figura 10.7. No caso de géis, provavelmente, deve existir um fluxo crítico para uma dada pressão de injeção e acima desse valor ocorre um espessamento do filme líquido no orifício de descarga e, conseqüentemente, uma diminuição do ângulo de cone do *spray*. Esse comportamento não é observado nos trabalhos de Yang *et al.* (2011) e Kim *et al.* (2017), no entanto, esses autores utilizaram injetores

centrífugos com dimensões geométricas (R , n , d_s , d_e) significativamente maiores do que o presente trabalho.

Figura 10.20 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor centrífugo dual B empregando-se água como fluido de teste.



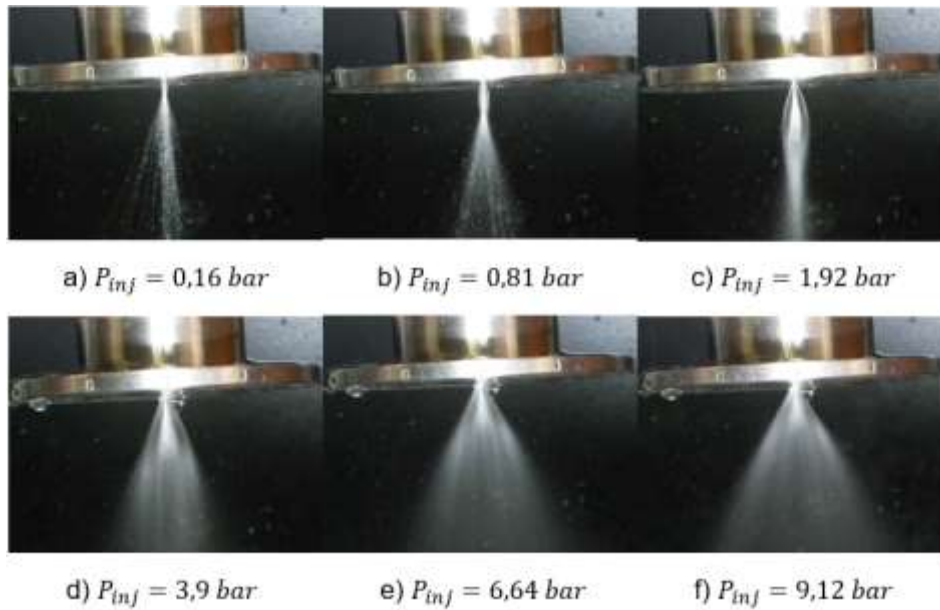
Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 10.20 que os valores teóricos do presente modelo, apresentam razoável concordância com os valores experimentais para pressões de injeção acima de 2,4 bar. O desvio entre os valores teóricos do presente modelo e os valores experimentais foram inferiores a 16% para pressões de injeção acima de 2,4 bar. Acima dessa condição, o injetor centrífugo dual B gera um *spray* plenamente desenvolvido.

As Figuras 10.21, 10.22 e 10.23 apresentam imagens do injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

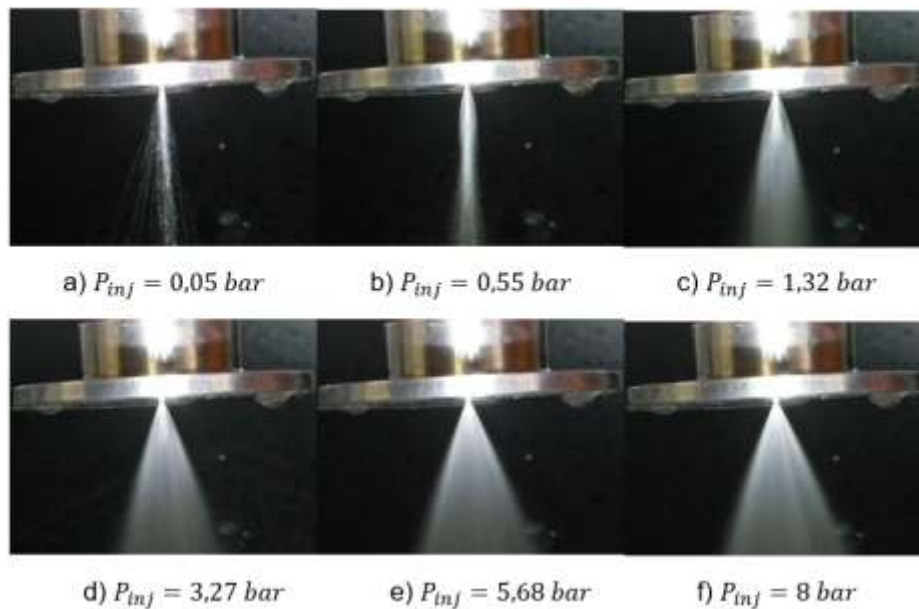
A Figura 10.24 apresenta imagens do injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água, como fluido de teste.

Figura 10.21 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água como fluido de teste.



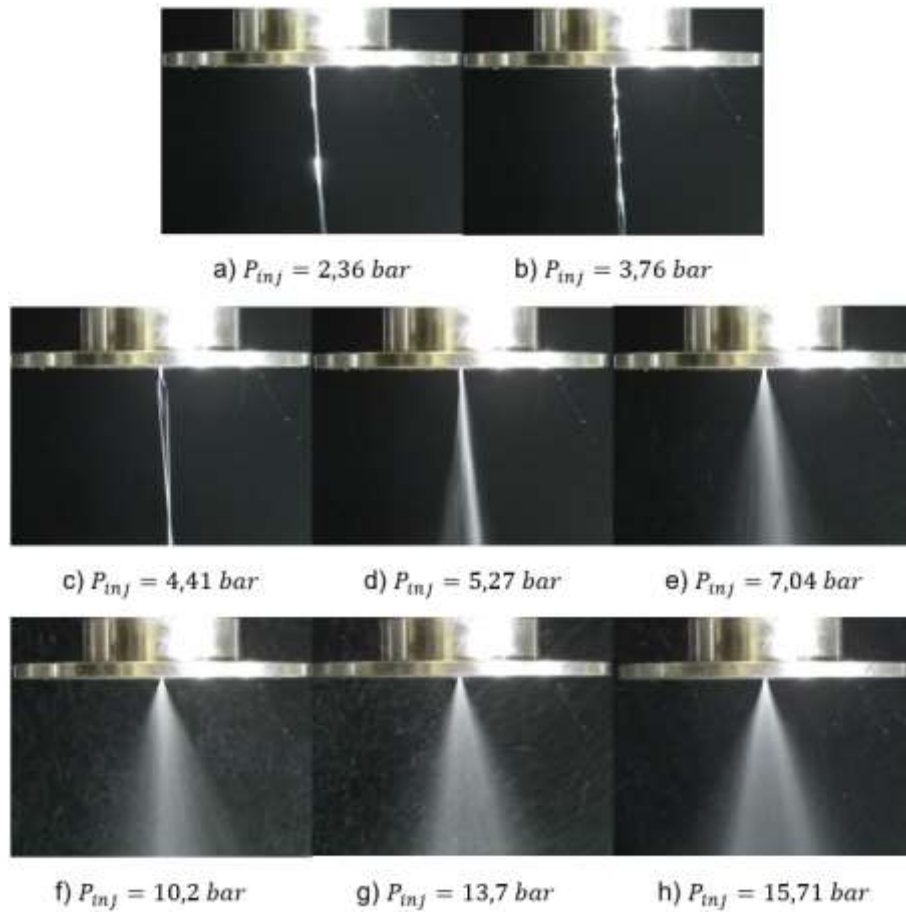
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.22 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol como fluido de teste.



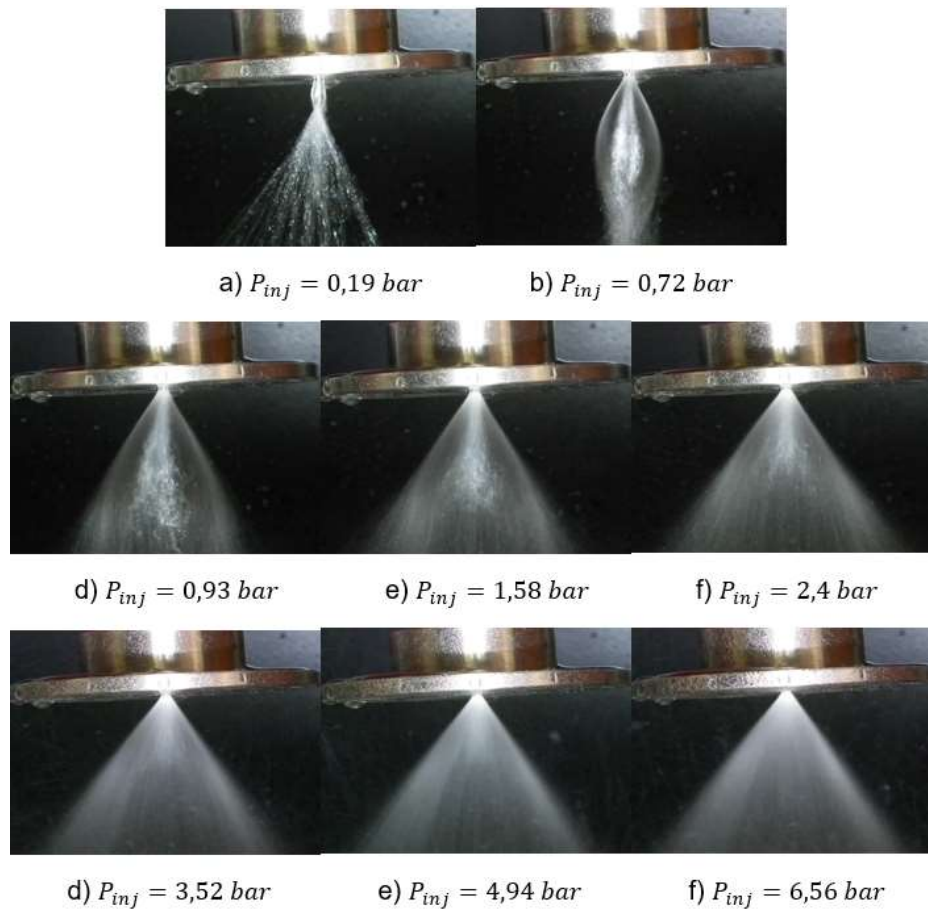
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.23 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.24 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água como fluido de teste.

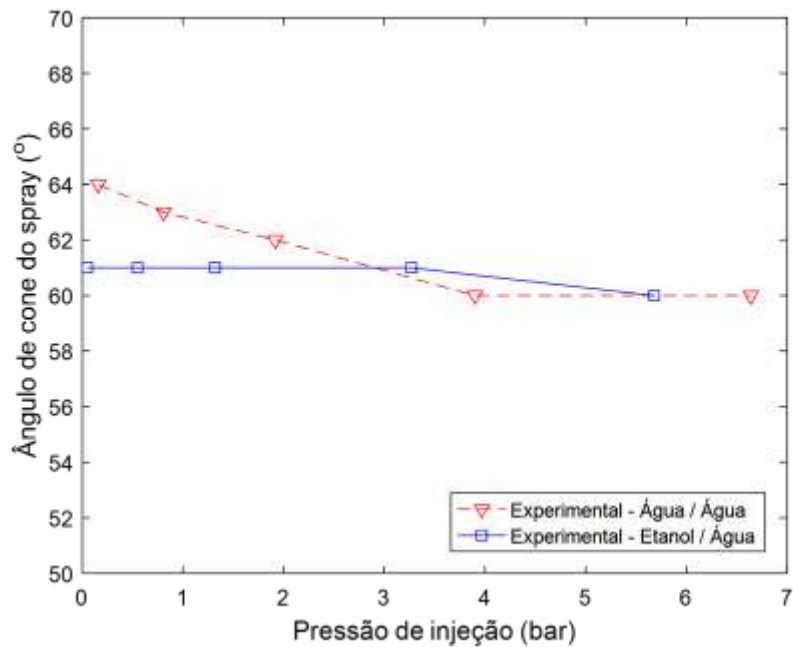


Fonte: Produção do autor.

A Figura 10.25 apresenta os valores experimentais dos ângulos de cone resultantes do *spray* obtido a partir da injeção água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.

Não houve colisão entre etanol gelificado e água, pois a câmara primária injetor proporcionou um ângulo de cone do *spray* menor do que a câmara secundária.

Figura 10.25 - Ângulos de cone resultantes do spray em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.

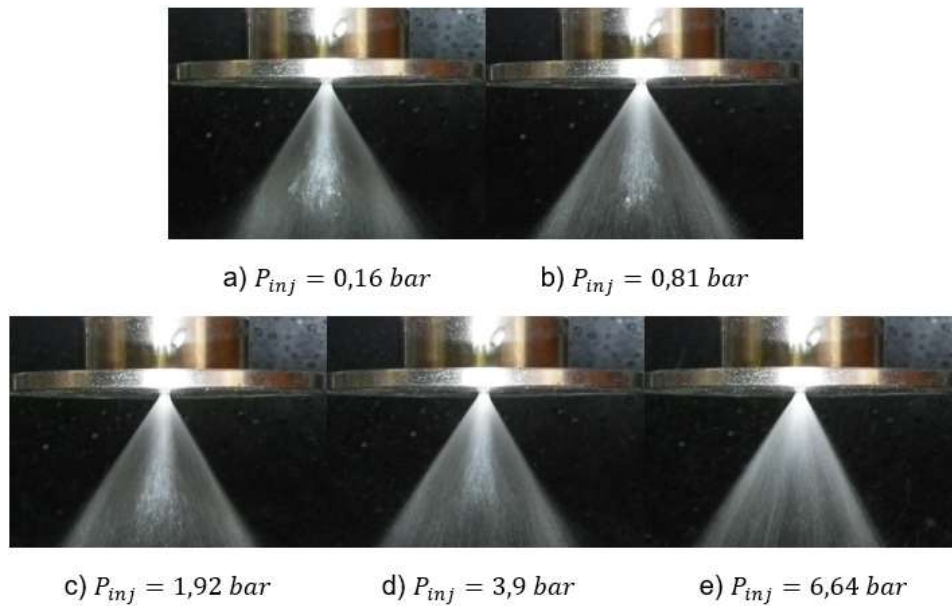


Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 10.25 que os ângulos de cone resultantes do *spray* para ambos os líquidos ficaram muito próximos entre si com uma diferença de aproximadamente 1° na pressão de injeção de 5 bar.

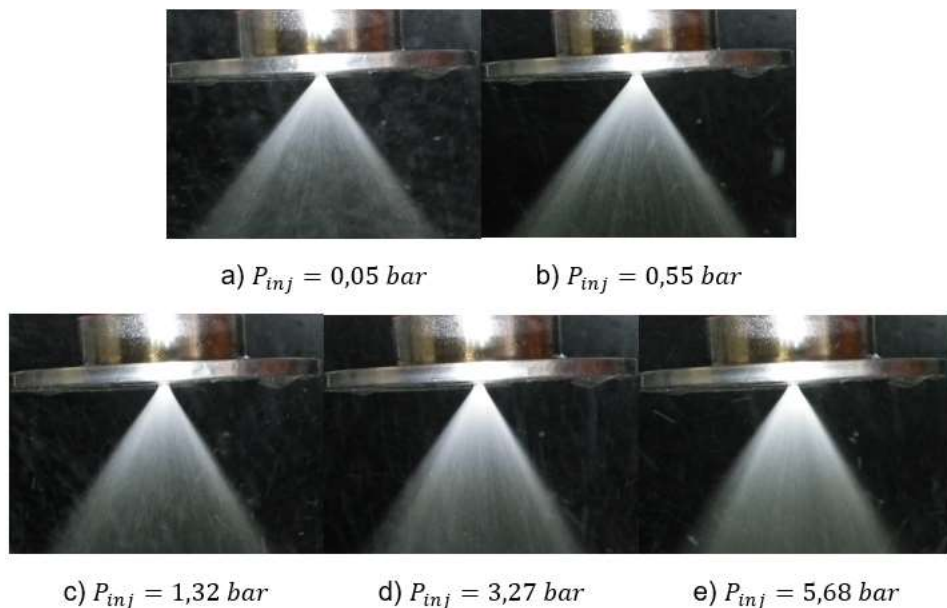
As Figuras 10.26 e 10.27 apresentam imagens do injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água e etanol, respectivamente, e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2 bar.

Figura 10.26 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.27 - Injetor centrífugo dual B operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

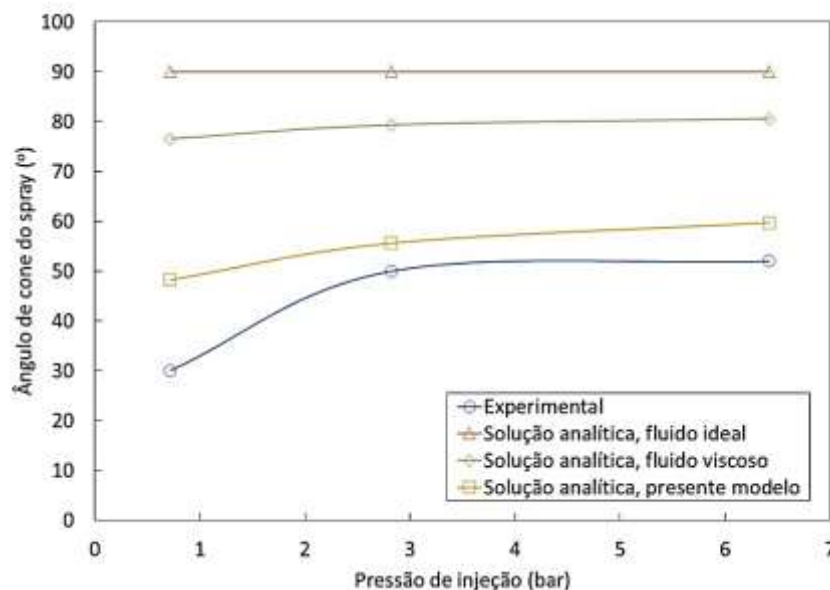
10.2.3. Injetor centrífugo dual C

As Figuras 10.28 e 10.29 e apresentam os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água e etanol, respectivamente, em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C. Não foi possível atomizar o etanol gelificado nesse injetor, pois dentro das condições testadas, a câmara primária opera em regime subcrítico, ou seja, $Re < Re_{crítico} = 1951,5$.

A Figura 10.30 apresenta os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

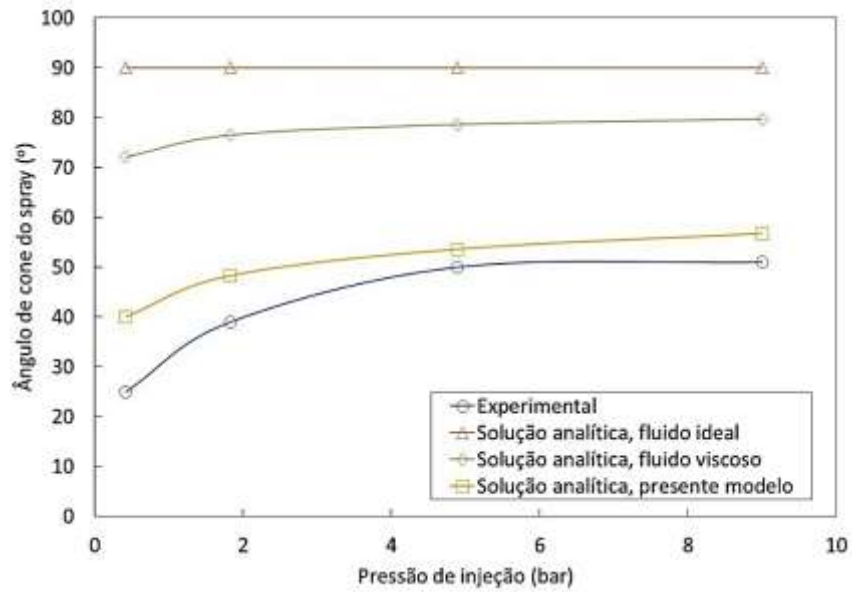
A Figura 10.31 apresenta os valores experimentais do ângulo de cone resultante do *spray* obtido a partir da injeção água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e somente injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.

Figura 10.28 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual C empregando-se água como fluido de teste.



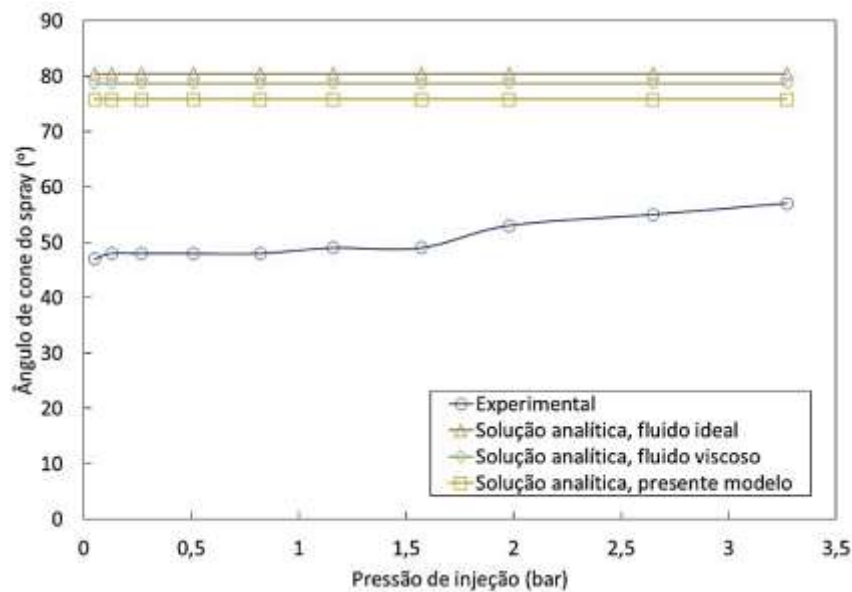
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.29 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual C empregando-se água como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.30 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor centrífugo dual C empregando-se água como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 10.28 e 10.29 que os ângulos de cone do *spray* para água e etanol, respectivamente, em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C apresentam uma boa concordância com os valores experimentais. O maior desvio entre os valores teóricos do presente modelo e os valores experimentais encontram-se nas pressões de injeção menores devido ao regime transiente de formação do *spray* plenamente desenvolvido.

Nota-se na Figura 10.30 que os valores teóricos do presente modelo, apresentam, razoável, concordância com os valores experimentais para pressões de injeção acima de 2 bar. O desvio entre os valores teóricos do presente modelo e os valores experimentais de aproximadamente 30% para pressões de injeção acima de 2 bar. Acima dessa condição, o injetor centrífugo dual B gera um *spray* plenamente desenvolvido.

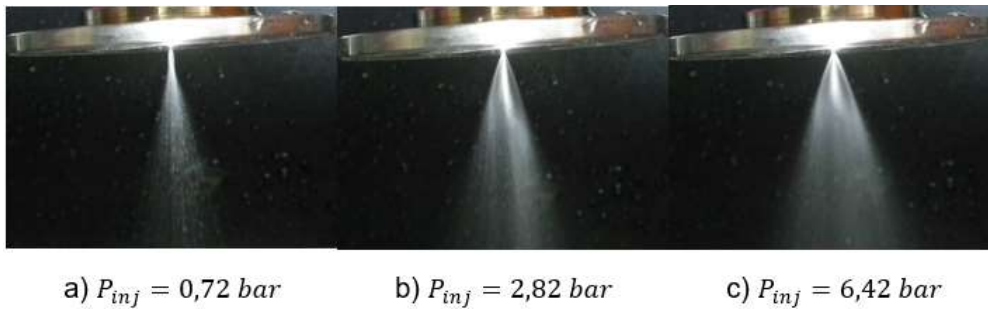
As Figuras 10.31, 10.32 e 10.33 apresentam imagens do injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

A Figura 10.34 apresenta imagens do injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água, como fluido de teste.

A Figura 10.35 apresenta os valores experimentais dos ângulos de cone resultantes do *spray* obtido a partir da injeção água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.

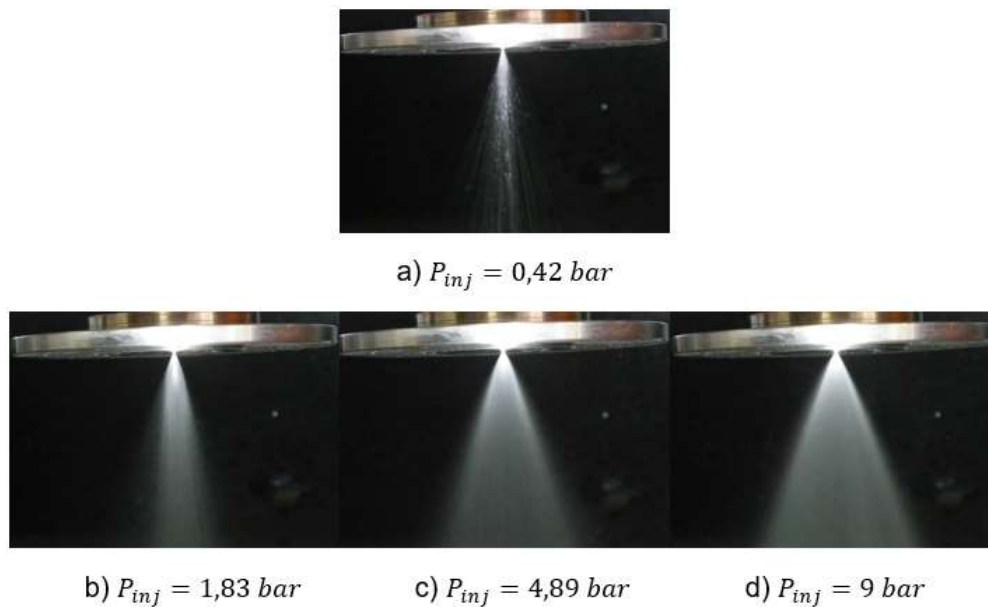
Observa-se na Figura 10.35 que os ângulos de cone resultantes do *spray* para ambos os líquidos ficaram muito próximos com uma diferença de aproximadamente 2° na pressão de injeção de 5 bar.

Figura 10.31 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.32 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol como fluido de teste.



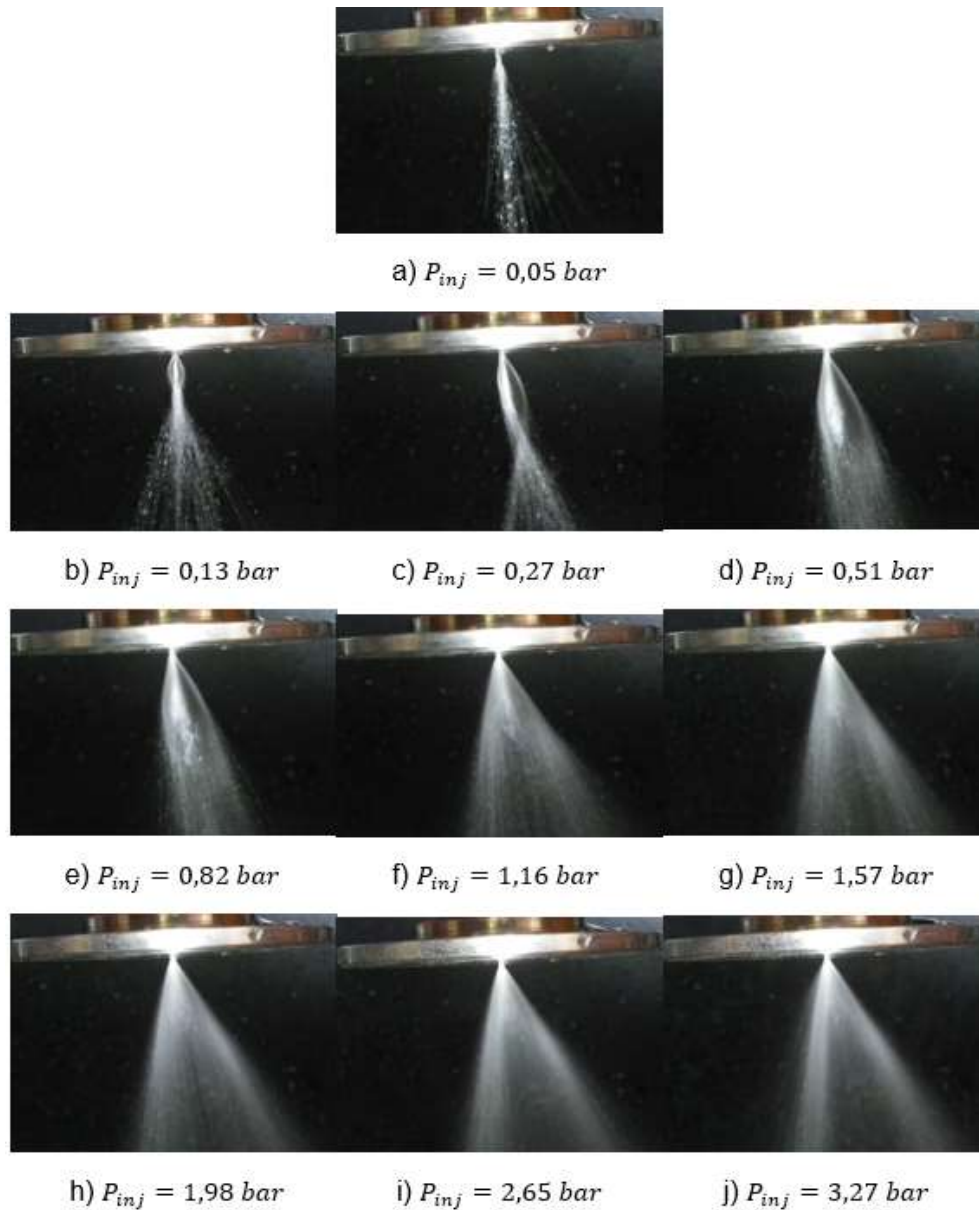
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.33 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

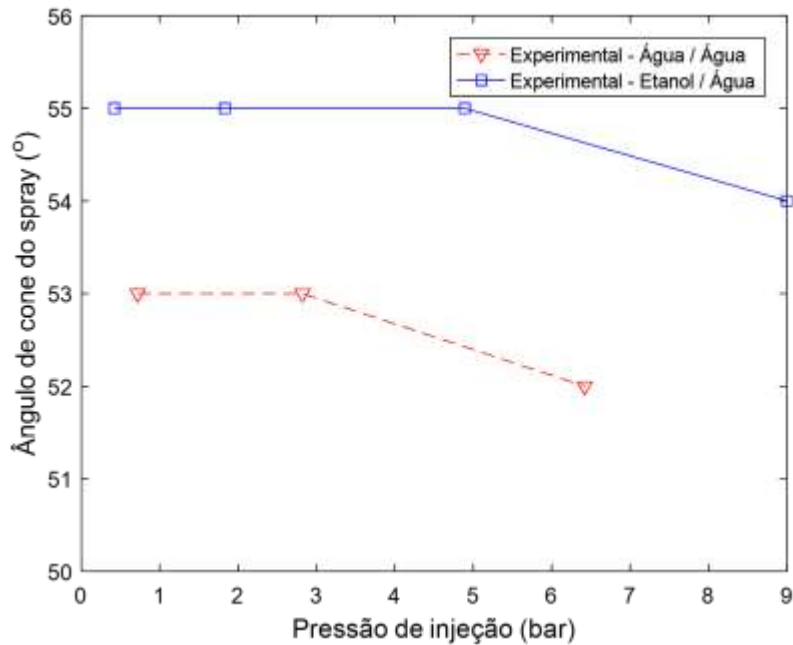
Figura 10.34 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Verifica-se na Figura 10.34, que os *sprays* apresentam um padrão assimétrico decorrentes de um pequeno defeito de fabricação na câmara secundária do injetor centrífugo dual C. Isso pode prejudicar significativamente a mistura e o processo de combustão dos propelentes.

Figura 10.35 - Ângulos de cone resultantes do spray em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Conforme visto no capítulo anterior, não houve colisão entre etanol gelificado e água no injetor centrífugo dual C, pois a câmara primária estava operando em regime de escoamento subcrítico, ou seja, com números de Reynolds inferiores ao número de Reynolds crítico para o etanol gelificado, isto é, $Re < Re_{crítico} = 1951,5$. Assim, não foi possível fornecer energia cinética suficiente para se obter um filme cônico oco na saída do injetor, dentro das condições testadas, devido a viscosidade extremamente elevada.

As Figuras 10.36 e 10.37 apresentam imagens do injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água e etanol, respectivamente, e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2 bar.

Conforme comentado anteriormente, os *sprays* das Figuras 10.36 e 10.37 também apresentam um padrão assimétrico decorrentes de um pequeno defeito de fabricação na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

Figura 10.36 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, como fluido de teste, e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.



a) $P_{inj} = 0,72 \text{ bar}$

b) $P_{inj} = 2,82 \text{ bar}$

c) $P_{inj} = 6,42 \text{ bar}$

Fonte: Produção do autor.

Figura 10.37 - Injetor centrífugo dual C operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol, como fluido de teste, e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.



a) $P_{inj} = 0,42 \text{ bar}$



c) $P_{inj} = 1,83 \text{ bar}$

d) $P_{inj} = 4,89 \text{ bar}$

e) $P_{inj} = 9 \text{ bar}$

Fonte: Produção do autor.

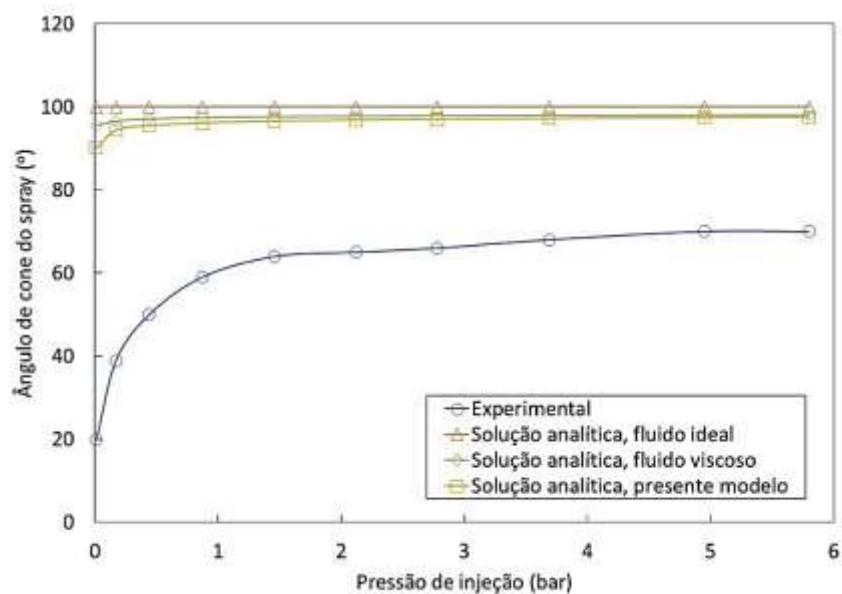
10.2.4. Injetor jato-centrífugo dual

As Figuras 10.38, 10.39 e 10.40 apresentam os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.

A Figura 10.41 apresenta os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água em função da pressão de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.

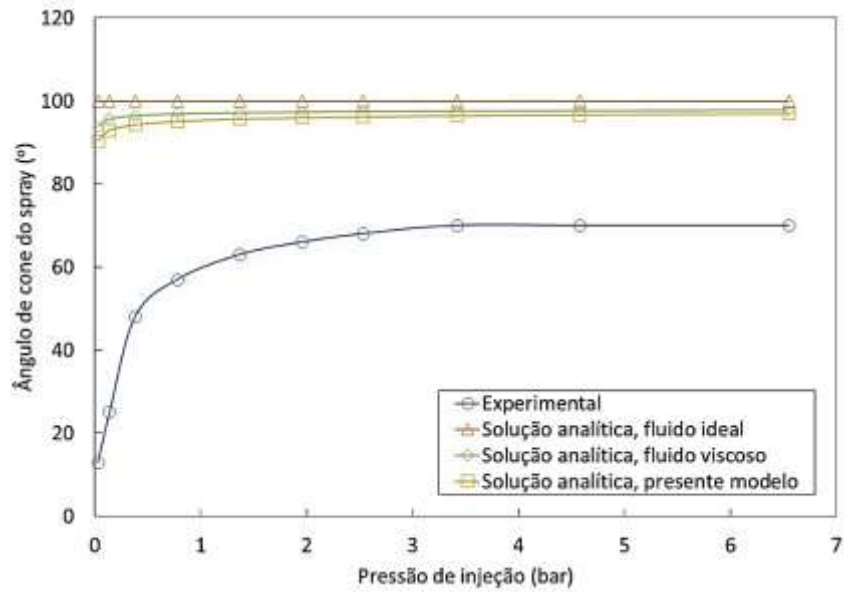
A Figura 10.42 apresenta os valores experimentais do ângulo de cone resultante do *spray* obtido a partir da injeção água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e somente injeção de água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.

Figura 10.38 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* em função da vazão mássica na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual empregando-se água como fluido de teste.



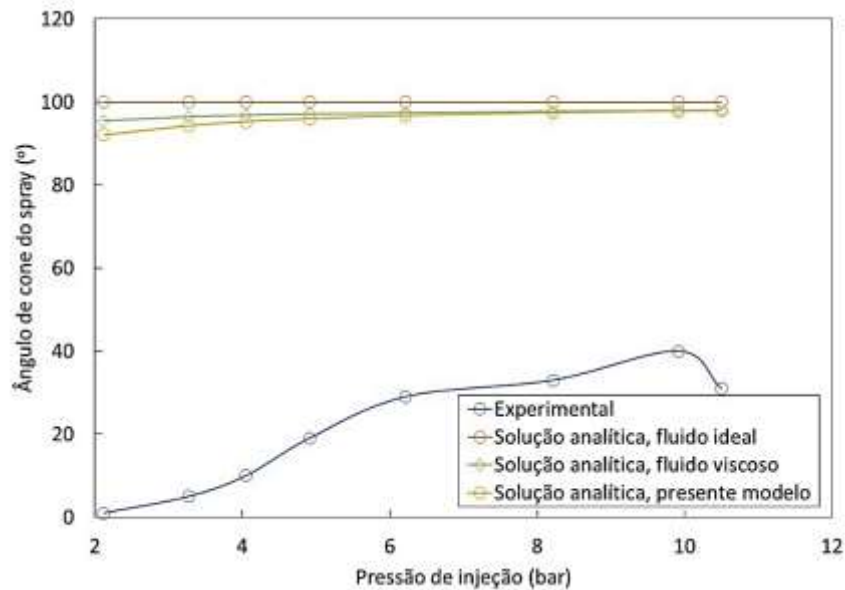
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.39 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual empregando-se etanol como fluido de teste.



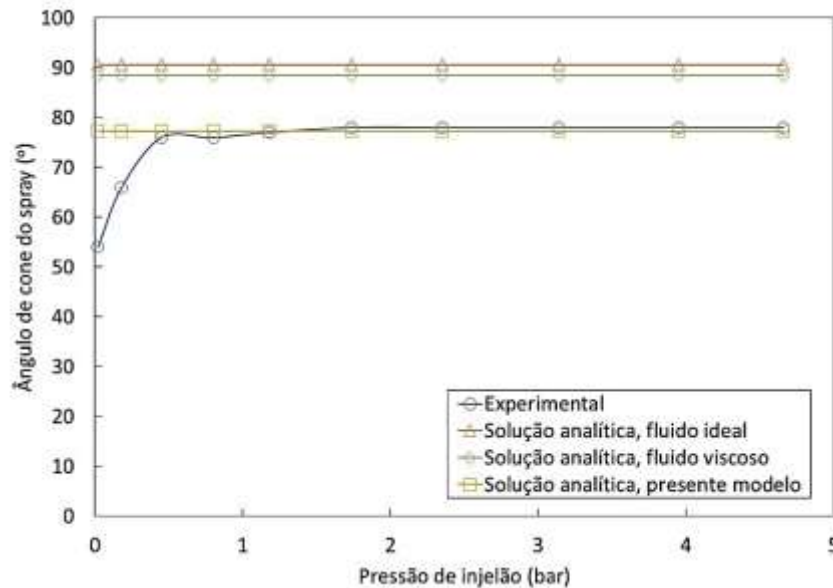
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.40 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual empregando-se etanol gelificado como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.41 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do spray em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual empregando-se água como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 10.38 e 10.39 que os ângulos de cone do *spray* para água e etanol, respectivamente, em função da pressão de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual apresentam uma razoável concordância com os valores experimentais. O desvio entre os valores teóricos do presente modelo e os valores experimentais foi inferior a 30% para ambos os líquidos na pressão de injeção de 5 bar.

Verifica-se ainda que o emprego de água não levou a uma grande divergência dos resultados em comparação ao etanol líquido, pois suas propriedades físico-químicas de relevância para o processo são muito próximas entre si. Os ângulos de cone do *spray* para água e etanol foram semelhantes entre si e mantiveram-se constantes em torno de 70°, conforme visto nas Figuras 10.38 e 10.39, respectivamente.

O injetor jato-centrífugo dual projetado proporciona um ângulo de cone do *spray* semelhante com um orifício de descarga de diâmetro significativamente menor do que o injetor centrífugo dual A, como pode ser visto nas Figuras 10.5 e 10.6. Ambos os injetores, proporcionaram um

ângulo de cone do *spray* de aproximadamente 70°. No entanto, o injetor jato-centrífugo dual e o injetor centrífugo dual A apresentam orifício de descarga com o diâmetro de 0,9 mm e 1,2 mm, respectivamente.

Observa-se na Figura 10.40 que o ângulo de cone do *spray* para o etanol gelificado não concorda com o valor teórico do presente modelo, pois devido à viscosidade extremamente elevada é necessário fornecer mais energia cinética, em comparação aos líquidos newtonianos, para se obter um filme cônico sólido na saída do injetor. Consequentemente, o início do regime de *spray* plenamente desenvolvido foi obtido somente a partir da pressão de injeção acima de 8,222 bar. Diferente do escoamento de fluidos newtonianos em injetores jato-centrífugo duais, o etanol gelificado nesse injetor proporcionou um ângulo de cone do *spray* menor do que no injetor centrífugo dual A.

Nota-se na Figura 10.41 que os valores teóricos do presente modelo concordaram perfeitamente com os valores experimentais ao longo de toda a faixa de operação para pressões de injeção acima de 0,45 bar.

As Figuras 10.42, 10.43 e 10.44 apresentam imagens do injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, como fluidos de teste.

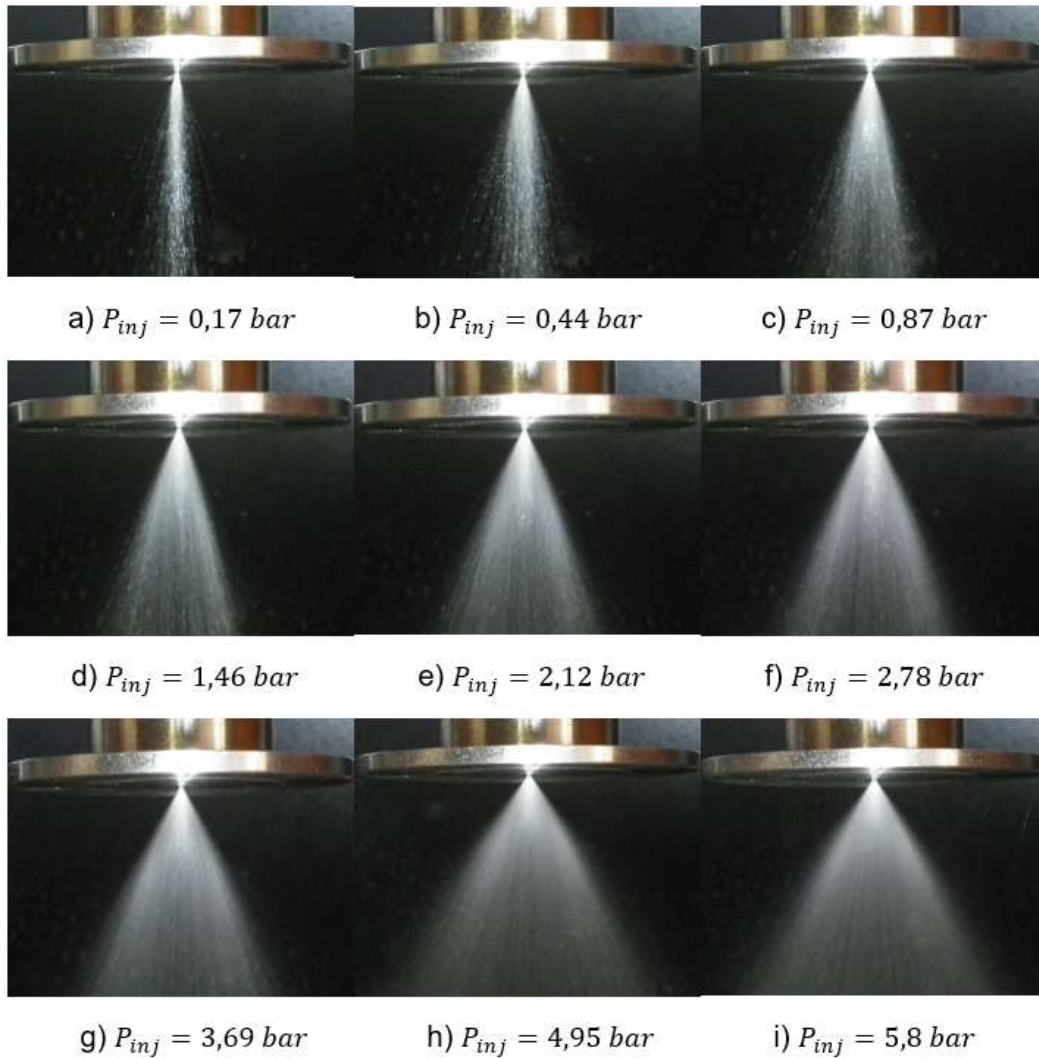
A Figura 10.45 apresenta imagens do injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água, como fluido de teste.

A Figura 10.46 apresenta os valores experimentais dos ângulos de cone resultantes do *spray* obtido a partir da injeção água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.

Conforme visto anteriormente, não houve colisão entre os ângulos de cone do *spray* do etanol gelificado e da água nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor jato-centrífugo dual, pois a

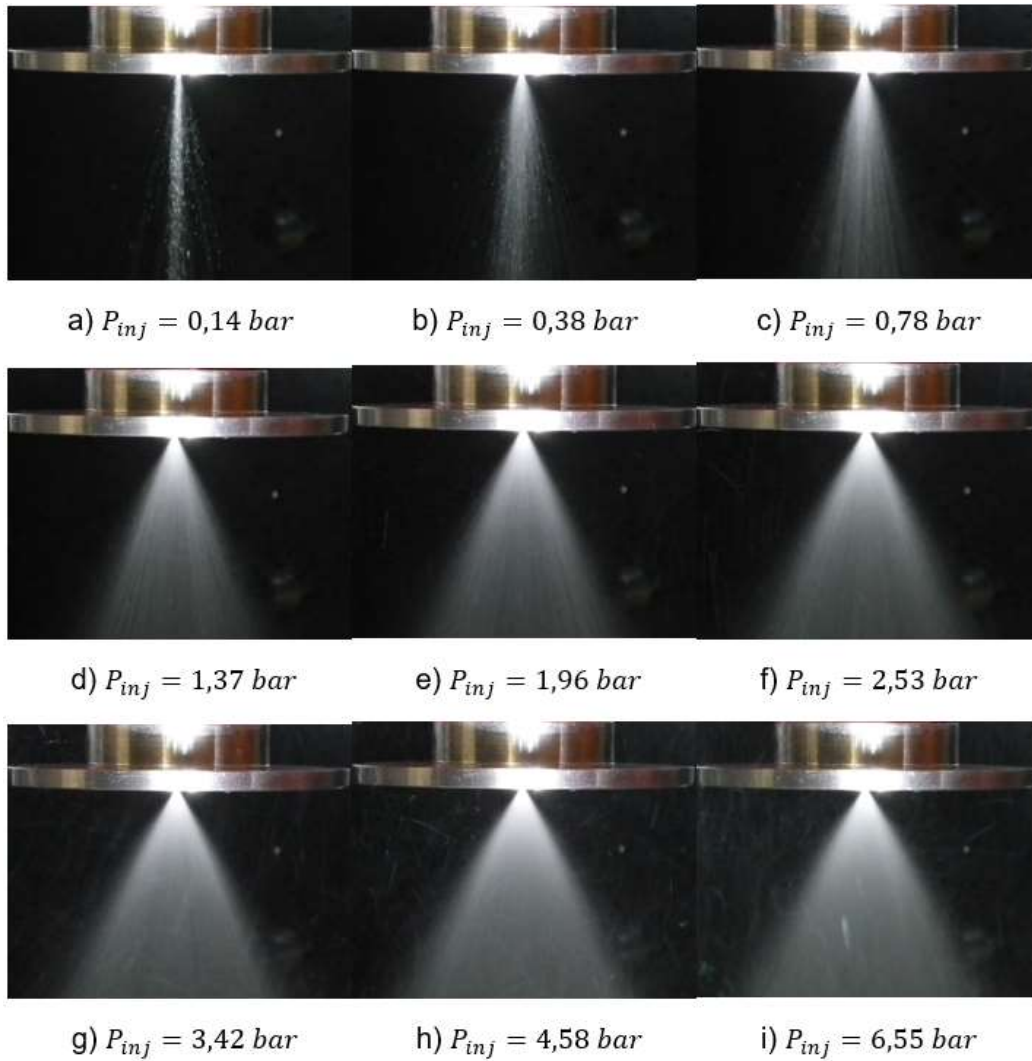
câmara primária injetor proporcionou um ângulo de cone do *spray* menor do que a câmara secundária.

Figura 10.42 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água como fluido de teste.



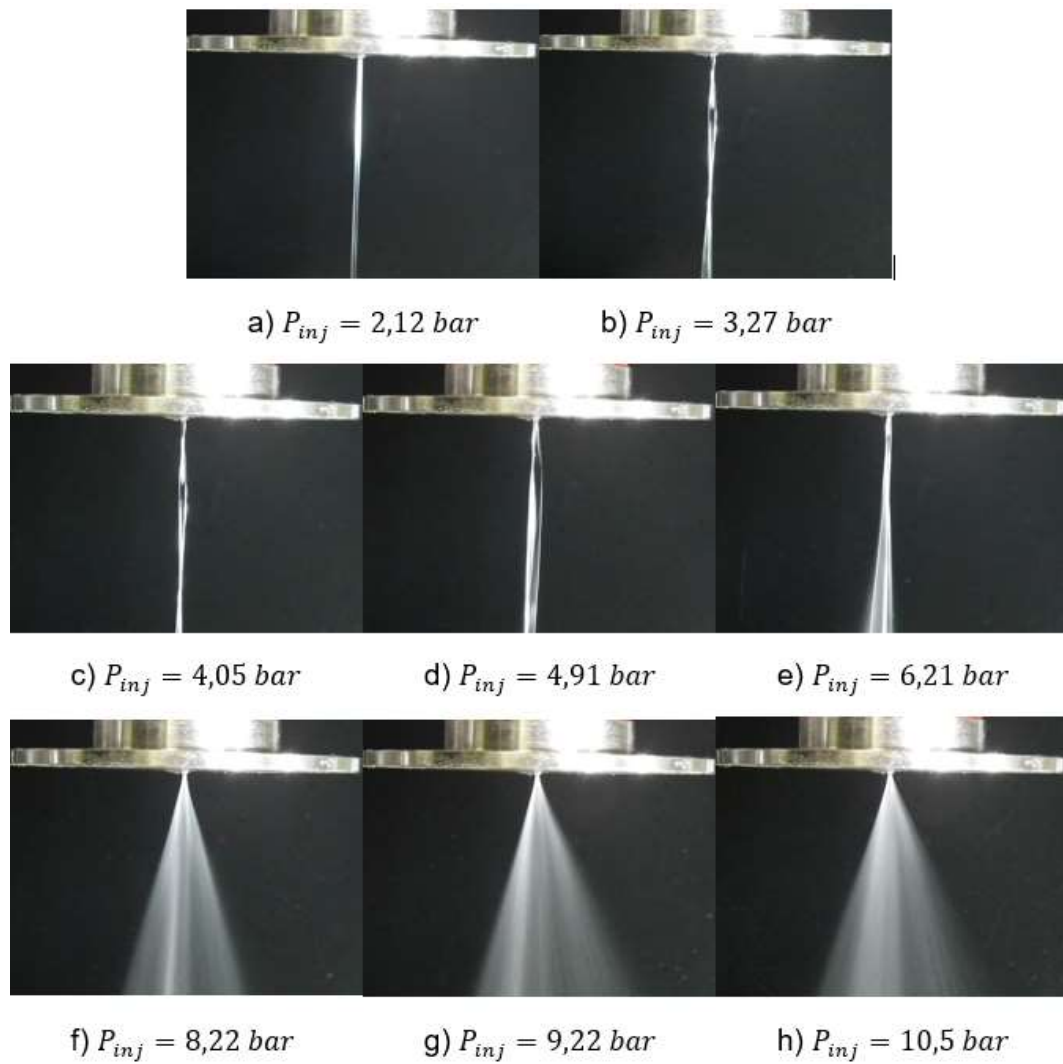
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.43 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol como fluido de teste.



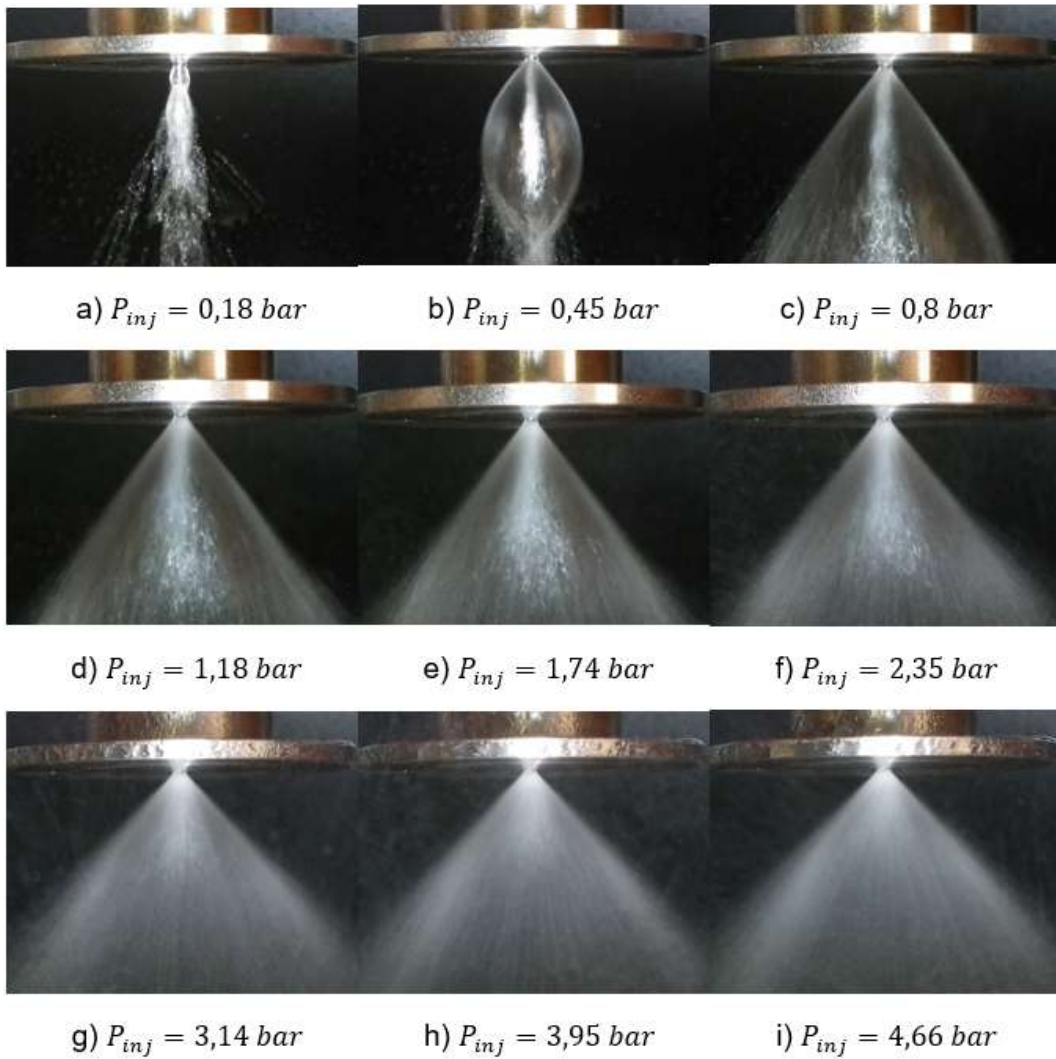
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.44 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol gelificado como fluido de teste.



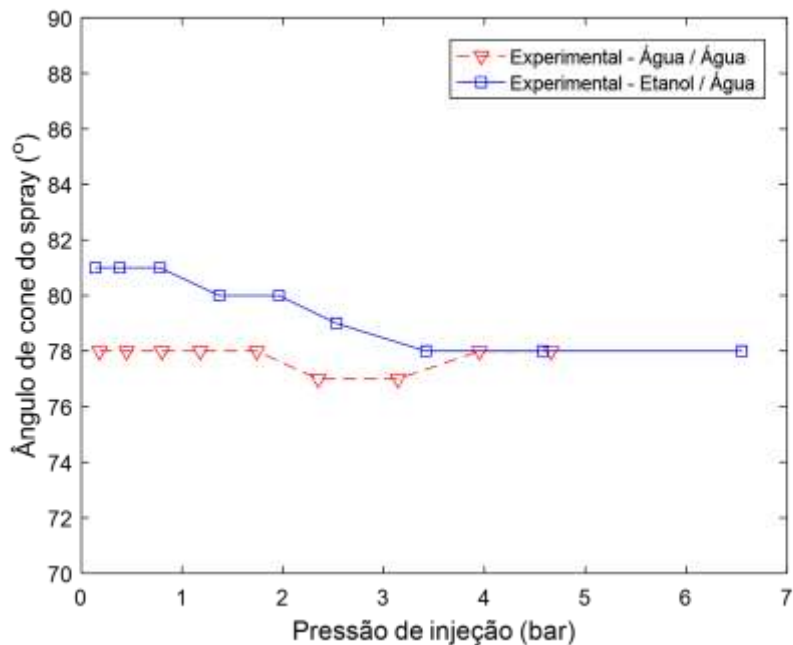
Fonte: Produção do autor.

Figura 10.45 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara secundária utilizando água como fluido de teste.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.46 - Ângulos de cone resultante do spray em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.



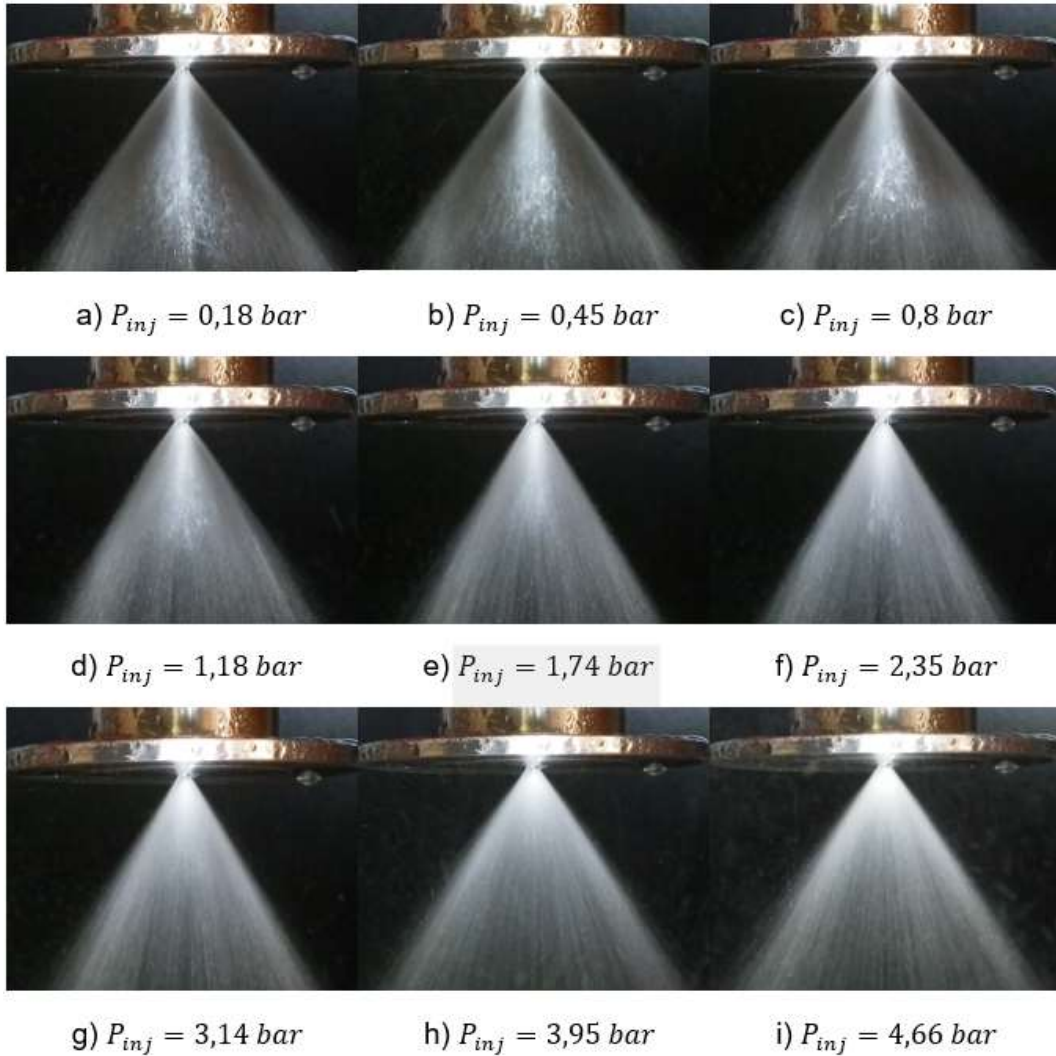
Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 10.46 que os ângulos de cone resultantes do *spray* para ambos os líquidos ficaram muito próximos entre si com uma diferença de aproximadamente 1° na pressão de injeção de 5 bar. A colisão dos cones dos *sprays* ocorreria a partir da pressão de injeção de, aproximadamente, 1 bar na câmara primária do injetor jato-centrífugo.

Conforme visto anteriormente, não houve colisão entre etanol gelificado e água no injetor jato-centrífugo dual, dentro das condições testadas, pois a câmara primária injetor proporcionou um ângulo de cone do *spray* menor do que a câmara secundária.

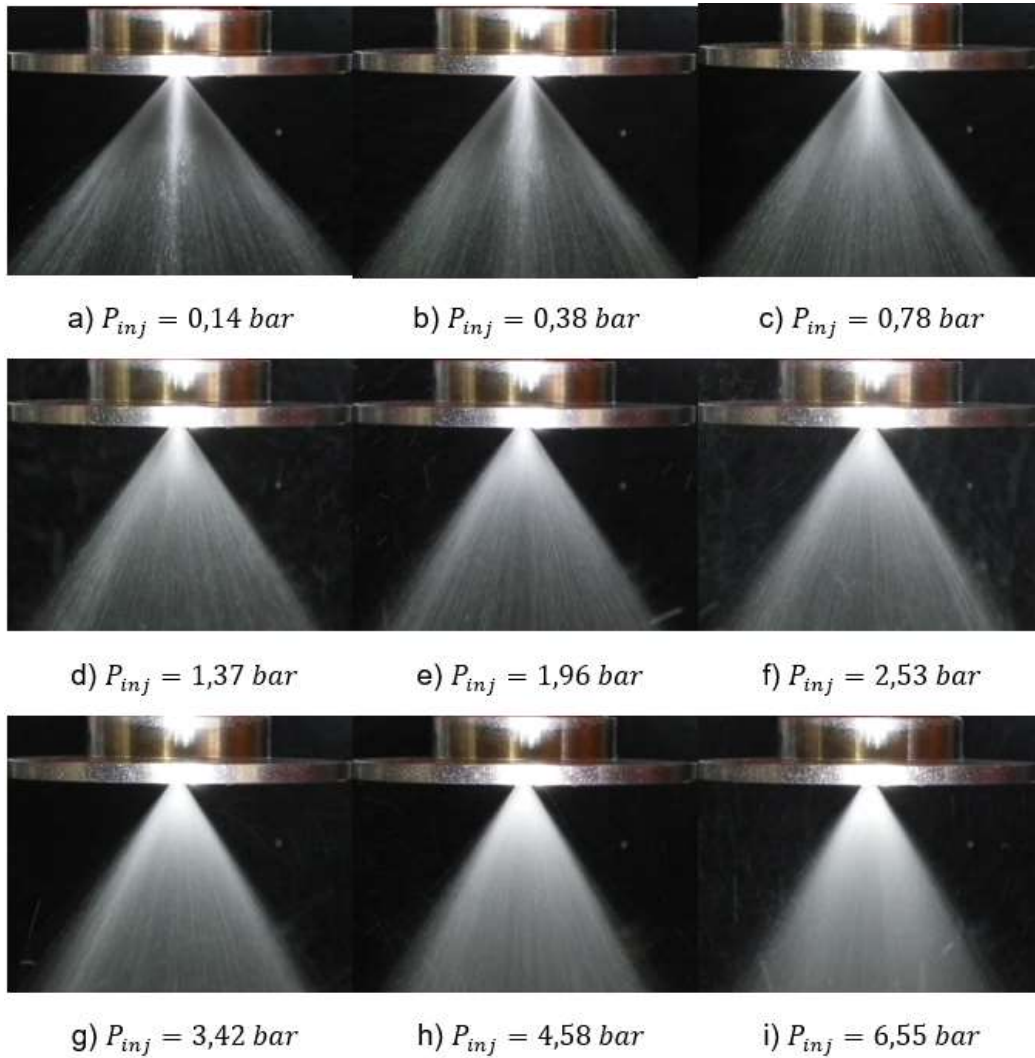
As Figuras 10.47 e 10.48 apresentam imagens do injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água e etanol, respectivamente, e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2 bar.

Figura 10.47 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água, como fluido de teste, e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Figura 10.48 - Injetor jato-centrífugo dual operando em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando etanol, como fluido de teste, e operando simultaneamente com água na câmara secundária na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

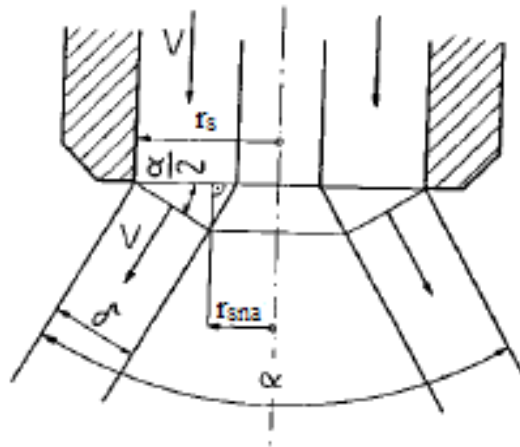
10.3. Espessura do filme líquido em injetores centrífugos

Em injetores centrífugos o líquido sai do orifício de descarga na forma de uma folha cônica fina que se atenua rapidamente enquanto se espalha radialmente para o exterior e finalmente desintegra-se em ligamentos e então gotas. A desintegração intensiva do filme líquido (atomização) ocorre diretamente na saída do injetor (BAYVEL; ORZECHOWSKI, 1993).

A espessura do filme líquido δ depende da geometria do injetor, das propriedades do líquido, das propriedades do ambiente e das condições de operação do injetor. A espessura δ é, portanto, um dos principais parâmetros característicos dos injetores centrífugos.

Como proposto por Strulevich, a espessura δ pode ser calculada aproximadamente da seguinte forma, de acordo com a Figura 10.49 (KULAGIN; OKHOTNIKOV, 1970).

Figura 10.49 - Desenho esquemático para o cálculo da espessura do filme líquido.



Fonte: Adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993).

A partir da equação da continuidade, segue-se que:

$$\mu\pi r_s^2 V = AV \quad (10.1)$$

onde μ é o coeficiente de descarga, r_s o raio do orifício de descarga, V a velocidade total de descarga e A é a área da seção transversal, igual a superfície lateral de um cone truncado.

$$A = \pi\delta(r_s + r_{sna}) = \pi\delta\left(2r_s - \delta \cos\frac{\alpha}{2}\right) \quad (10.2)$$

onde r_{sna} é o raio do vórtice de gás.

Após a substituição e alguns rearranjos, obtém-se a equação quadrática com respeito a δ/r_s :

$$\cos\frac{\alpha}{2}\left(\frac{\delta}{r_s}\right)^2 - 2\frac{\delta}{r_s} + \mu = 0 \quad (10.3)$$

Resolvendo esta equação, têm-se duas raízes, onde apenas $\delta/r_s < 1$ tem significado físico, isto é:

$$\frac{\delta}{r_s} = \frac{1 - \sqrt{1 - \mu \cos\frac{\alpha}{2}}}{\cos\frac{\alpha}{2}} \quad (10.4)$$

A fim de calcular δ , os valores de μ e α devem ser conhecidos a partir de medições.

Kulagin e Okhotnikov (1970) descrevem uma maneira alternativa para o cálculo da espessura do filme líquido, considerando:

$$\delta = \frac{r_s - r_{sna}}{\cos\frac{\alpha}{2}} \quad (10.5)$$

O ângulo α pode ser calculado a partir de:

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \frac{\bar{v}}{V} = \frac{\mu K r_s}{\frac{1}{2}(r_s + r_{sna})} \quad (10.6)$$

Substituindo $\cos(\alpha/2)$, a partir da Equação 10.5, na Equação 10.6, obtém-se uma equação para calcular a espessura do filme cônico de líquido na saída do orifício de descarga:

$$\delta = 2\mu K r_s \quad (10.7)$$

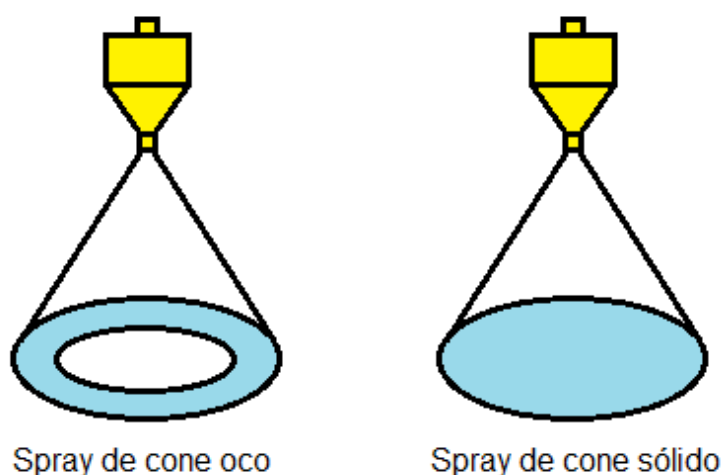
Existem diversos modelos empíricos e semiempíricos desenvolvidos para determinação da espessura do filme líquido em injetores centrífugos e jato-centrífugos que são apresentados em detalhes por Fischer (2014).

10.4. Resultados obtidos para espessura do filme líquido

A seguir são apresentados os valores teóricos estimados da espessura do filme líquido em função da pressão de injeção dos injetores centrífugos duais A, B, C e na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual com base na teoria proposta por Strulevich.

No injetor jato-centrífugo dual, devido à presença do jato axial na câmara primária, produz na saída do orifício de descarga um padrão de *spray* na forma de um cone “sólido” ao invés de um cone oco como nos injetores centrífugos, conforme Figura 10.50. Por isso, não é possível estimar a espessura do filme líquido na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.

Figura 10.50 - Padrões de sprays gerados por injetores.



Fonte: Produção do autor.

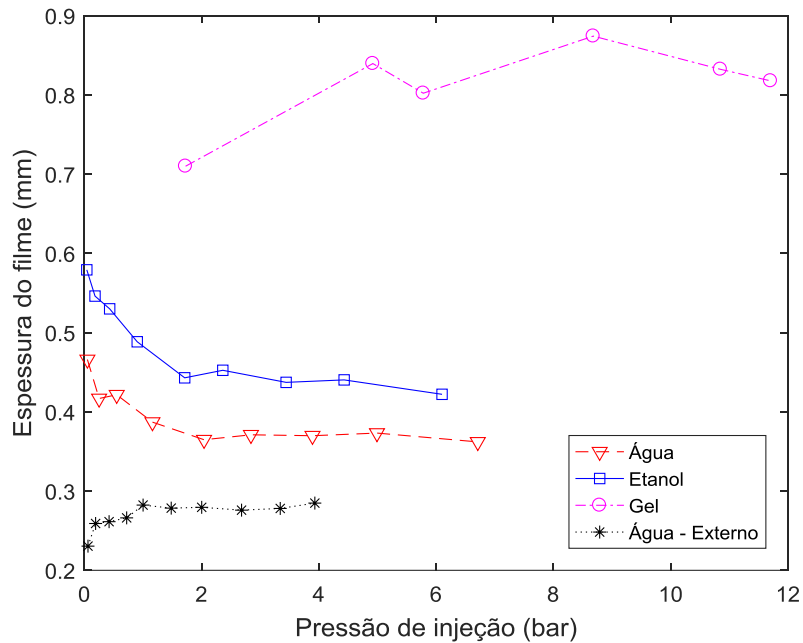
10.4.1. Injetor centrífugo dual A

A Figura 10.51 apresenta os valores teóricos estimados da espessura do filme líquido na saída do orifício de descarga da câmara primária utilizando água, etanol ou etanol gelificado, como fluido de teste, e na câmara secundária do injetor centrífugo dual A utilizando somente água.

Observa-se na Figura 10.51 que a espessura do filme líquido do etanol é um pouco maior do que para água, devido à sua maior viscosidade. No caso do etanol gelificado, essa espessura é ainda maior do que os demais líquidos e ocorre um incremento da espessura com o aumento da pressão de injeção. Como mencionado anteriormente, o efeito da viscosidade é reduzir a quantidade de movimento angular do líquido dentro do injetor, devido às perdas por atrito. Uma maior perda da quantidade de movimento angular resulta na formação de um filme mais espesso e a consequência disso é o aumento da distância necessária para que ocorra desintegração do filme líquido na saída do injetor centrífugo, o aumento da velocidade de injeção e do coeficiente de descarga e também a diminuição do ângulo de cone do *spray*. Essa característica resulta numa diminuição do tempo de residência do

propelente na câmara de combustão e conseqüentemente resulta no aumento do comprimento da mesma.

Figura 10.51 - Valores teóricos estimados da espessura do filme líquido através de dados experimentais para a câmara primária do injetor centrífugo dual A.



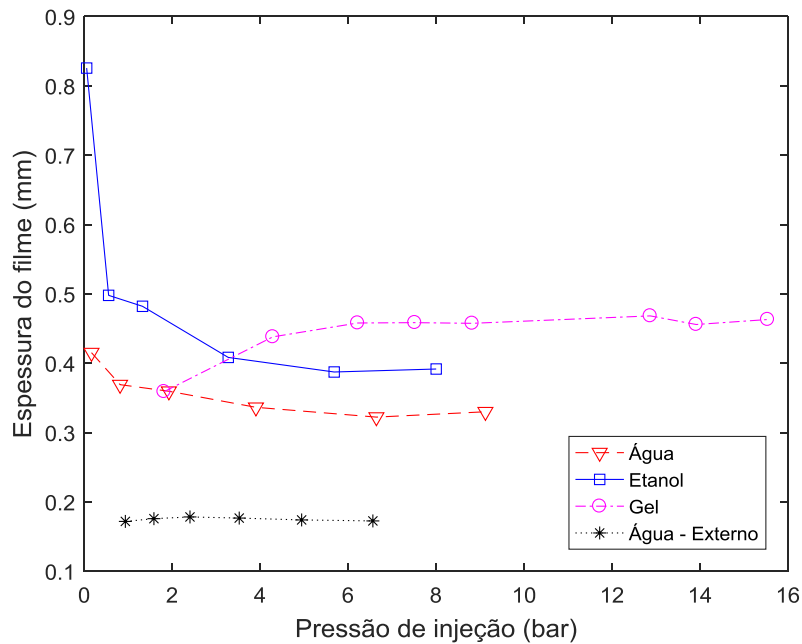
Fonte: Produção do autor.

10.4.2. Injetor centrífugo dual B

A Figura 10.52 apresenta os valores teóricos estimados da espessura do filme líquido na saída do orifício de descarga da câmara primária utilizando água, etanol ou etanol gelificado, como fluido de teste, e na câmara secundária do injetor centrífugo dual B utilizando somente água.

Observa-se na Figura 10.52 um comportamento, semelhante à Figura 10.51, para os três fluidos de teste. No entanto, no caso do etanol gelificado, houve uma significativa redução da espessura do filme aproximando-se ao do etanol líquido.

Figura 10.52 - Valores teóricos estimados da espessura do filme líquido através de dados experimentais para a câmara primária do injetor centrífugo dual B.



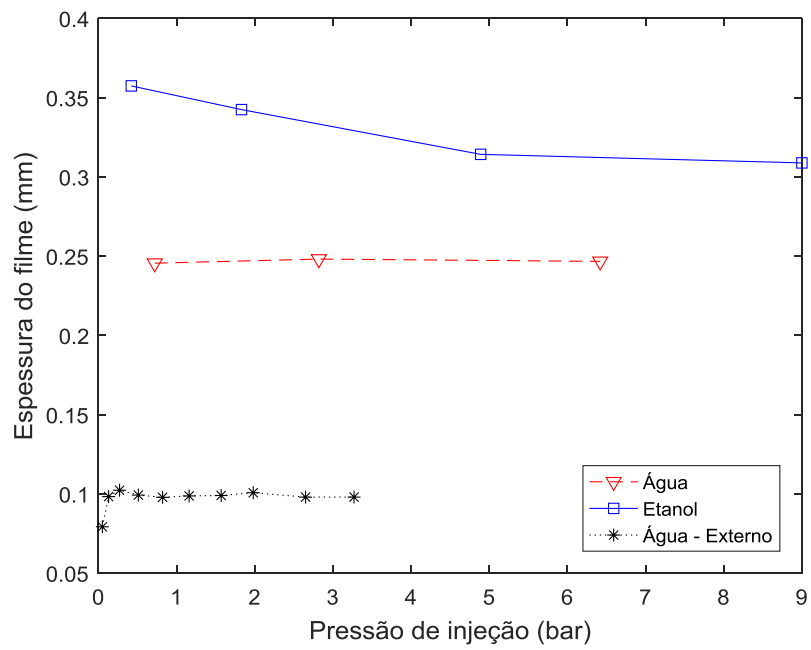
Fonte: Produção do autor.

10.4.3. Injetor centrífugo dual C

A Figura 10.53 apresenta os valores teóricos estimados da espessura do filme líquido na saída do orifício de descarga da câmara primária utilizando água ou etanol, como fluido de teste, e na câmara secundária do injetor centrífugo dual C utilizando somente água.

Observa-se na Figura 10.53 um comportamento, semelhante as Figuras 10.52 e 10.51, para etanol e a água. No entanto, no caso do etanol gelificado, não foi possível formar um filme cônico do fluido para atomização, pois a câmara primária estava operando em regime de escoamento subcrítico, ou seja, com números de Reynolds inferiores ao número de Reynolds crítico para o etanol gelificado, isto é, $Re < Re_{crítico} = 1951,5$. Assim, não foi possível fornecer energia cinética suficiente para se obter um filme cônico oco na saída do injetor, dentro das condições testadas, devido a viscosidade extremamente elevada.

Figura 10.53 - Valores teóricos estimados da espessura do filme líquido através de dados experimentais para o injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

11. DIÂMETRO DAS GOTAS FORMADAS PELOS INJETORES

Um *spray* é geralmente considerado como um sistema de gotas imerso em uma fase gasosa contínua. A maioria dos injetores na prática gera gotas na faixa de tamanho a partir de alguns micrometros até cerca de 500 micra.

Devido à natureza heterogênea do processo de atomização, os fios e ligamentos formados pelos vários mecanismos de desintegração de jatos e folhas fazem variar os diâmetros das gotas e os diâmetros médios correspondentes. Injetores na prática não produzem *sprays* de tamanho de gotas uniformes em qualquer condição de funcionamento concebido, mas, em vez disso, o *spray* contém um espectro de tamanho de gotas distribuído sobre alguns valores médios definidos arbitrariamente (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

Devido à sua ampla variedade de aplicações, os injetores centrífugos têm atraído a atenção de muitos trabalhos científicos e têm sido objeto de consideráveis estudos teóricos e experimentais. No entanto, apesar destes esforços, o conhecimento sobre a atomização destes injetores é ainda insatisfatório. A física não é completamente compreendida, os dados disponíveis e as correlações empíricas possuem validade questionável e existe pequena concordância entre os vários pesquisadores quanto à relação exata entre as propriedades dos líquidos, dimensões do injetor e o tamanho médio das gotas (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

A causa dessa situação insatisfatória tem vários motivos: a grande complexidade do processo de atomização, diferenças nas dimensões e condições de operação dos injetores estudados e incertezas associadas com as técnicas de medida do tamanho de gotas.

As principais propriedades do *spray* incluem o tamanho médio de gotas, distribuição do tamanho de gotas e ângulo do cone de *spray*. A qualidade de um processo de atomização é geralmente descrita em termos do tamanho médio de gotas que será descrito a seguir.

11.1. Diâmetros médios

Em muitos cálculos de transferência de massa e processos de escoamento é conveniente trabalhar apenas com diâmetros característicos em vez da distribuição completa do tamanho de gotas. O conceito de diâmetro médio foi generalizado e sua notação foi padronizada por Mugele e Evans (1951). Em geral, tem-se:

$$D_{ab} = \left(\frac{\sum N_i D_i^a}{\sum N_i D_i^b} \right)^{1/(a-b)} \quad (11.1)$$

onde a e b podem ter quaisquer valores correspondentes ao efeito investigado e a soma de $a + b$ é chamada de ordem do diâmetro médio, i denota a faixa do tamanho de gotas considerado, N_i é o número de gotas na faixa do tamanho de gotas i e D_i é o diâmetro médio da faixa do tamanho de gotas i .

Assim, por exemplo, D_{10} é o valor médio linear ou simples de todas as gotas no *spray*; D_{30} é o diâmetro de uma gota cujo volume, se multiplicado pelo número de gotas, é igual ao volume total da amostra; e D_{32} (*SMD*) é o diâmetro de gotas cuja razão entre o volume pela área superficial é proporcional à razão de todo o *spray*.

Esses e outros diâmetros médios importantes são listados na Tabela 11.1, juntamente com seus campos de aplicação como sugerido por Mugele e Evans (1951).

Várias definições do tamanho médio de gotas são disponíveis na literatura dos quais a mais amplamente utilizada é o diâmetro médio de Sauter (*SMD*, pelas iniciais em inglês), que é proporcional à razão entre o volume pela superfície do *spray*. Esta definição de diâmetro médio de Sauter tem significado especial para aplicação de transferência de calor ou massa, tais como secagem por pulverização e combustão de *sprays* de combustível líquido.

Tabela 11.1 - Diâmetros médios e suas aplicações.

a	b	$a + b$ (ordem)	Símbolo	Nome do diâmetro médio	Expressão	Aplicação
1	0	1	D_{10}	Comprimento	$\frac{\sum N_i D_i}{\sum N_i D_i}$	Comparações
2	0	2	D_{20}	Área superficial	$\left(\frac{\sum N_i D_i^2}{\sum N_i D_i}\right)^{1/2}$	Controle da área superficial
3	0	3	D_{30}	Volume	$\left(\frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i D_i}\right)^{1/3}$	Controle do volume, hidrologia
2	1	3	D_{21}	Área superficial - comprimento	$\frac{\sum N_i D_i^2}{\sum N_i D_i}$	Absorção
3	1	4	D_{31}	Volume - comprimento	$\left(\frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i D_i}\right)^{1/2}$	Evaporação, difusão molecular
3	2	5	D_{32}	Sauter (<i>SMD</i>)	$\frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i D_i^2}$	Transferência de massa, reação
4	3	7	D_{43}	De Brouckere ou Herdan	$\frac{\sum N_i D_i^4}{\sum N_i D_i^3}$	Equilíbrio de combustão

Fonte: Adaptada de Lefebvre e McDonell (2017).

11.2. Diâmetros representativos

Para a maioria das propostas de engenharia, a distribuição do tamanho de gotas em um *spray* pode ser representada concisamente como uma função de dois parâmetros, um dos quais é um diâmetro representativo e o outro uma medida da faixa do tamanho de gotas. Em alguns casos pode ser vantajoso introduzir outro termo, tal como um parâmetro para expressar o tamanho de gota mínimo, mas basicamente deve haver pelo

menos dois parâmetros para descrever a distribuição do tamanho de gotas (LEFEBVRE; McDONELL, 2017).

Há muitas escolhas possíveis de diâmetros representativos, cada um dos quais pode desempenhar um papel na definição de uma função de distribuição. As várias possibilidades incluem as seguintes:

$D_{0,1}$ ou Dv_{10} - diâmetro representativo onde 10% do volume total de líquido atomizado é constituído de gotas com diâmetros menores ou iguais ao valor indicado.

$D_{0,5}$ ou Dv_{50} - diâmetro representativo onde 50% do volume total de líquido atomizado é constituído de gotas com diâmetros menores ou iguais ao valor indicado. Este é também conhecido como o diâmetro médio de massa (DMM).

$D_{0,635}$ - diâmetro representativo onde 63,5% do volume total de líquido atomizado é constituído de gotas com diâmetros menores ou iguais ao valor indicado. Este é também conhecido como o diâmetro característico.

$D_{0,9}$ ou Dv_{90} - diâmetro representativo onde 90% do volume total de líquido atomizado é constituído de gotas com diâmetros menores ou iguais ao valor indicado.

$D_{0,999}$ - diâmetro representativo onde 99,9% do volume total de líquido atomizado é constituído de gotas com diâmetros menores ou iguais ao valor indicado. Este é também conhecido como o diâmetro máximo.

D_{pico} - valor do diâmetro correspondente ao pico da curva de distribuição da frequência do tamanho de gotas.

É de suma importância distinguir a diferença entre o conceito de diâmetro representativo e um diâmetro que fornece uma indicação da qualidade de atomização. Quaisquer dos diâmetros listados acima podem ser usados como um diâmetro representativo para descrever a distribuição do tamanho de gotas, mas apenas o *SMD* pode indicar corretamente a qualidade ou finura do *spray* a partir de um ponto de vista da combustão. É fortemente recomendado, portanto, que para aplicações de combustão

o *SMD* seja usado para descrever a qualidade da atomização, uma vez que o uso de qualquer diâmetro representativo poderia levar a conclusões errôneas sobre a finura do *spray*.

Outros parâmetros estatísticos também podem ser analisados:

Fator de espalhamento relativo (*Relative Span Factor*) Δv é um parâmetro adimensional que indica a uniformidade da distribuição do tamanho de gota, definido como:

$$\Delta v = \frac{Dv_{90} - Dv_{10}}{Dv_{50}} \quad (11.2)$$

É importante definir os conceitos de média, mediana e moda que às vezes são usados de maneira incorreta no momento das interpretações estatísticas e na análise dos tamanhos de partículas.

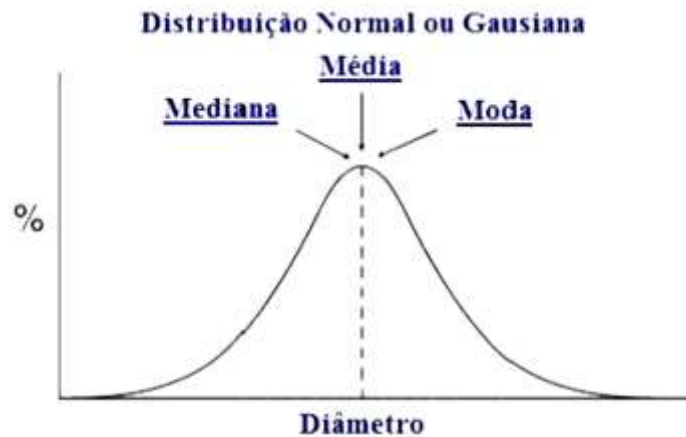
A média é definida como a média aritmética dos dados coletados relacionado ao tamanho das partículas.

A mediana é o valor do tamanho de partícula, que divide a população de partículas em duas partes iguais. Ou seja, já 50% das partículas com diâmetro acima da mediana e 50% abaixo da mediana.

A moda é o valor comum da distribuição de frequência. Ou seja, o ponto mais alto da curva de frequência.

Se a distribuição for normal ou gaussiana, a média, a moda e a mediana serão encontradas exatamente na mesma posição, conforme mostra a Figura 11.1.

Figura 11.1 - Exemplo de uma distribuição gaussiana.



Fonte: Adaptada de Vásquez (2011).

Se a distribuição for bimodal, conforme mostra a Figura 11.2, então a média, a mediana e a moda não coincidirão.

Figura 11.2 - Exemplo de uma distribuição bimodal.



Fonte: Adaptada de Vásquez (2011).

A média do diâmetro estará quase exatamente entre as duas distribuições como é mostrado na Figura 11.2. É importante indicar que não há partículas com este valor da média. A mediana encontra-se no 1% da distribuição do maior tamanho de partículas das duas distribuições, já que este é o ponto que divide a distribuição completa exatamente em dois. A moda encontra-se no ponto mais alto da curva maior, já que este é o valor mais comum do tamanho encontrado. Este exemplo ilustra que não há razão alguma para pensar que a média, mediana e moda tenham que ser

idênticas ou semelhantes. Isso depende muito da simetria gerada pela distribuição de gotas (VÁSQUEZ, 2011).

11.3. Relações do tamanho de gotas

Infelizmente, os processos físicos envolvidos na atomização ainda não são suficientemente bem compreendidos para que os diâmetros médios possam ser expressos em termos de equações derivadas a partir dos princípios básicos da atomização. O caso mais simples da quebra de um jato líquido é estudado teoricamente por mais de 100 anos, mas os resultados dos estudos têm falhado e não predizem as características do *spray* em um nível satisfatório de precisão (LEFEBVRE; MCDONELL, 2017).

Devido à complexidade dos vários fenômenos físicos envolvidos em injetores centrífugos, o estudo da atomização é realizado principalmente por métodos empíricos produzindo correlações para o tamanho médio de gotas na forma:

$$SMD \propto \sigma^a \nu^b \dot{m}^c \Delta P^d \quad (11.3)$$

Uma das primeiras equações e mais amplamente citadas é a de Radcliffe (1960):

$$SMD = 7,3\sigma^{0,6}\nu^{0,2}\dot{m}^{0,25}\Delta P^{-0,4} \quad (11.4)$$

Esta equação foi derivada a partir de uma análise de dados experimentais obtidos por Turner e Moulton (1943), Needham (1946) e Joyce (1949). Trabalhos subsequentes realizados por Jasuja (1979) renderam a seguinte expressão:

$$SMD = 4,4\sigma^{0,6}\nu^{0,16}\dot{m}^{0,22}\Delta P^{-0,43} \quad (11.5)$$

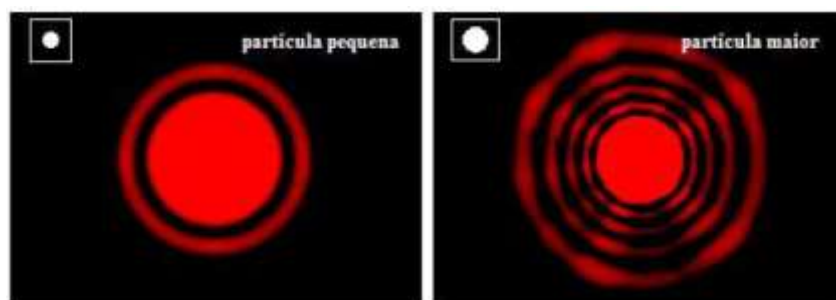
No entanto, a variação da tensão superficial nestes experimentos foi muito pequena e foi acompanhada por amplas variações na viscosidade. Assim o expoente 0,6 não tem especial importância nas equações acima.

Existem diversos modelos empíricos desenvolvidos para determinação do *SMD* em injetores centrífugos que são apresentados em detalhes por Fischer (2014).

11.4. Difração laser

A determinação do diâmetro de gotas pode ser feita experimentalmente através da aplicação de métodos de difração a laser. As partículas que passam através de um feixe laser produzem um desvio ou espalhamento da luz com um determinado ângulo que é diretamente relacionado com o tamanho da gota. Quando o tamanho das gotas diminui, observa-se um aumento logarítmico do ângulo de espalhamento. A intensidade do espalhamento também depende do tamanho de gota, este pode diminuir quando o volume da gota aumenta. Geralmente as partículas maiores geram uma difração de luz com ângulos estreitos e alta intensidade, enquanto que as partículas pequenas são dispersas para ângulos mais amplos, mas com baixa intensidade conforme a Figura 11.3 (VÁSQUEZ, 2011).

Figura 11.3 - Padrões de difração da luz observada para uma partícula maior (imagem da direita) e uma partícula menor (imagem da esquerda).



Fonte: Adaptada de Vásquez (2011).

11.5. O tamanho das partículas

As distribuições de tamanho das partículas obtidas por técnicas de difração laser são calculadas através da comparação dos padrões de

dispersão coletados de uma determinada amostra com um modelo óptico adequado. Dois modelos diferentes de difração laser são utilizados: a aproximação de Fraunhofer e a teoria de Mie.

A aproximação de Fraunhofer foi utilizada previamente em instrumentos de difração. Esta aproximação considera que as partículas que estão sendo medidas são opacas e têm um espalhamento da luz para ângulos estreitos. Este modelo é aplicável apenas para partículas grandes (maiores que 900 μm) e não consegue avaliar partículas muito pequenas.

A teoria de Mie fornece uma solução mais precisa para o cálculo da distribuição do tamanho da partícula relacionada com o espalhamento da luz gerada pela própria partícula. Essa teoria prevê as intensidades de espalhamento de todas os tipos de partículas, sejam pequenas ou grandes, transparentes ou opacas. A teoria de Mie permite uma análise do espalhamento primário a partir da superfície da partícula, com a intensidade prevista pela diferença do índice de refração entre a partícula e o meio de dispersão. Esse modelo também prevê o espalhamento secundário causado pela refração da luz no interior da partícula com diâmetros menores que 50 μm , de acordo com a norma internacional para medidas com difração laser (ISO13320-1, 1999).

O sistema de difração laser *Spraytec* da empresa Malvern (Figura 11.4) fornece um método rápido para determinar o tamanho das partículas dos *sprays* produzidos utilizando os modelos teóricos descritos anteriormente.

As técnicas de difração laser são classificadas como técnicas não intrusivas e não precisam de nenhuma calibração externa para realizar as medições relacionadas a distribuição do tamanho de gotas.

Figura 11.4 - Sistema de difração laser Spraytec da empresa Malvern.



Fonte: Adaptada de Vásquez (2011).

11.6. Princípios do funcionamento do sistema a laser Spraytec

O princípio de operação do instrumento *Spraytec* é o método de difração laser. A radiação dispersa pelas gotas do *spray* é gravada em diferentes ângulos por meio de um detector de silicone altamente sensível composto por diversos elementos sensíveis a luz. Esse instrumento faz a análise da dispersão da luz através das teorias de Mie e Fraunhofer. O instrumento *Spraytec* foi desenvolvido levando em conta os requisitos do padrão internacional ISO13320-1 (1999). O instrumento *Spraytec* distingue-se por sua elevada sensibilidade a alterações na distribuição do tamanho de gotas em um *spray* e pela ampla faixa de medição do tamanho de gotas (0,1 - 2000 μ m). Ele obtém resultados precisos mesmo analisando *sprays* com elevadas concentrações de partículas (até 98% de obstrução do feixe de luz, durante a passagem de um espécime, o que excede significativamente o limite de trabalho do sistema usando um método de difração convencional).

O sistema laser *Spraytec* pode realizar uma coleta rápida dos dados numa frequência de 10 KHz e obter um resultado a cada 100 microssegundos, isto permite que qualquer mudança no tamanho de gotas durante a medição da amostra possa ser detectada em tempo real,

permitindo que a dinâmica da atomização seja avaliada. Também pode coletar a luz dispersada pelas gotas a uma distância significativa do módulo receptor do instrumento.

Uma desvantagem dos instrumentos tradicionais de difração laser é a manipulação de espalhamento múltiplo. Isso ocorre quando o laser é espalhado por mais de uma partícula na zona de medição. O método de análise utilizado em sistemas tradicionais de difração laser considera que somente os espalhamentos simples são observados. Consequentemente os resultados são cada vez mais propensos a erros com o aumento da concentração do *spray*. O algoritmo desenvolvido pela empresa Malvern resolve este problema (VÁSQUEZ, 2011).

A configuração do sistema óptico de difração laser do *Spraytec* da Malvern é mostrado na Figura 11.5.

A fonte de luz está localizada no módulo transmissor, que está posicionado ao lado esquerdo do instrumento. O feixe a laser é expandido para fornecer um feixe de diâmetro de 10 mm e logo é transmitido através da zona de medição onde o *spray* é introduzido. A luz é dispersa pelas partículas do *spray* dentro da zona de medição e é coletado por uma lente e então focalizado em uma série de detectores sensíveis à luz (fotorreceptores) que medem a dependência angular da intensidade de luz espalhada. Após analisar as mudanças na intensidade de espalhamento da luz em função do ângulo, com a ajuda do software que acompanha o instrumento é possível determinar a distribuição do tamanho de gotas do *spray* analisado.

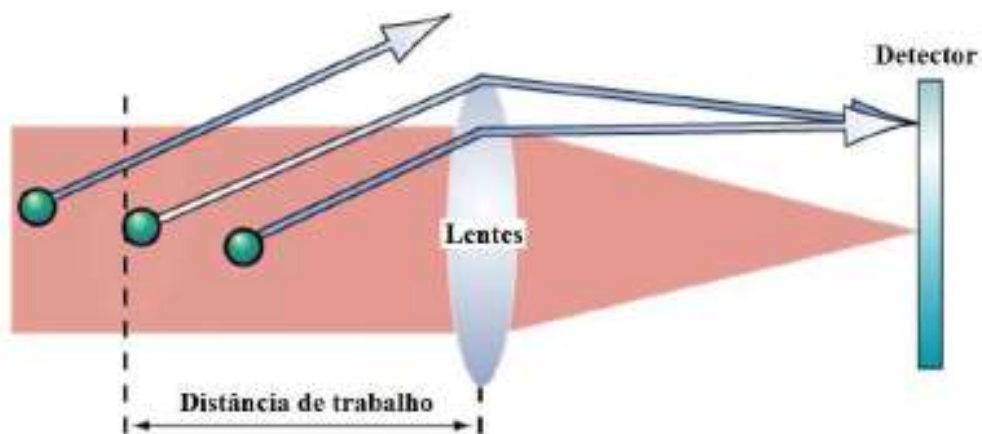
A lente usada no sistema *Spraytec* da Malvern é uma lente de Fourier. A função principal desta lente é focalizar a luz para o sistema detector (ver Figura 11.6).

Figura 11.5 - Sistema de difração laser Spraytec da empresa Malven: (1) fonte de luz a laser, (2) óptica de colimação, (3) região de medição, (4) lentes coletoras de dados, (5) detector de espalhamento de luz, (6) eletrônica para aquisição de dados.



Fonte: Adaptada de Vásquez (2011).

Figura 11.6 - Definição da distância de trabalho para um sistema de difração laser.



Fonte: Adaptada de Vásquez (2011).

Isto é conseguido independentemente da velocidade ou da posição das partículas de *spray* que se encontram dentro da zona de medição, de tal forma que para qualquer instante, o padrão de espalhamento de luz medido pelo sistema de detecção é um indicador da distribuição do

tamanho da partícula de todas as partículas presentes no feixe de laser. É importante observar que as partículas do *spray* estejam suficientemente perto da lente para garantir que qualquer espalhamento de luz com ângulos maiores, ocasionado pela presença de partículas pequenas que se encontram dentro da zona de medição do *spray*, seja logo coletado e medido. Se as partículas estiverem muito afastadas, a luz espalhada com ângulos maiores não será detectada corretamente, prejudicando a capacidade do sistema para detectar partículas pequenas.

A distância máxima permitida entre as partículas e as lentes é que define a distância de trabalho para o sistema de difração de laser (ver Figura 9.6). Esta é definida considerando o ângulo máximo de espalhamento permitido (que por sua vez, refere-se ao limite de detecção par partículas pequenas) e o tamanho físico da lente (a distância de trabalho pode ser aumentada pelo aumento do diâmetro das lentes). No caso da lente de 300 mm utilizada no *Spraytec*, o tamanho mínimo de partícula média (Dv_{50}), que pode ser medido para um *spray* é 0,5 μm . Isto define a distância de trabalho máxima como 150 mm, para o caso em que as partículas com estas definições sejam medidas corretamente (VÁSQUEZ, 2011).

11.7. Procedimento para aquisição de dados

O software que acompanha o equipamento permite também realizar algumas configurações de acordo com a necessidade do usuário, possibilitando obter os resultados com base em funções estatísticas que avaliam a reprodutibilidade dos dados gerados pelo *spray* durante determinado intervalo de tempo (VÁSQUEZ, 2011).

Primeiramente é necessário definir o tipo de SOP (*Standard Operating Parameter*) o qual contém a informação inicial relacionada ao tipo de teste e a classe de combustível que será testado. Com este dado pode ser realizada a análise da distribuição dos diâmetros obtidos que são exibidos pelo software fornecido pela empresa Malvern. Uma vez realizado este procedimento, inicia-se automaticamente a configuração do hardware, o alinhamento das lentes ópticas, a medição da amostra e o processamento

dos resultados encontrados. A medição pode ser acompanhada em tempo real, de modo que todos os aspectos do processo de análise possam ser monitorados. Uma vez que a análise seja concluída, pode-se obter o histograma do “tamanho de gota” pertencente a distribuição coletada, permitindo uma inspeção mais detalhada no momento de coletar os dados e acompanhar a evolução temporal do tamanho de gotas medido.

Os injetores projetados e testados nesse trabalho, devido ao amplo ângulo de cone do *spray*, foram fixados na posição horizontal para que o aerossol formado na atomização não prejudique as medições com o *Spraytec*. A Figura 11.7 mostra a posição espacial do injetor em meio às lentes.

Figura 11.7 - Imagem da posição espacial do injetor frente ao instrumento de difração laser.



Fonte: Produção do autor.

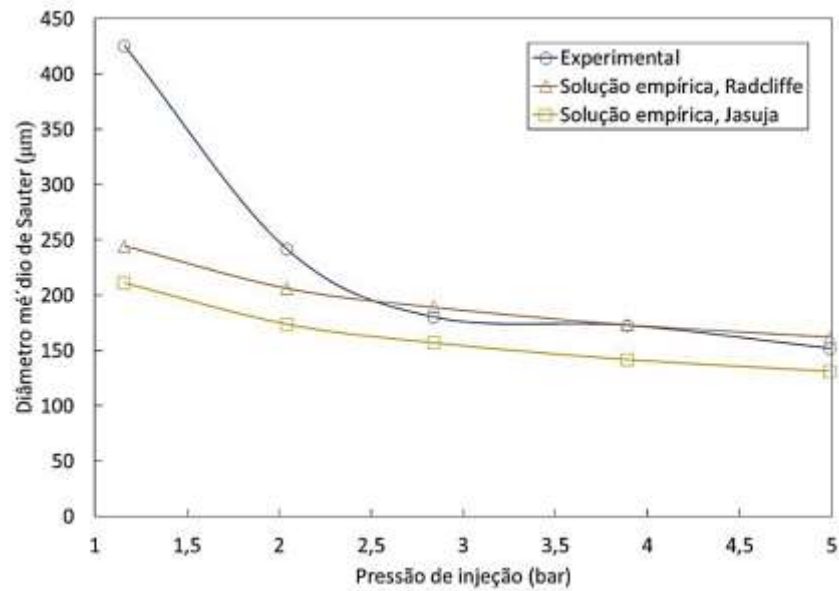
11.8. Resultados obtidos para os diâmetros médios das gotas

11.8.1. Injetor centrífugo dual A

As Figuras 11.8 e 11.9 apresentam os valores experimentais e empíricos dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para

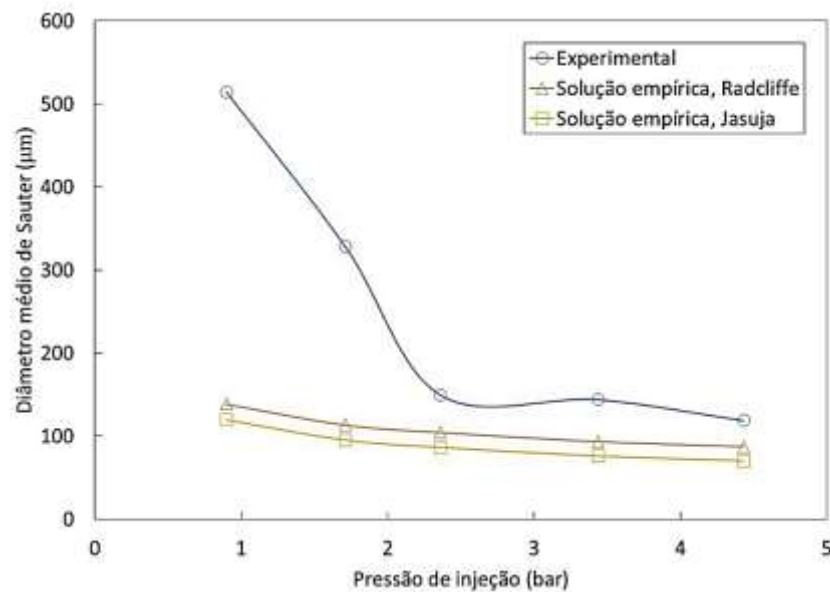
água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, na câmara primária do injetor centrífugo dual A.

Figura 11.8 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para água na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.9 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 11.8 que os valores experimentais encontrados para água se adequam melhor a equação empírica de Radcliffe. A equação de Radcliffe determinou com precisão o comportamento experimental para a água a partir da pressão de injeção de 2,5 bar.

Nota-se na Figura 11.9 que os valores experimentais encontrados para etanol são cerca de 30% maiores do que a equação empírica de Radcliffe, a partir da pressão de injeção de 2,4 bar. Verifica-se ainda que o *SMD* para a água foi maior do que para o etanol.

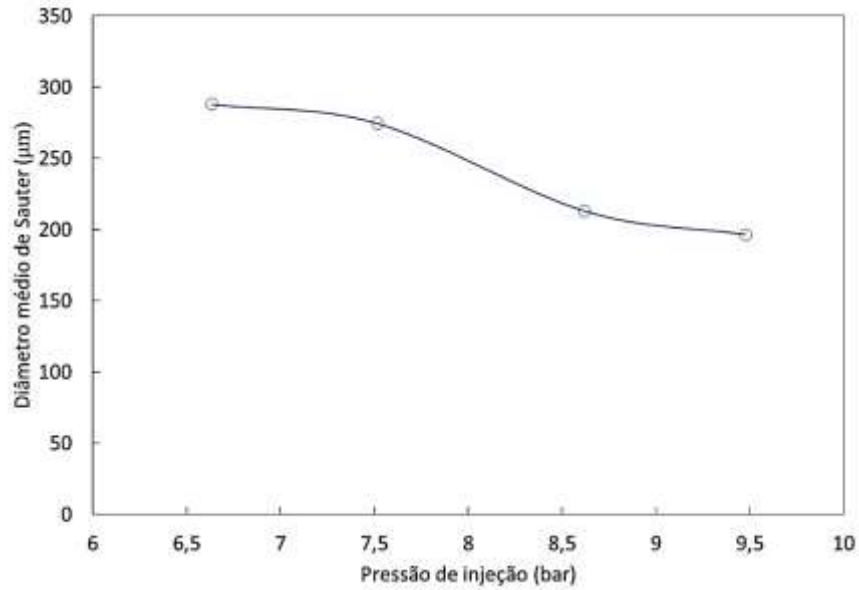
A Figura 11.10 apresenta os valores experimentais dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual A.

A Figura 11.11 apresenta os valores experimentais e empíricos dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.

Observa-se na Figura 11.10 que foi possível atomizar o etanol gelificado e que o mesmo apresentou um *SMD* entre 300 e 200 micras para pressões de injeção entre 6,6 e 9,5 bar. Em relação as Figuras 11.8 e 11.9, etanol gelificado apresentou um *SMD* na pressão de injeção de 9,5 bar em torno de 10% e 25% maior do que a água e etanol, respectivamente, na pressão de injeção de 3 bar. É importante ressaltar que não existem modelos teóricos para o *SMD* de fluidos não newtonianos.

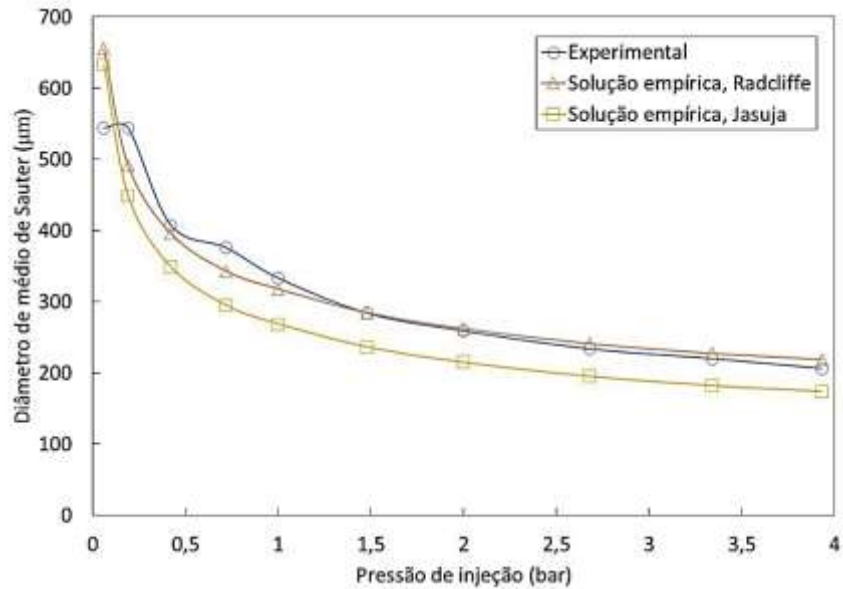
Nota-se na Figura 11.11 que os valores experimentais encontrados para água se adequam melhor à equação empírica de Radcliffe. A equação de Radcliffe determinou com precisão o comportamento experimental para a água ao longo de toda a faixa de pressões de injeção testadas.

Figura 11.10 - Valores experimentais do *SMD* em função da pressão de injeção para etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.11 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

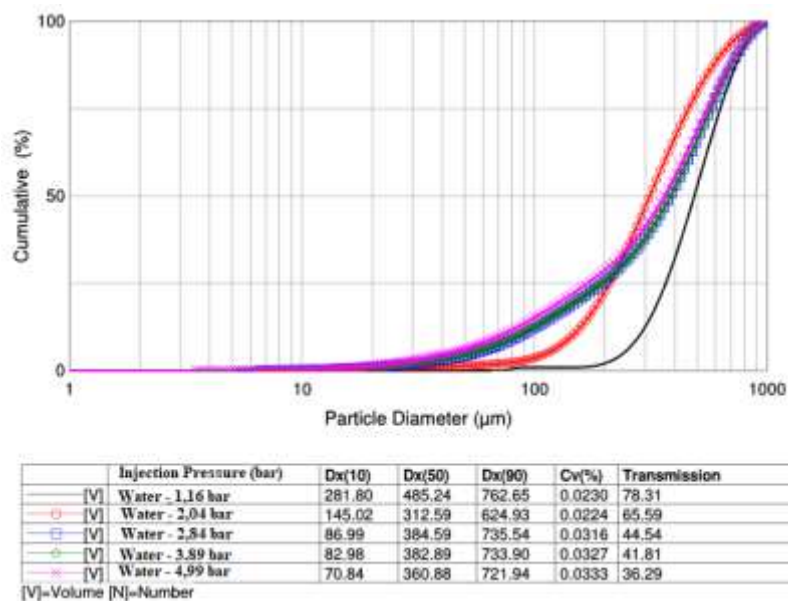
As Figuras 11.12, 11.13 e 11.14 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.

As Figuras 11.15 mostra a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água para diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.

As Figuras 11.16, 11.17 e 11.18 mostram as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.

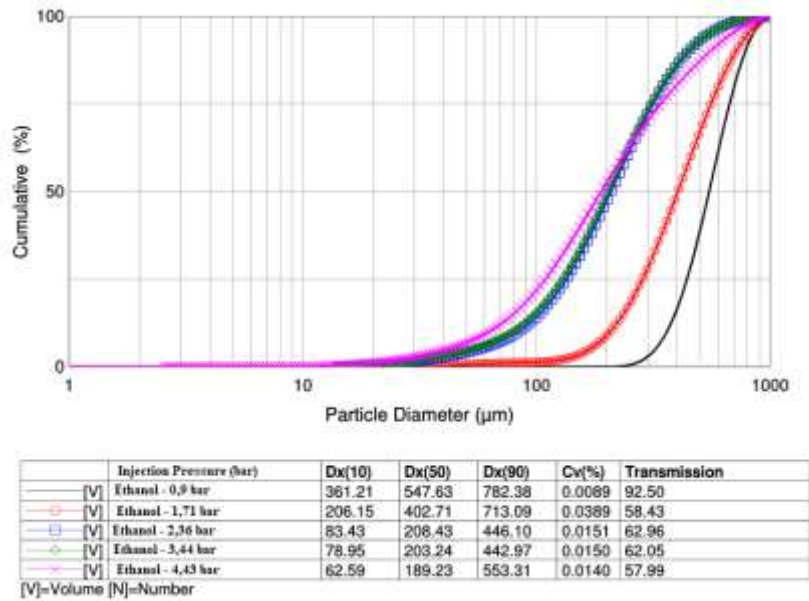
A Figura 11.19 mostra as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água para diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.

Figura 11.12 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



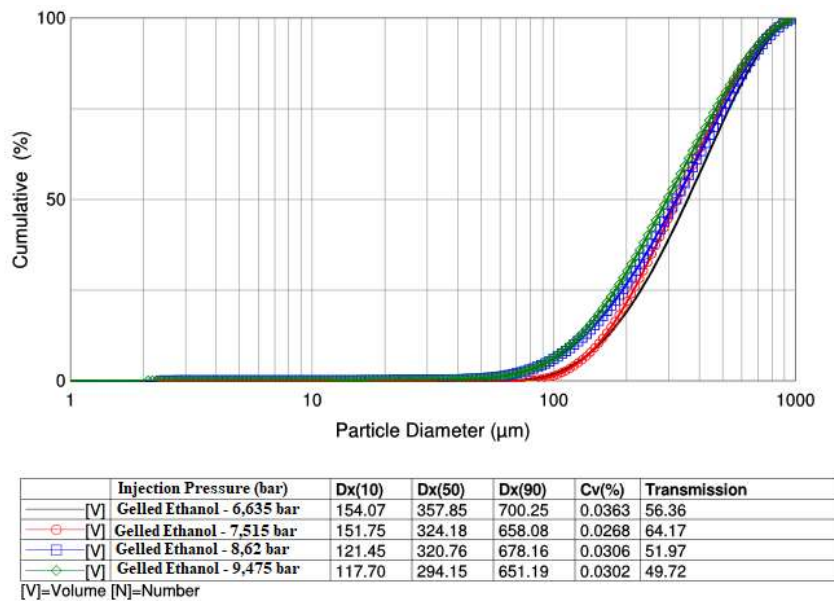
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.13 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



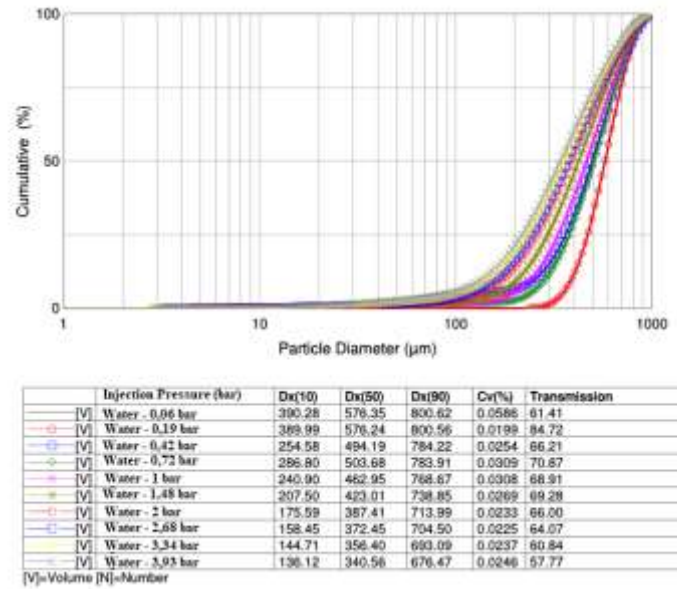
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.14 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



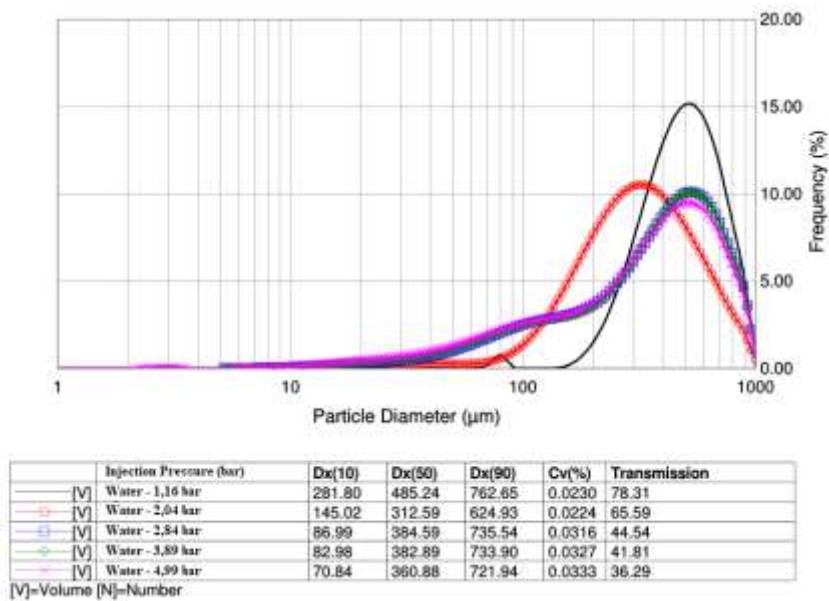
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.15 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.



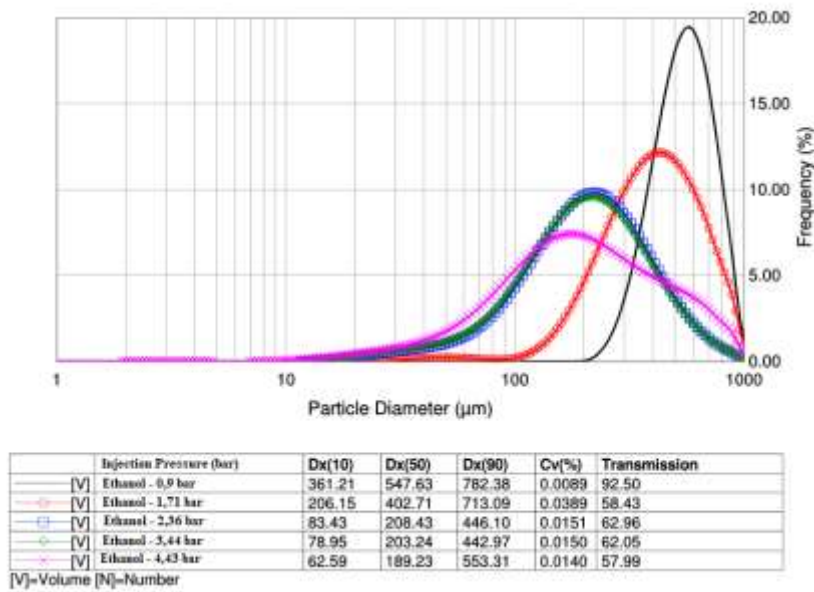
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.16 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



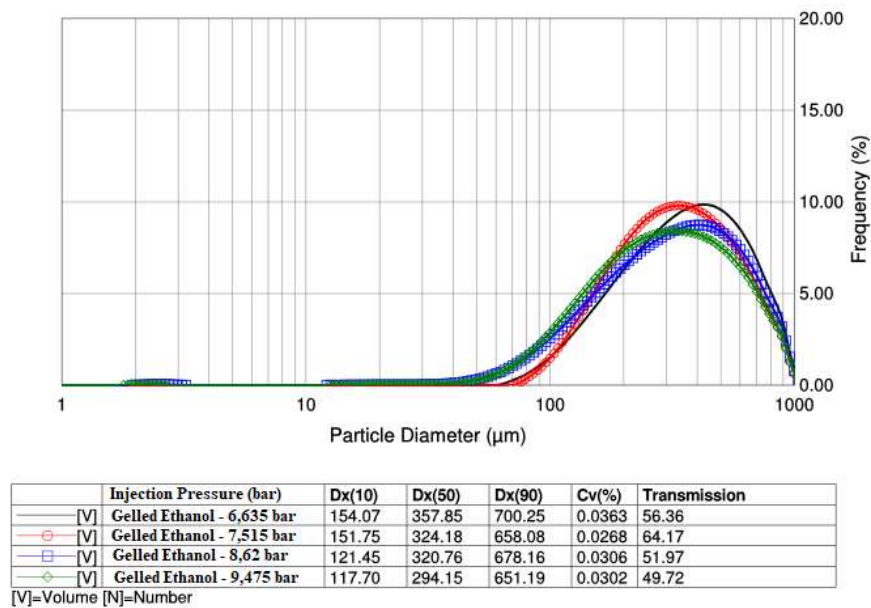
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.17 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



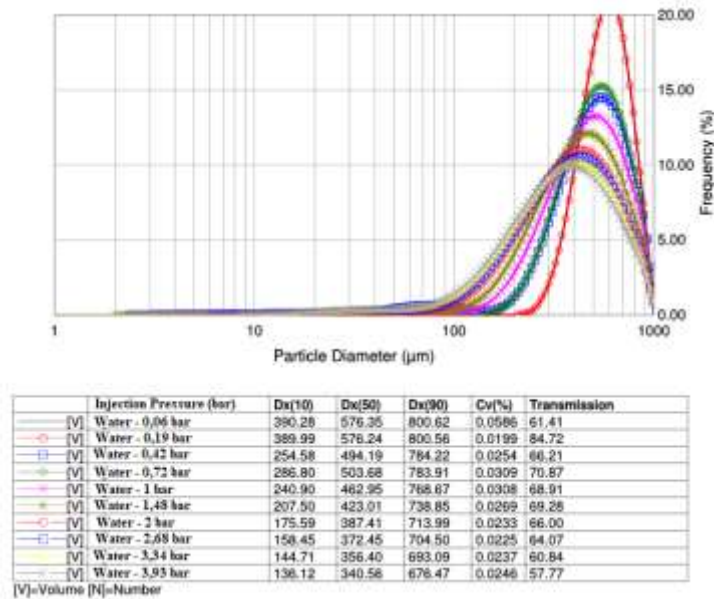
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.18 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.19 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

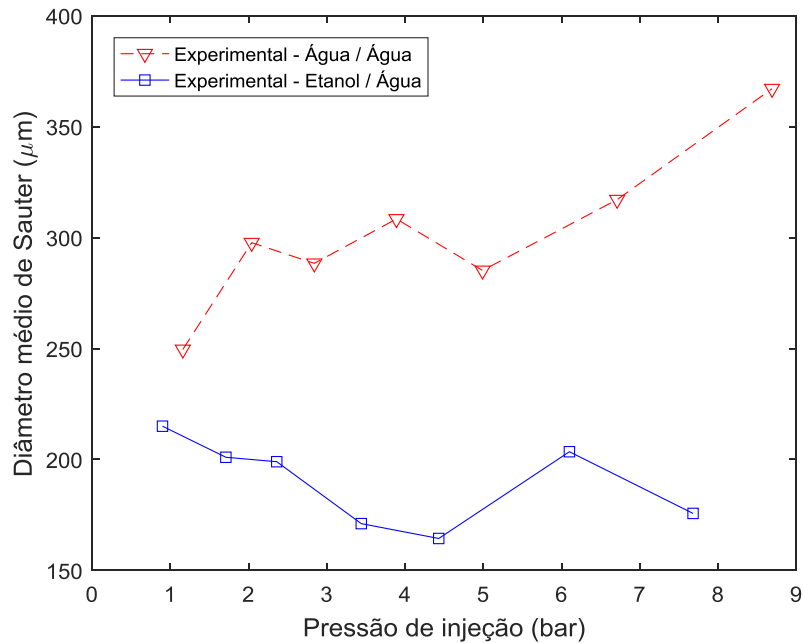
Ao analisar as Figuras 11.12, 11.13, 11.14 e 11.15, nota-se que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como *SMD*, Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem com o aumento da pressão de injeção. Contudo, verifica-se que para água e etanol gelificado, o menor Dv_{90} encontra-se nas pressões de injeção de 2,04 bar e 3,44 bar, respectivamente. Pode-se ainda verificar que de modo geral a qualidade da atomização é inversamente proporcional a viscosidade do fluido, desse modo, a água forneceu o melhor desempenho e o etanol gelificado o pior desempenho. É importante ressaltar que o desempenho do etanol gelificado foi muito próximo ao da água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A. Levando em consideração que a viscosidade do etanol gelificado não é constante e diminui com a pressão de injeção atingindo, no mínimo, um valor próximo a cem vezes a viscosidade da água, isso significa que seu desempenho é relativamente muito bom. Um valor de Dv_{90} mais elevado, significa que o padrão de *spray* gerado na atomização de água foi grosseiro, constituído basicamente de gotas com diâmetros muito grandes.

Observa-se nas Figuras 11.16, 11.17, 11.18 e 11.19 que as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas se deslocam para a esquerda, juntamente com uma diminuição da amplitude com o aumento da pressão de injeção, indicando uma redução geral nos diâmetros médios das gotas numa mesma proporção. Porém, no caso da água na câmara primária (Figura 11.16), as curvas foram esticadas ou alongadas para a esquerda mantendo o ponto de máximo na mesma posição com uma leve redução da amplitude e a formação de um ponto de inflexão, o que significa que existe uma redução significativa dos diâmetros característicos das gotas Dv_{10} e Dv_{50} de forma não uniforme e não proporcional ao Dv_{90} que apresenta pouca redução. Para o caso de etanol líquido na câmara primária, verifica-se um aumento no Dv_{90} para a pressão de injeção de 4,43 bar resultando numa curva esticada ou alongada para a direita com a formação de um ponto de inflexão, conforme Figura 11.17. Além disso, no caso do etanol gelificado (Figura 11.18), o comportamento foi semelhante aos demais casos, porém a mudança do comportamento foi mínima com o aumento da pressão de injeção.

Segundo Lefebvre e McDonell (2017), as propriedades do líquido de maior importância na atomização são a tensão superficial e a viscosidade. Porém, na prática, a tensão superficial é menos relevante pelo fato de que a maioria dos líquidos apresentam leves diferenças neste valor. O mesmo é válido para a viscosidade. No entanto, a viscosidade varia fortemente em algumas aplicações, por isso o seu efeito sobre a qualidade da atomização pode ser grande. Em geral a viscosidade leva a diminuição do diâmetro médio de Sauter devido aos efeitos viscosos.

A Figura 11.20 apresenta os valores experimentais dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção de água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.

Figura 11.20 - Valores experimentais do diâmetro médio de Sauter em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.

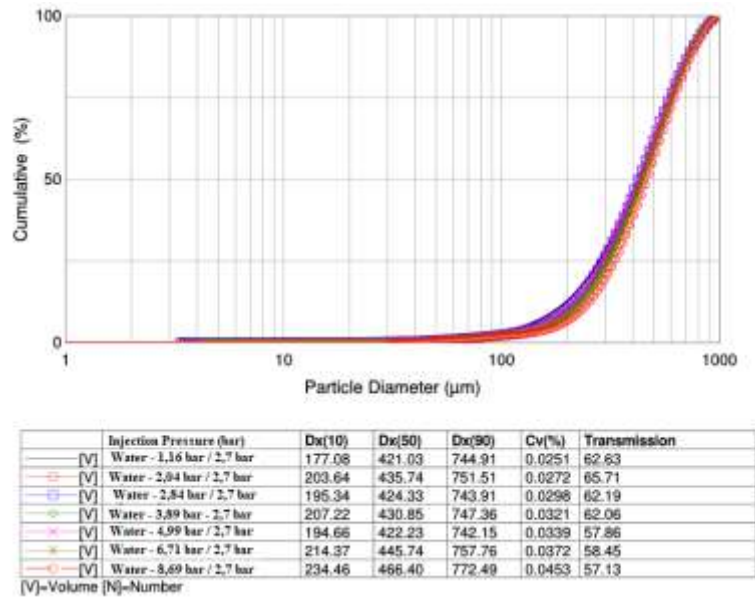


Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 11.20 que o *spray* resultante da colisão entre os cones das câmaras primária e secundária proporciona diâmetros médios de Sauter menores para o etanol / água do que somente para água. Enquanto que usando apenas água nas duas câmaras centrífugas o *spray* resultante obteve um *SMD* entre 308,4 e 249,6 micra para pressões de injeção de até 5 bar, no caso do etanol os valores do *SMD* são de apenas 215 a 164,4 micra nas mesmas condições.

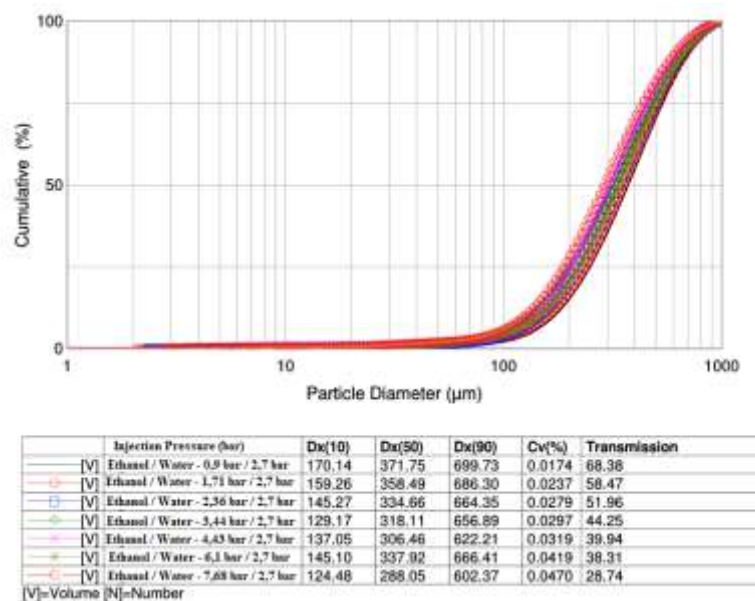
As Figuras 11.21 e 11.22 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.

Figura 11.21 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.22 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.

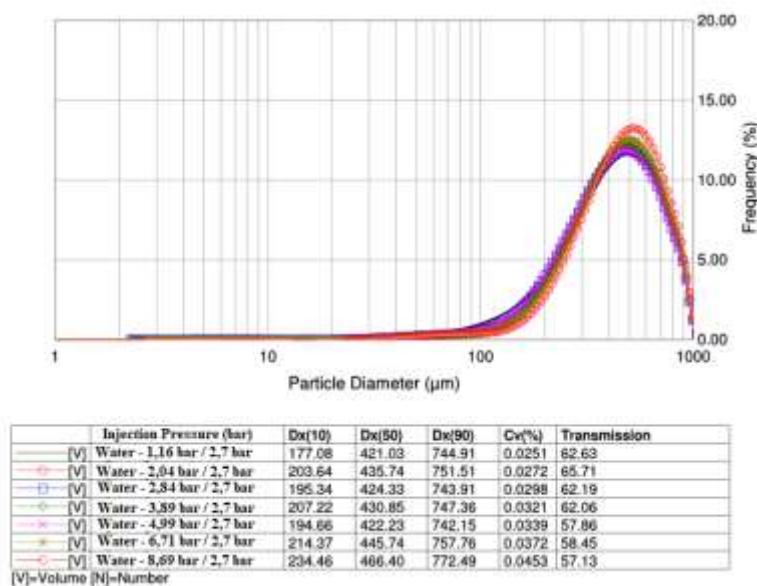


Fonte: Produção do autor.

As Figuras 11.23 e 11.24 mostram as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.

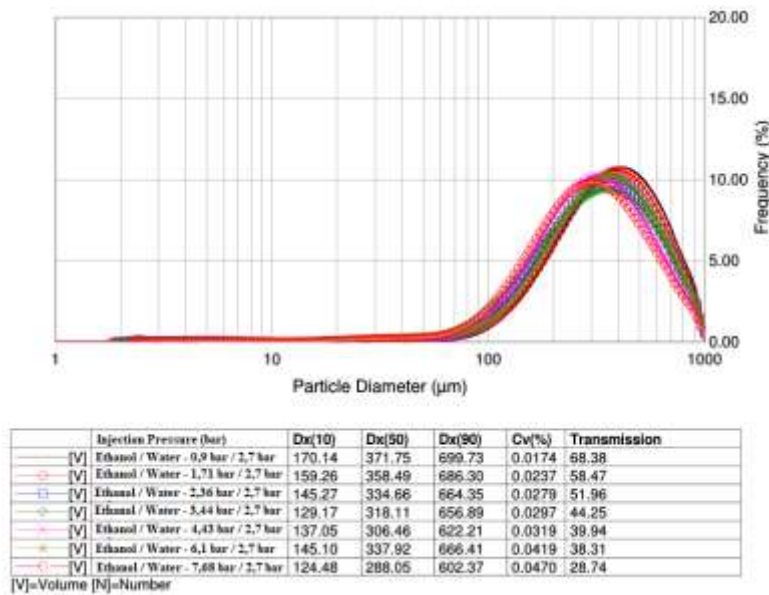
Observa-se nas Figuras 11.21 e 11.22 que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como SMD , Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem muito pouco com o aumento da pressão de injeção, indicando que o desempenho do injetor está ligado diretamente aos *sprays* resultantes da colisão dos dois cones ocios. Verifica-se ainda que colisão entre etanol na câmara primária e água na câmara secundária fornece um padrão de *spray* mais fino do que apenas água nas duas câmaras centrífugas. O comportamento descrito é observado na Figuras 11.23 e 11.24 para as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas se deslocam levemente para a esquerda juntamente com uma pequena diminuição da amplitude das com o aumento da pressão.

Figura 11.23 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.24 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2,7 bar.



Fonte: Produção do autor.

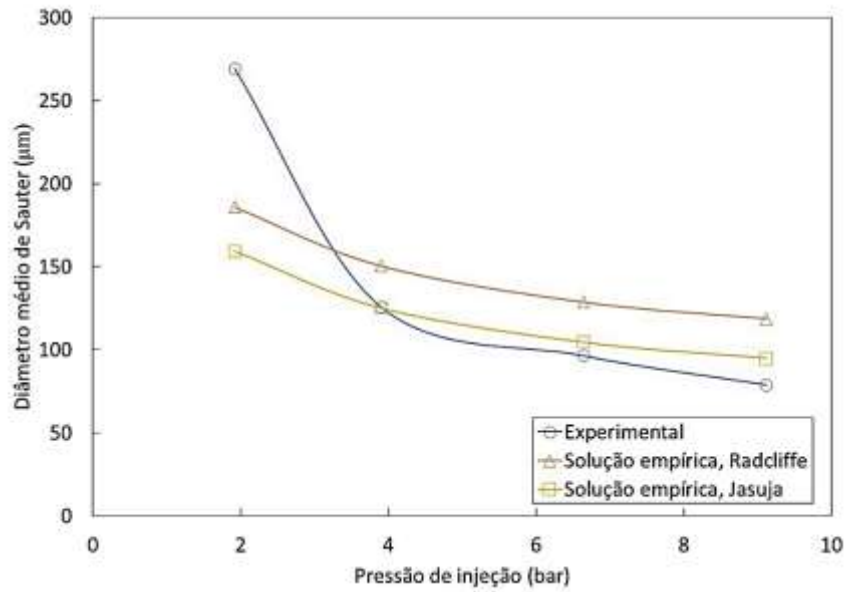
11.8.2. Injetor centrífugo dual B

As Figuras 11.25 e 11.26 apresentam os valores experimentais e empíricos dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, na câmara primária do injetor centrífugo dual B.

A Figura 11.27 apresenta os valores experimentais dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual B.

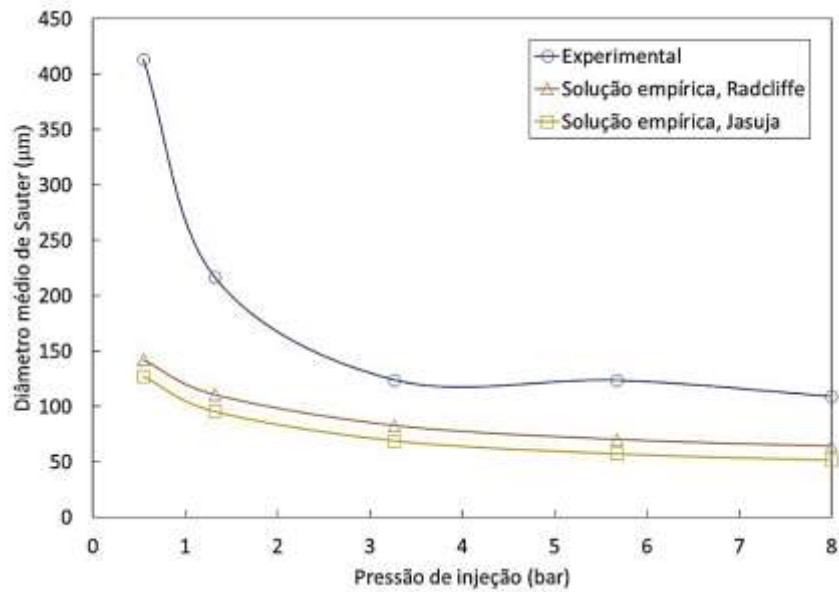
A Figura 11.28 apresenta os valores experimentais e empíricos dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.

Figura 11.25 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para água na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



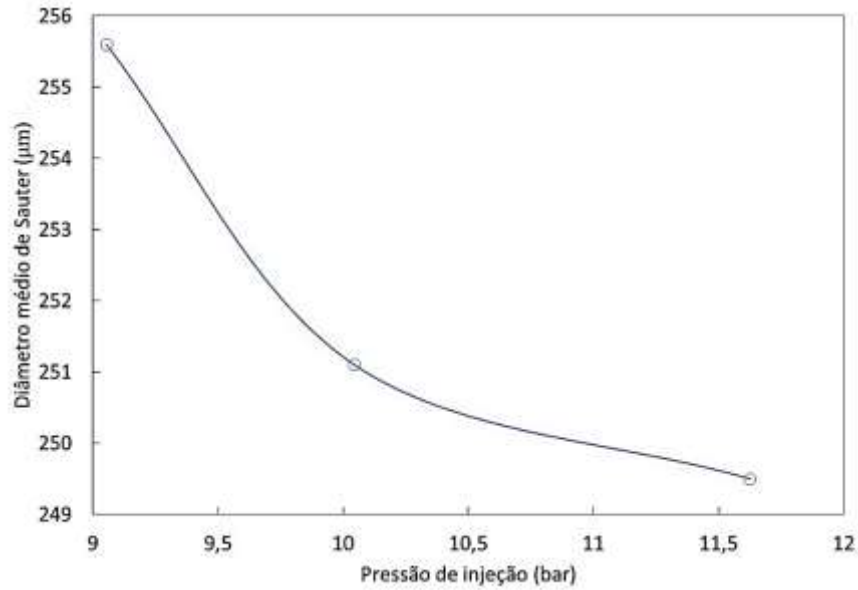
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.26 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da pressão de injeção para etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



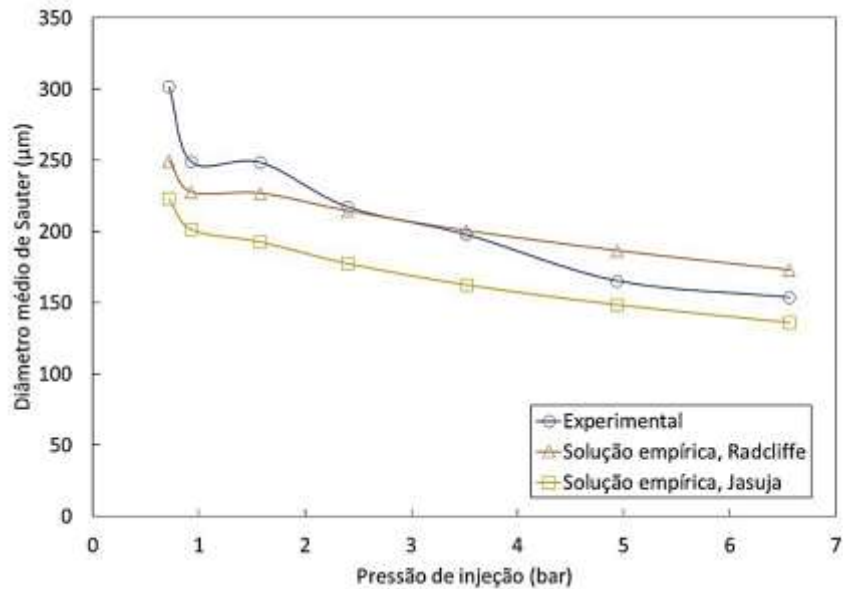
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.27 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para etanol gelificado na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.28 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 11.25 que os valores experimentais encontrados para água se adequam melhor à equação empírica de Jasuja. A equação de Jasuja determinou com precisão o comportamento experimental para a água a partir da pressão de injeção de 3,9 bar.

Nota-se na Figura 11.26 que os valores experimentais encontrados para etanol são cerca de 45% maiores do que a equação empírica de Radcliffe, a partir da pressão de injeção de 3,27 bar. Verifica-se ainda que o *SMD* para o etanol foi maior do que para a água.

Observa-se na Figura 11.27 que foi possível atomizar o etanol gelificado e que o mesmo apresentou um *SMD* entre 255,6 e 249,5 micras para pressões de injeção entre 9,055 e 11,705 bar. Em relação as Figuras 11.8 e 11.9, etanol gelificado apresentou um *SMD* na pressão de injeção de 11,705 bar em torno de 50% maior do que a água e etanol, respectivamente, na pressão de injeção de 4 bar.

Em comparação ao injetor centrífugo dual A, verifica-se que, diferentemente do que ocorre com os líquidos, uma redução nas dimensões geométricas do injetor para uma dada pressão de injeção, não proporcionou gotas menores para o etanol gelificado. Isso significa que uma redução nas dimensões geométricas aumenta significativamente a resistência do etanol gelificado ao escoamento e, conseqüentemente, é necessária uma pressão de injeção ainda maior para movimentar o fluido ao longo do injetor. Em baixas pressões de injeção, a viscosidade extremamente elevada do etanol gelificado em comparação ao etanol líquido aumenta significativamente as perdas de quantidade de movimento angular, devido ao maior coeficiente de atrito para menores valores do número de Reynolds e, conseqüentemente, a componente axial da velocidade é maior resultando no aumento do coeficiente de descarga. Conforme visto anteriormente, o aumento do coeficiente de descarga resulta no aumento da espessura do filme do fluido e também na redução do ângulo de cone do *spray* produzindo uma atomização grosseira. A diferença entre o *SMD* é de 23% entre os injetores para a pressão de injeção de 9 bar, conforme as Figuras 11.10 e 11.27.

Nota-se na Figura 11.28 que os valores experimentais encontrados para água se adequam melhor a equação empírica de Radcliffe. A equação de Radcliffe determinou com precisão o comportamento experimental para a água ao longo de toda a faixa de pressão de injeção entre 2,4 bar e 3,52 bar. Acima da pressão de injeção de 3,52 bar existe um desvio inferior à 12% entre a equação empírica de Radcliffe e os valores experimentais.

As Figuras 11.29, 11.30 e 11.31 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.

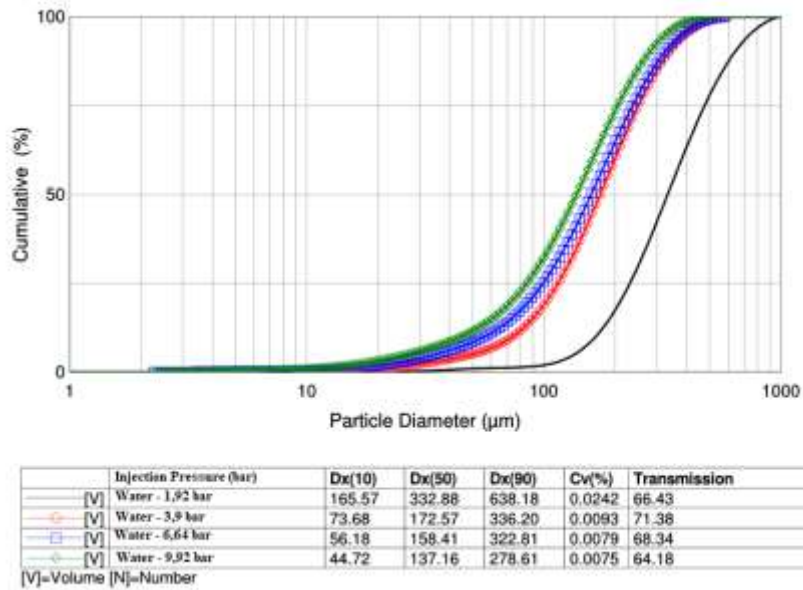
As Figuras 11.32 mostra a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água para diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.

As Figuras 11.33, 11.34 e 11.35 mostram as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.

A Figura 11.36 mostra as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água para diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.

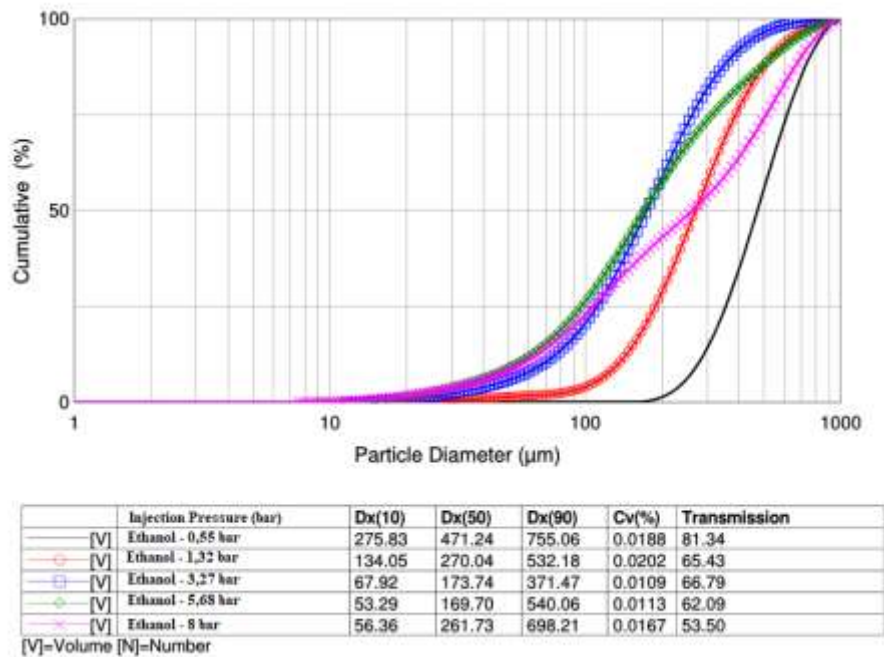
A Figura 11.37 apresenta os valores experimentais dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção de água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual A na pressão de injeção de 2 bar.

Figura 11.29 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



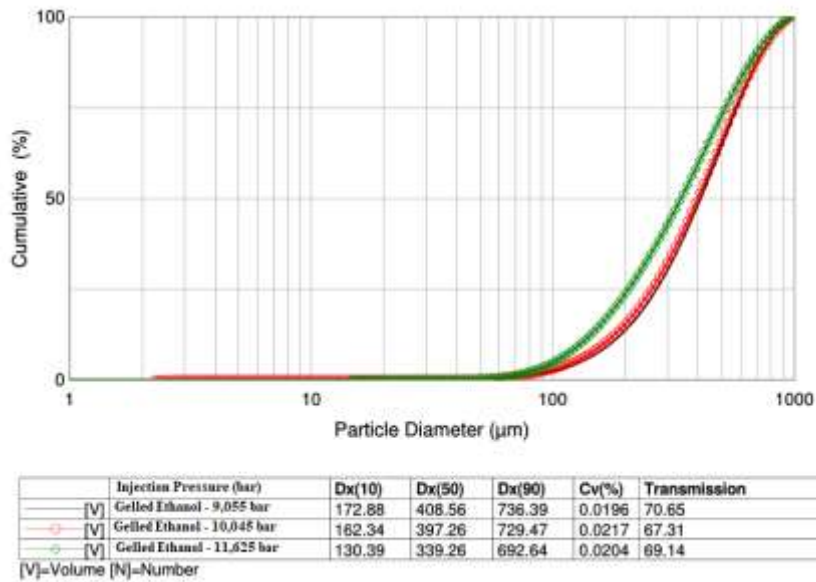
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.30 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



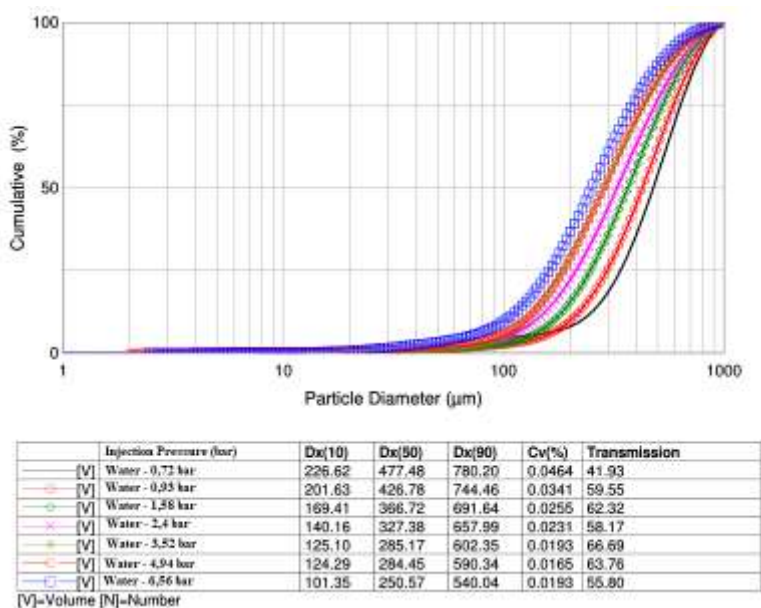
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.31 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



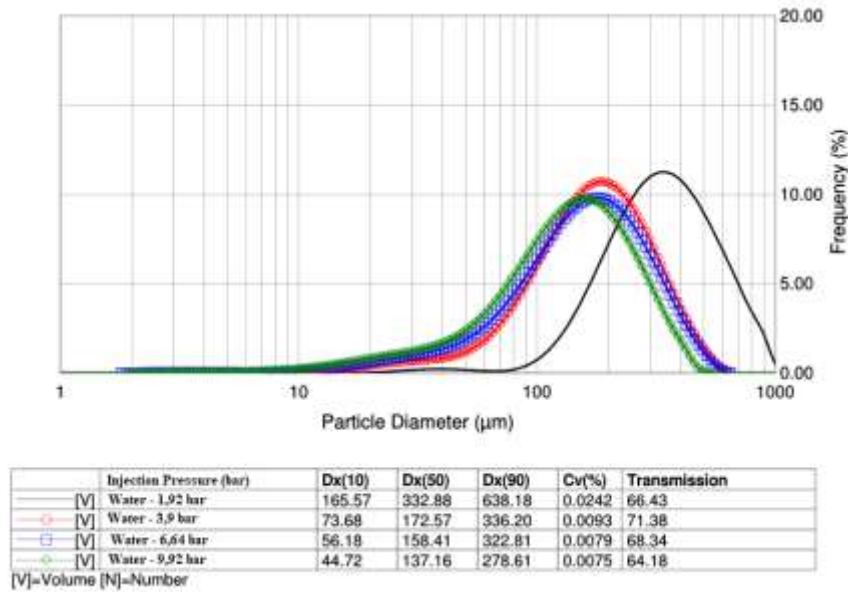
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.32 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.



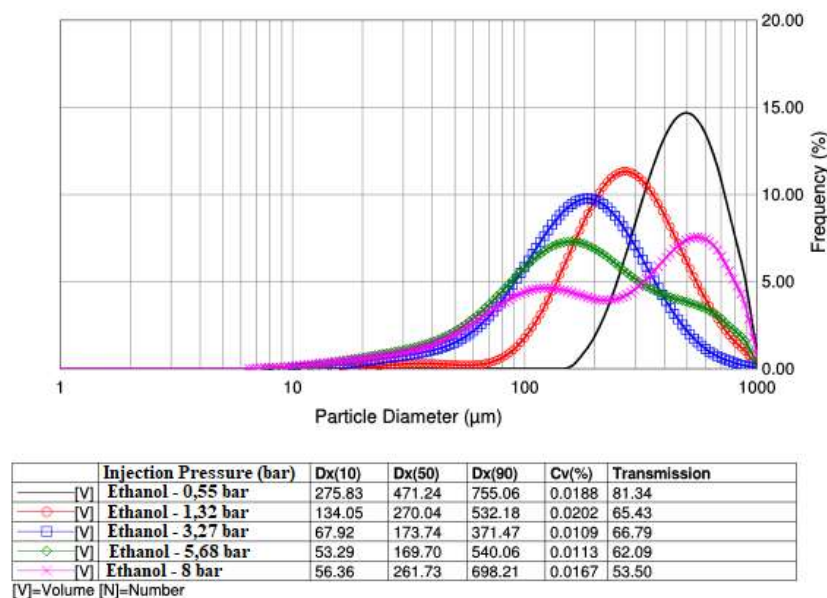
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.33 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



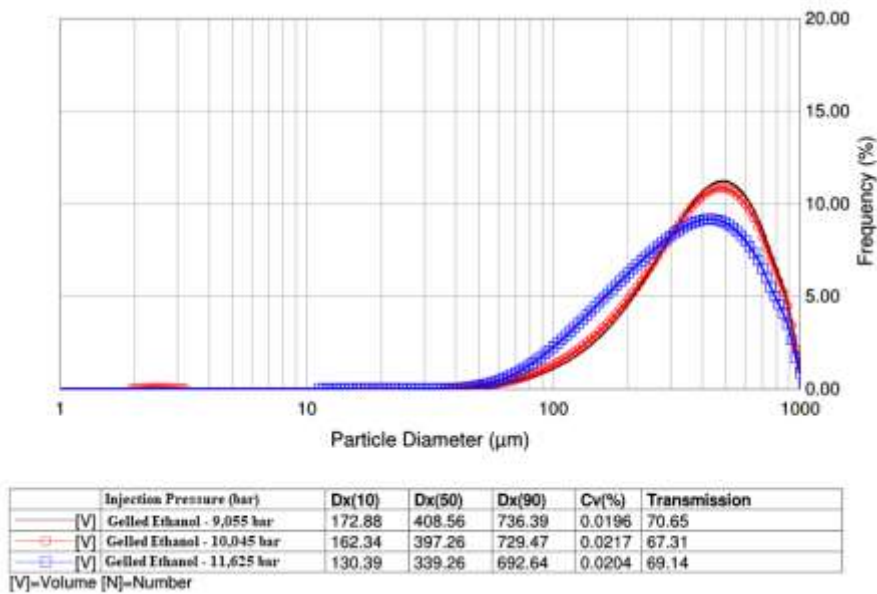
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.34 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



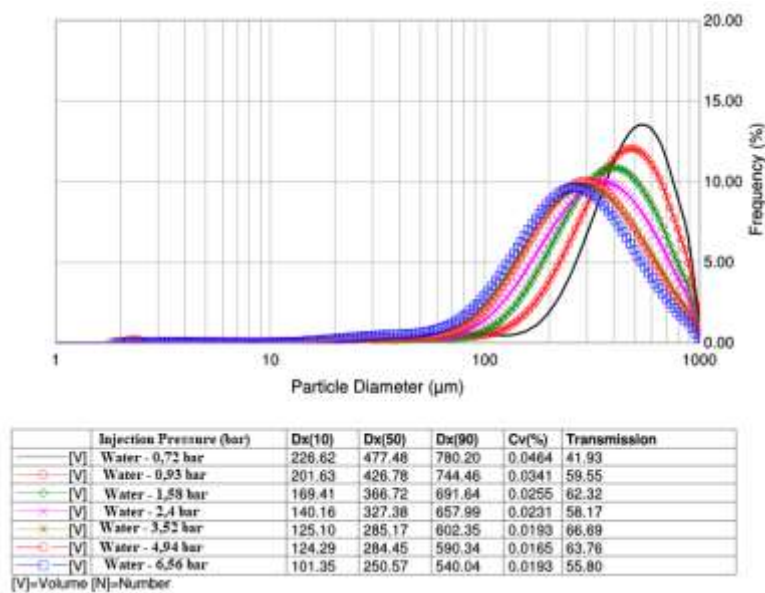
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.35 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.36 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

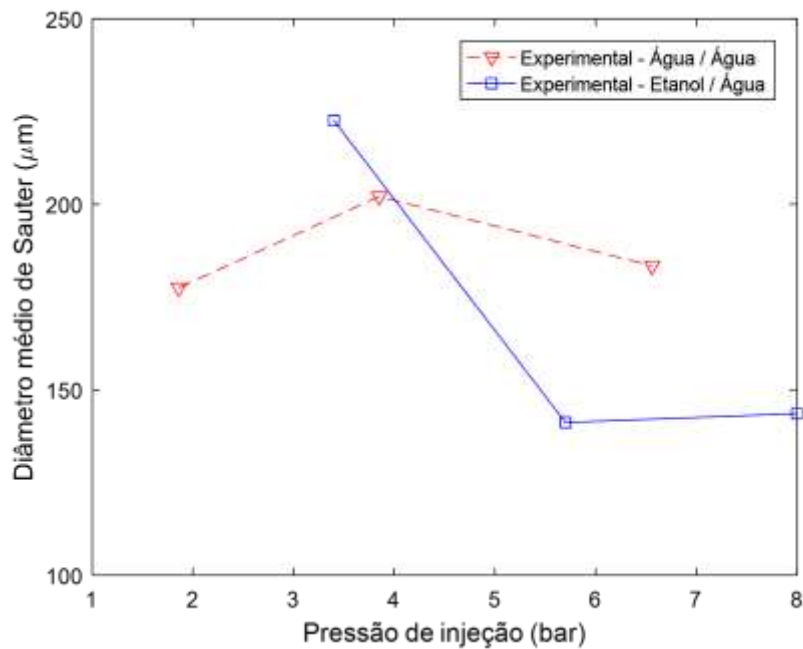
Ao analisar as Figuras 11.29, 11.30, 11.31 e 11.32, nota-se que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como *SMD*, Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem com o aumento da pressão de injeção. Contudo, verifica-se que para o etanol líquido, o menor Dv_{90} encontra-se na pressão de injeção de 3,27 bar. Todos os demais comportamentos são semelhantes ao injetor centrífugo dual A. É importante ressaltar que o desempenho do etanol gelificado foi muito próximo ao da água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 1,58 bar. Levando em consideração que a viscosidade do etanol gelificado não é constante e diminui com a pressão de injeção atingindo, no mínimo, um valor próximo a cem vezes a viscosidade da água, isso significa que seu desempenho é relativamente muito bom. Porém, conforme discutido anteriormente, a qualidade da atomização do etanol gelificado nesse injetor foi inferior ao injetor centrífugo dual A.

Observa-se nas Figuras 11.33, 11.34, 11.35 e 11.36 que as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas se deslocam para a esquerda, juntamente com uma diminuição da amplitude com o aumento da pressão de injeção, indicando uma redução geral nos diâmetros médios das gotas numa mesma proporção. Porém, no caso do etanol líquido na câmara primária (Figura 11.34), as curvas apresentam a formação de um ponto de inflexão nas pressões de injeção de 5,68 bar e 8 bar, devido a um aumento dos diâmetros característicos das gotas, Dv_{50} e Dv_{90} , de forma não uniforme e não proporcional ao Dv_{10} que manteve-se abaixo do valor da pressão de injeção de 3,27 bar. Além disso, no caso do etanol gelificado (Figura 11.18), o comportamento foi semelhante aos demais casos, porém a mudança do comportamento foi mínima com o aumento da pressão de injeção.

As Figuras 11.38 e 11.39 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.

As Figuras 11.40 e 11.41 mostram as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.

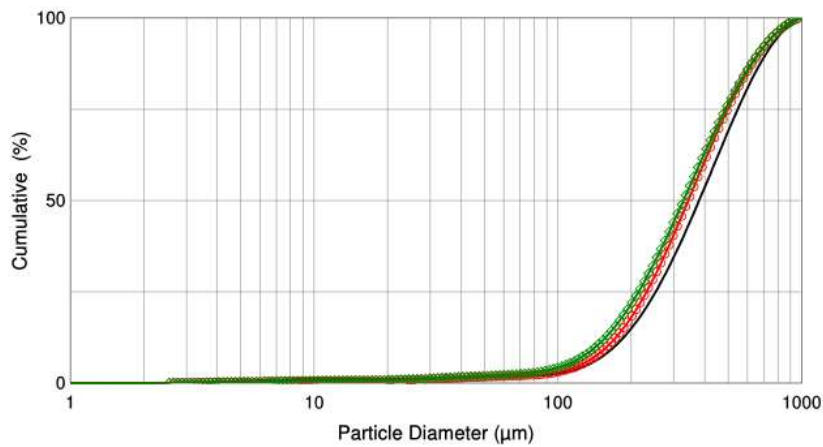
Figura 11.37 - Valores experimentais do *SMD* em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Nota-se na Figura 11.37 que o *spray* resultante da colisão entre os cones das câmaras primária e secundária proporciona diâmetros médios de Sauter menores para o etanol / água do que somente para água. Enquanto que usando apenas água nas duas câmaras centrífugas o *spray* resultante obteve um *SMD* entre 202,1 e 183,4 micras para pressões de injeção a partir de 3,85 bar, no caso do etanol os valores do *SMD* são de apenas 141,2 a 143,6 micras a partir de 5,7 bar.

Figura 11.38 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.

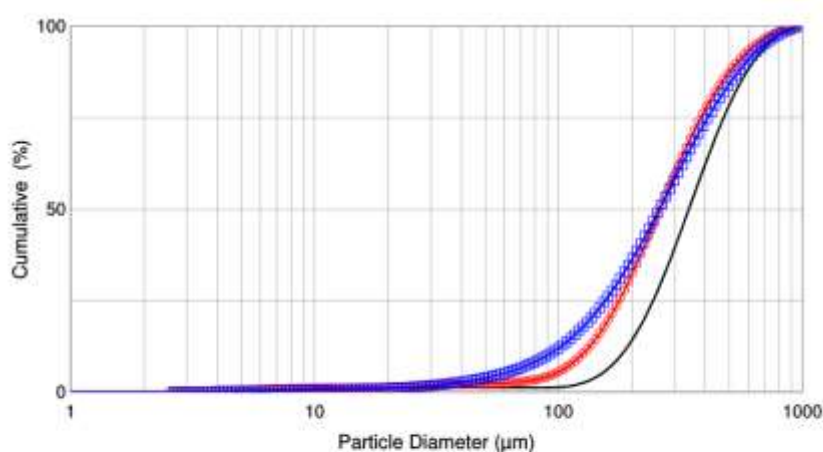


	Injection Pressure (bar)	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Cv(%)	Transmission
—	[V] Water - 1,86 bar / 2 bar	170.50	379.36	710.69	0.0252	50.82
—	[V] Water - 3,85 bar / 2 bar	159.15	342.67	663.83	0.0218	60.34
—	[V] Water - 6,56 bar / 2 bar	143.19	326.96	658.81	0.0214	57.87

[V]=Volume [N]=Number

Fonte: Produção do autor.

Figura 11.39 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.

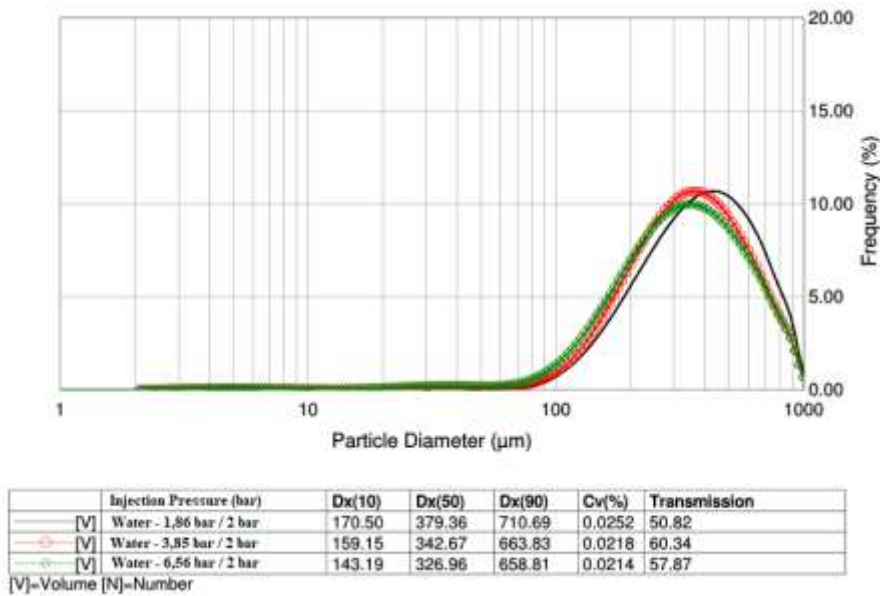


	Injection Pressure (bar)	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Cv(%)	Transmission
—	[V] Ethanol / Water - 3,4 bar / 2 bar	180.06	342.16	624.28	0.0854	16.88
—	[V] Ethanol / Water - 5,7 bar / 2 bar	123.65	260.46	536.47	0.0340	31.96
—	[V] Ethanol / Water - 8 bar / 2 bar	89.60	258.96	585.44	0.0268	41.85

[V]=Volume [N]=Number

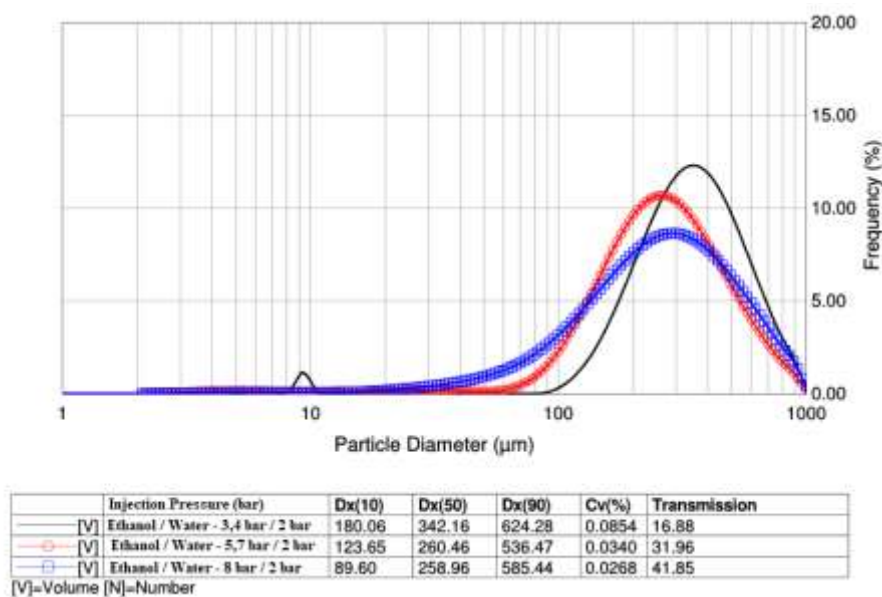
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.40 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.41 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual B na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 11.38 e 11.39 que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como SMD , Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem muito pouco com o aumento da pressão de injeção, indicando que o desempenho do injetor está ligado diretamente aos *sprays* resultantes da colisão dos dois cones ocios. Verifica-se ainda que a colisão entre etanol na câmara primária e água na câmara secundária fornece um padrão de *spray* mais fino do que apenas água nas duas câmaras centrífugas. O comportamento descrito é observado na Figuras 11.40 e 11.41 para as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas se deslocam levemente para a esquerda juntamente com uma pequena diminuição da amplitude das com o aumento da pressão.

11.8.3. Injetor centrífugo dual C

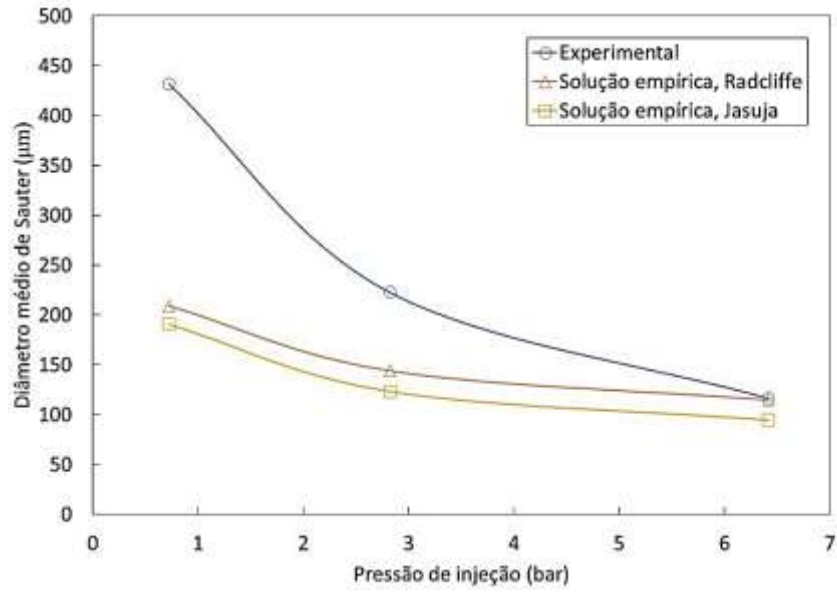
As Figuras 11.42 e 11.43 apresentam os valores experimentais e empíricos dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para água e etanol, respectivamente, na câmara primária do injetor centrífugo dual C.

A Figura 11.44 apresenta os valores experimentais e empíricos dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

Observa-se nas Figuras 11.42 e 11.43 que os valores experimentais encontrados para água e etanol, respectivamente, se adequam melhor à equação empírica de Radcliffe. Porém, em ambos os casos, os valores obtidos pela equação empírica de Radcliffe foram inferiores aos dados experimentais com um desvio de cerca de 23% e 40% para a água e etanol, respectivamente, na pressão de injeção de 5 bar.

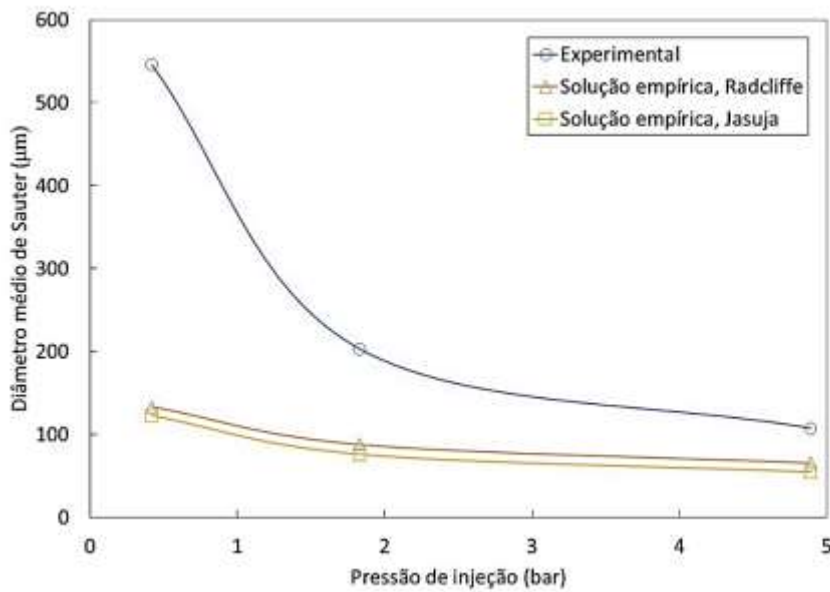
Nota-se na Figura 11.44 que os valores experimentais encontrados para água se adequam melhor à equação empírica de Radcliffe. A equação empírica de Radcliffe determinou com boa precisão o comportamento experimental para a água a partir da pressão de injeção de 7,74 bar. Acima da pressão de injeção de 7,74 bar existe um desvio inferior à 18% entre a equação empírica de Radcliffe e os valores experimentais.

Figura 11.42 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para água na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



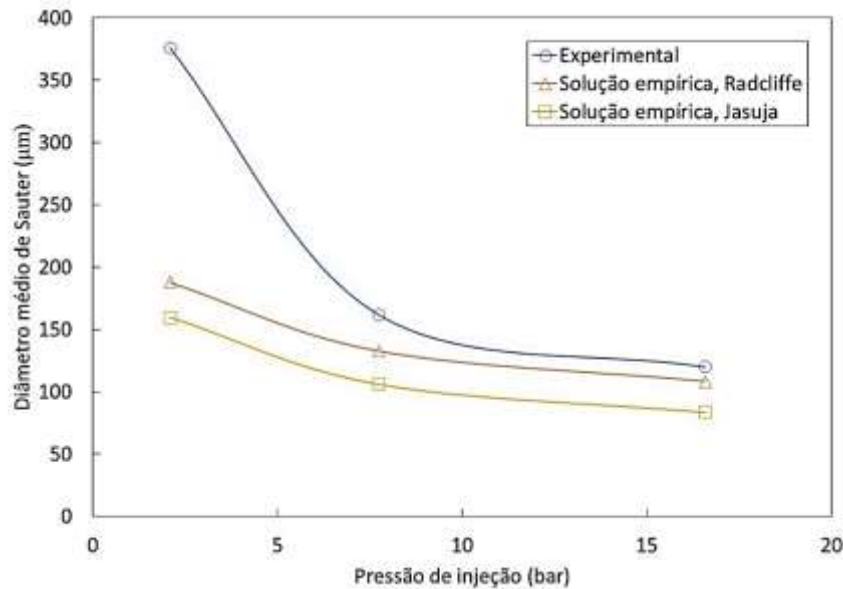
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.43 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.44 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

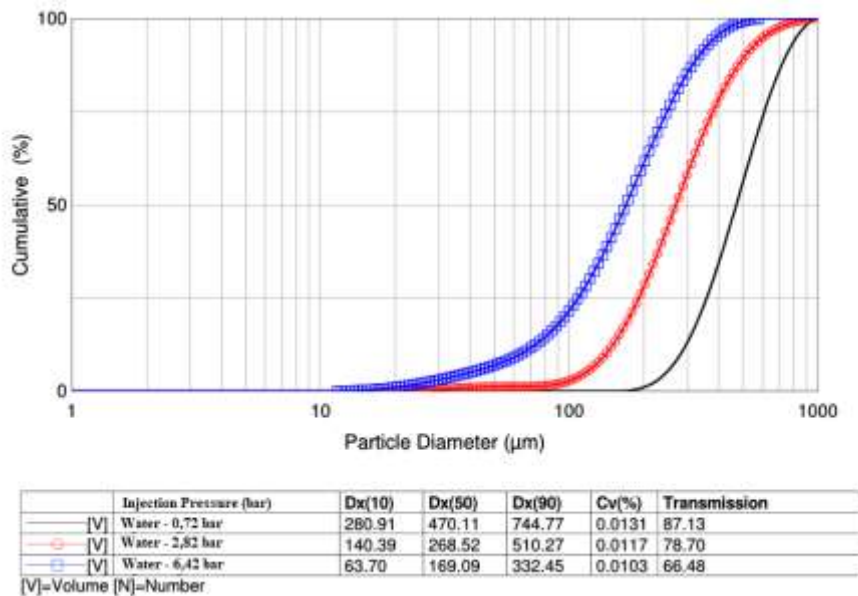
As Figuras 11.45 e 11.46 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.

As Figuras 11.47 mostra a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água para diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

As Figuras 11.48 e 11.49 mostram as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.

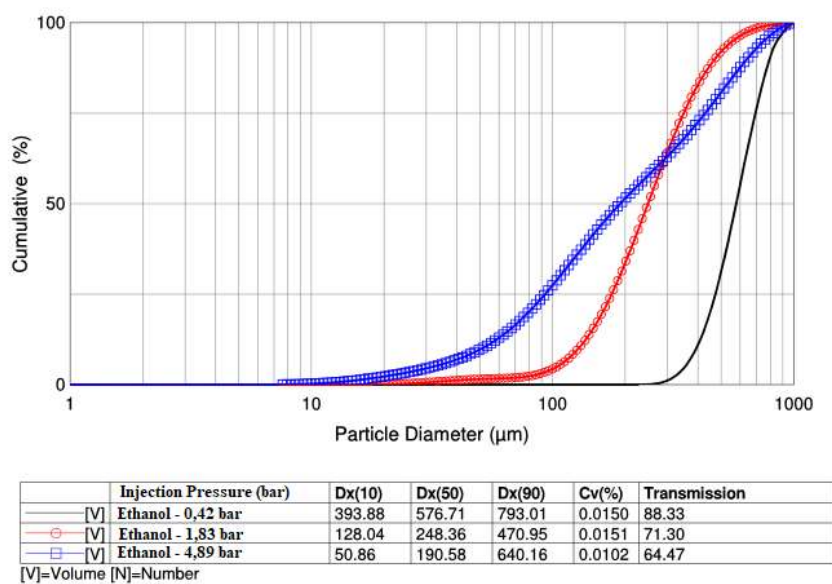
A Figura 11.50 mostra as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água para diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

Figura 11.45 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



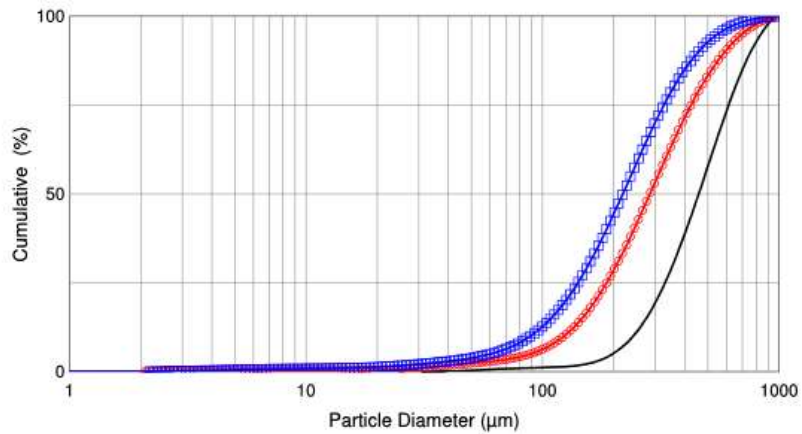
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.46 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.47 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

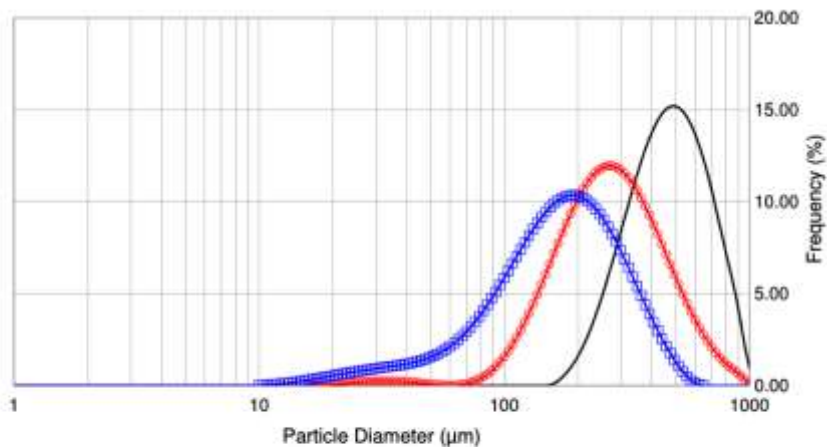


	Injection Pressure (bar)	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Cv(%)	Transmission
—	[V] Water - 2,1 bar	241.25	456.83	757.66	0.0080	90.77
—○	[V] Water - 7,74 bar	123.08	284.18	589.36	0.0087	78.52
—□	[V] Water - 16,58 bar	88.75	218.22	455.02	0.0142	57.31

[V]=Volume [N]=Number

Fonte: Produção do autor.

Figura 11.48 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.

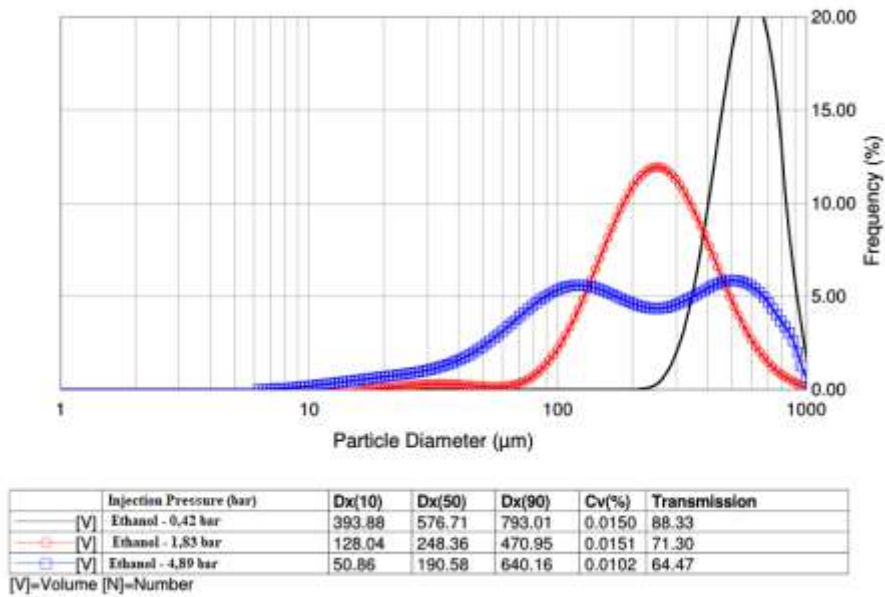


	Injection Pressure (bar)	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Cv(%)	Transmission
—	[V] Water - 0,72 bar	280.91	470.11	744.77	0.0131	87.13
—○	[V] Water - 2,82 bar	140.39	268.52	510.27	0.0117	78.70
—□	[V] Water - 6,42 bar	63.70	169.09	332.45	0.0103	66.48

[V]=Volume [N]=Number

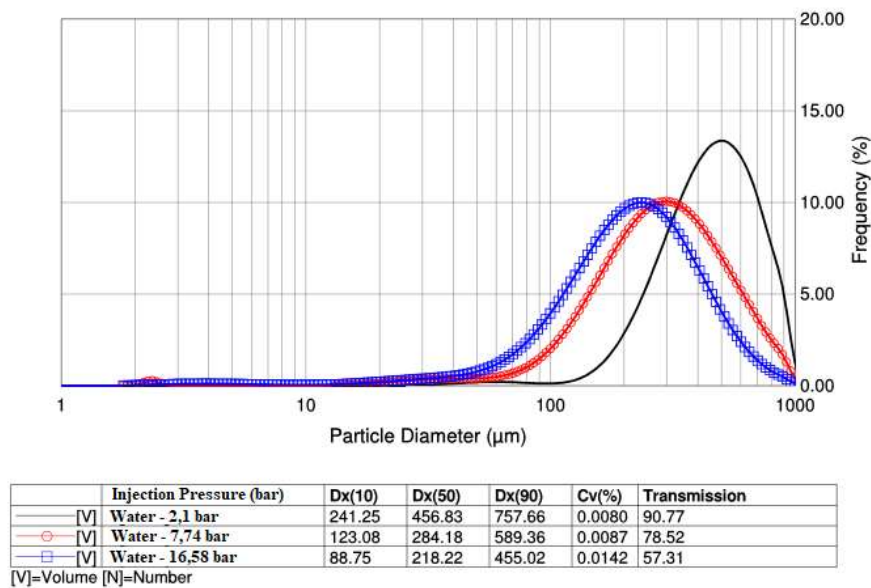
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.49 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.50 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

Ao analisar as Figuras 11.45, 11.46 e 11.47, nota-se que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como SMD , Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem com o aumento da pressão de injeção. Contudo, verifica-se que para o etanol na câmara primária, o menor Dv_{90} encontra-se na pressão de injeção de 1,83 bar. Porém, na pressão de injeção de 4,89 bar, o etanol apresenta um aumento no valor de Dv_{90} com uma diminuição significativa dos valores de Dv_{10} e Dv_{50} . Todos os demais comportamentos são semelhantes aos injetores centrífugos duais A e B.

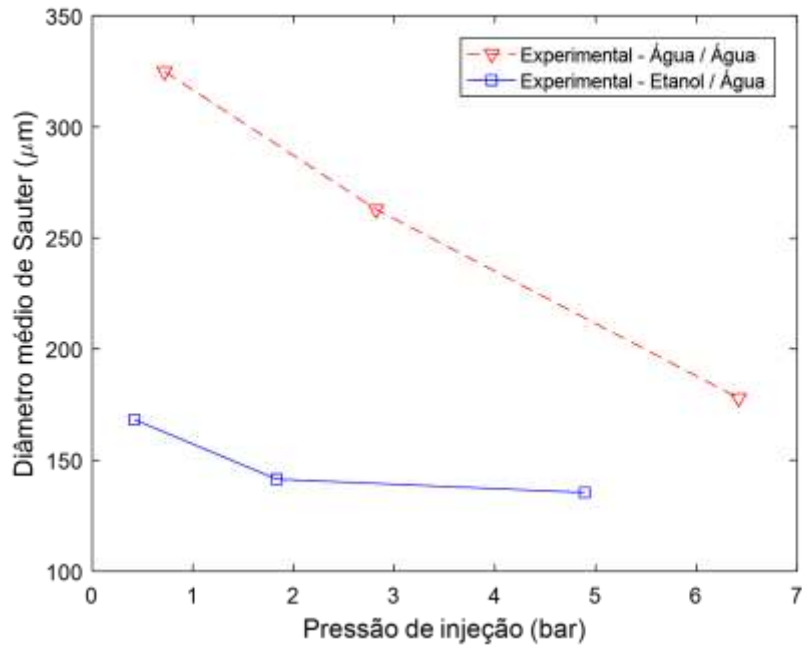
Observa-se nas Figuras 11.48, 11.49 e 11.50 que as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas se deslocam para a esquerda, juntamente com uma diminuição da amplitude com o aumento da pressão de injeção, indicando uma redução geral nos diâmetros médios das gotas numa mesma proporção. Porém, no caso do etanol líquido na câmara primária (Figura 11.49), a curva apresenta dois pontos de máximo e a formação de um ponto de inflexão na pressão de injeção de 4,89 bar, devido a um aumento do Dv_{90} , e redução significativa dos Dv_{10} e Dv_{50} .

A Figura 11.51 apresenta os valores experimentais dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção de água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.

As Figuras 11.52 e 11.53 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.

As Figuras 11.54 e 11.55 mostram as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.

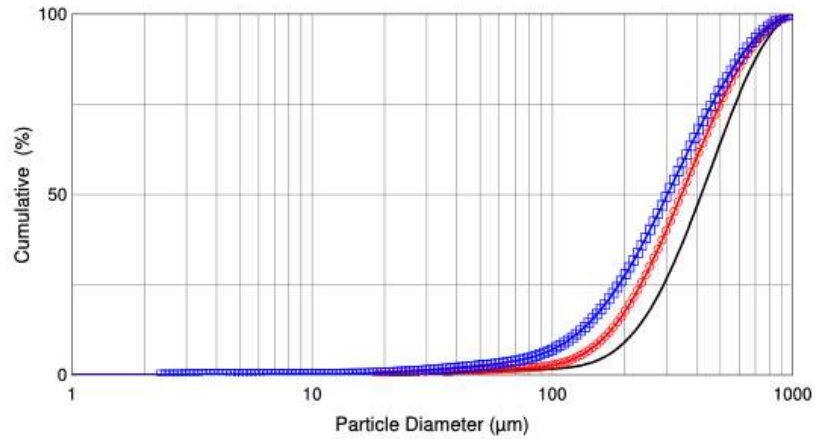
Figura 11.51 - Valores experimentais do *SMD* em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Nota-se na Figura 11.51 que o *spray* resultante da colisão entre os cones das câmaras primária e secundária proporciona *SMD* menores para o etanol / água do que somente para água. Utilizando somente água nas duas câmaras centrífugas o *spray* resultante apresenta um comportamento descendente quase linear atingindo um *SMD* igual a 178 micra para a pressão de injeção de 6,42 bar. O etanol / água em baixas pressões de injeção já apresenta um *SMD* inferior a esse valor.

Figura 11.52 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.

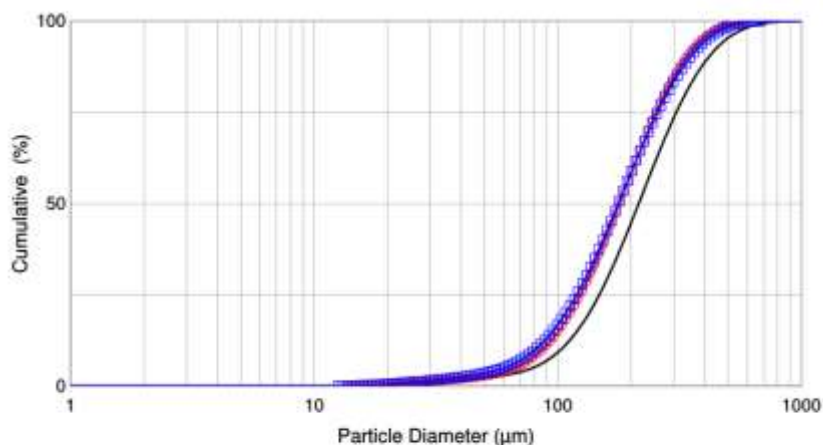


	Injection Pressure (bar)	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Cv(%)	Transmission
—	Water - 0,72 bar / 2 bar	205.94	416.25	732.09	0.0240	71.52
—○—	Water - 2,82 bar / 2 bar	161.93	344.16	665.16	0.0242	65.73
—□—	Water - 6,42 bar / 2 bar	118.68	300.57	636.03	0.0115	74.15

[V]=Volume [N]=Number

Fonte: Produção do autor.

Figura 11.53 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.

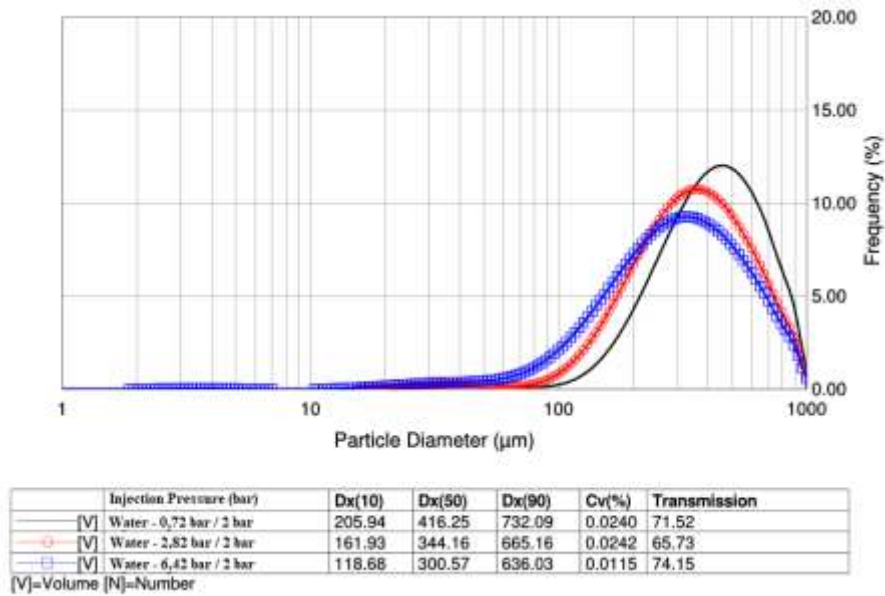


	Injection Pressure (bar)	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Cv(%)	Transmission
—	Ethanol / Water - 0,42 bar / 2 bar	102.90	214.79	415.05	0.0158	65.07
—○—	Ethanol / Water - 1,83 bar / 2 bar	86.29	178.92	337.04	0.0131	65.40
—□—	Ethanol / Water - 4,89 bar / 2 bar	80.47	177.27	348.01	0.0129	64.60

[V]=Volume [N]=Number

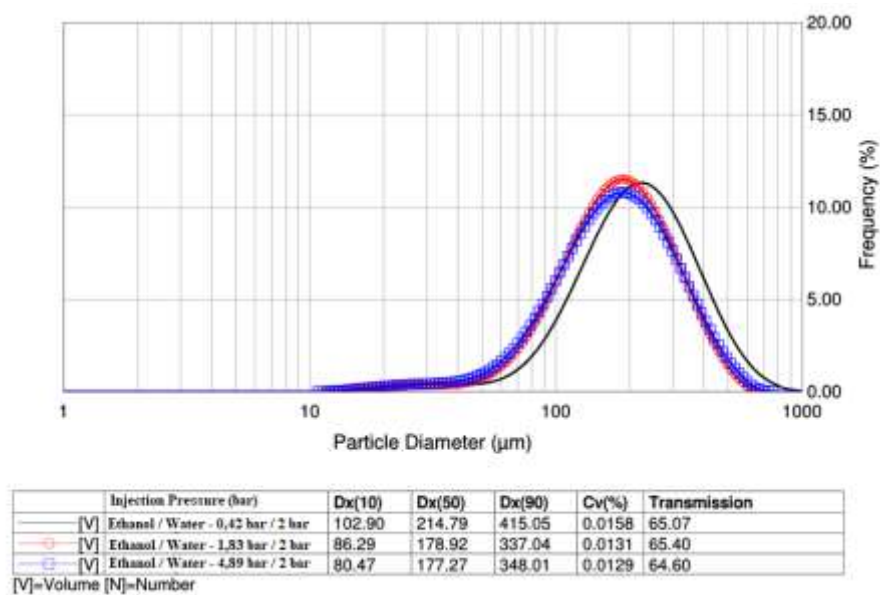
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.54 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.55 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor centrífugo dual C na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 11.52 e 11.53 que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como SMD , Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem muito pouco com o aumento da pressão de injeção, indicando que o desempenho do injetor está ligado diretamente aos *sprays* resultantes da colisão dos dois cones ocios. Verifica-se ainda que colisão entre etanol na câmara primária e água na câmara secundária fornece um padrão de *spray* mais fino do que apenas água nas duas câmaras centrífugas. O comportamento descrito é observado na Figuras 11.54 e 11.55 para as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas se deslocam levemente para a esquerda juntamente com uma pequena diminuição da amplitude das com o aumento da pressão.

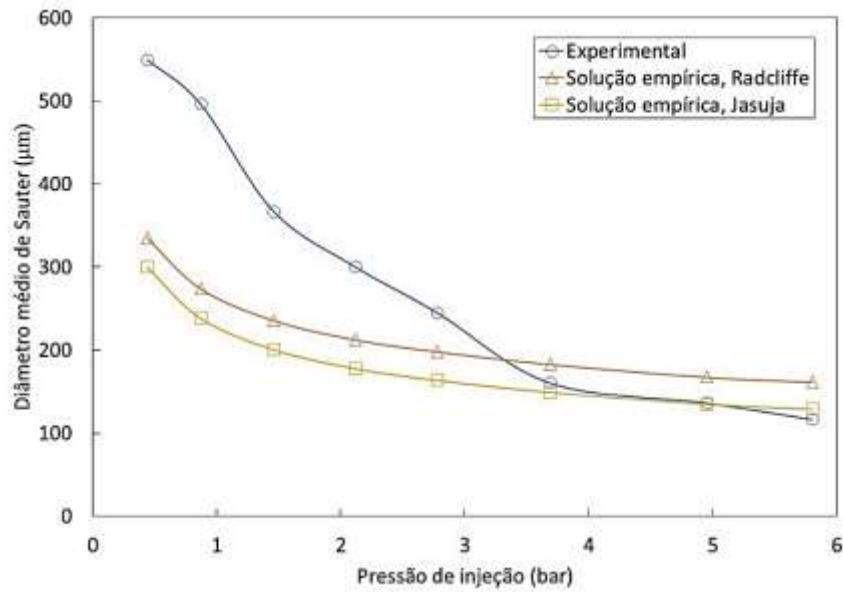
Comparando os injetores centrífugos duais A, B e C em termos do diâmetro médio de Sauter para uma dada pressão de injeção, verifica-se que o injetor C, projetado para menores vazões mássicas, fornece de maneira geral os menores valores desse parâmetro em relação ao injetor B, projetado para médias vazões mássicas, que por sua vez fornece os menores valores em relação ao injetor A, projetado para maiores vazões mássicas. Isso significa que para uma determinada vazão mássica, um conjunto de injetores centrífugos duais apresenta um desempenho em termos do diâmetro médio de Sauter superior a um único injetor. Porém, verifica-se um comportamento oposto para o etanol gelificado.

11.8.4. Injetor jato-centrífugo dual

As Figuras 11.56, 11.57 e 11.58 apresentam os valores experimentais e empíricos dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.

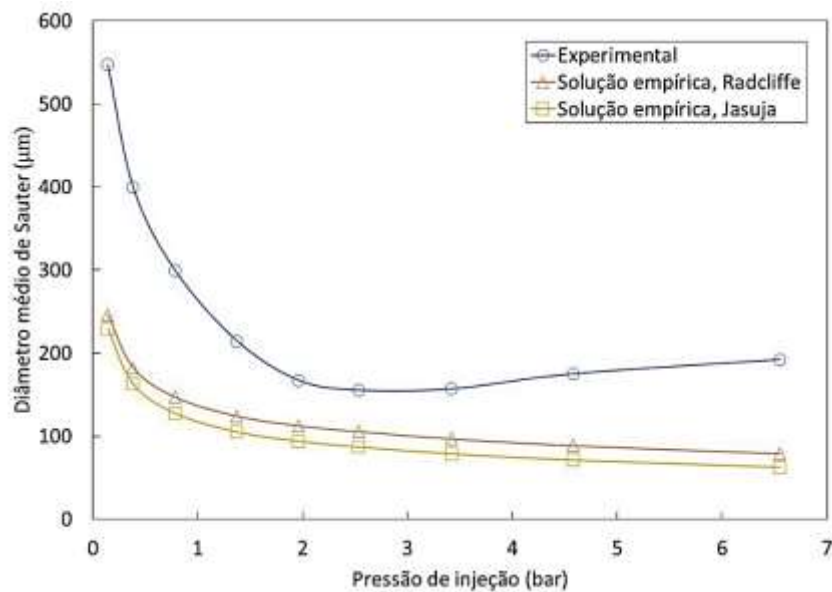
A Figura 11.59 apresenta os valores experimentais e empíricos dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.

Figura 11.56 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para água na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



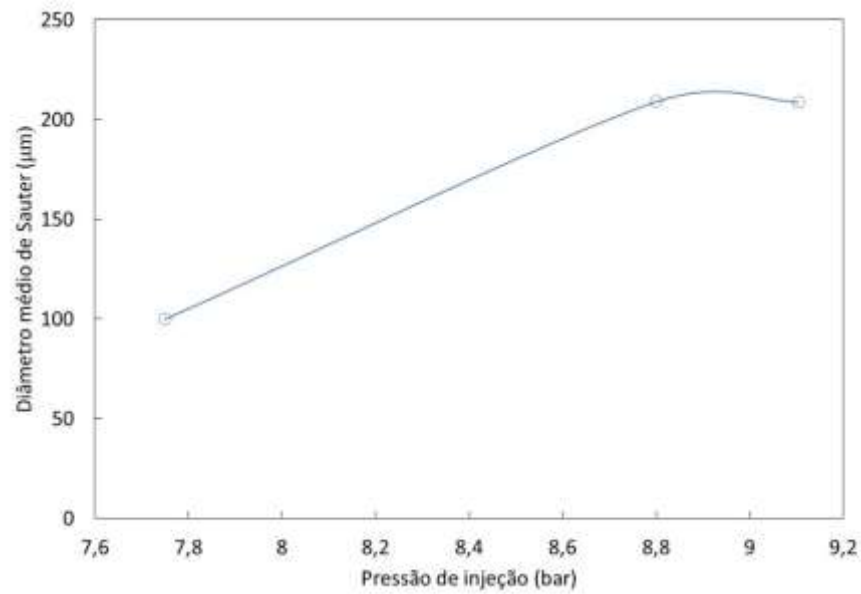
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.57 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para etanol na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



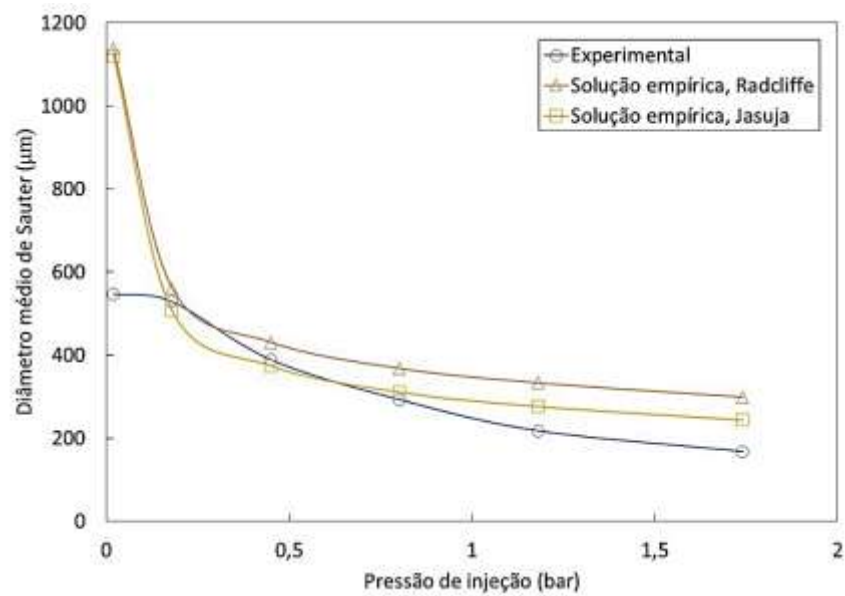
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.58 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para etanol gelificado na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.59 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da pressão de injeção para água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 11.56 que os valores experimentais encontrados para água se adequam melhor a equação empírica de Jasuja. A equação de Jasuja determinou com precisão o comportamento experimental para a água a partir da pressão de injeção de 3,69 bar, quando o injetor entra no regime de atomização plenamente desenvolvido.

Nota-se na Figura 11.57 que os valores experimentais encontrados para etanol são maiores do que a equação empírica de Radcliffe. O injetor entra no regime de atomização plenamente desenvolvido a partir da pressão de injeção de 2,53 bar apresentando um *SMD* de 155,2 micra sendo este valor 32% maior do que o estimado pela equação empírica de Radcliffe. Diferente do comportamento da água na câmara primária, o etanol teve um leve aumento do *SMD* com o aumento da pressão de injeção após a pressão de injeção de 2,53 bar. Verifica-se ainda que o *SMD* para o etanol foi maior do que para a água.

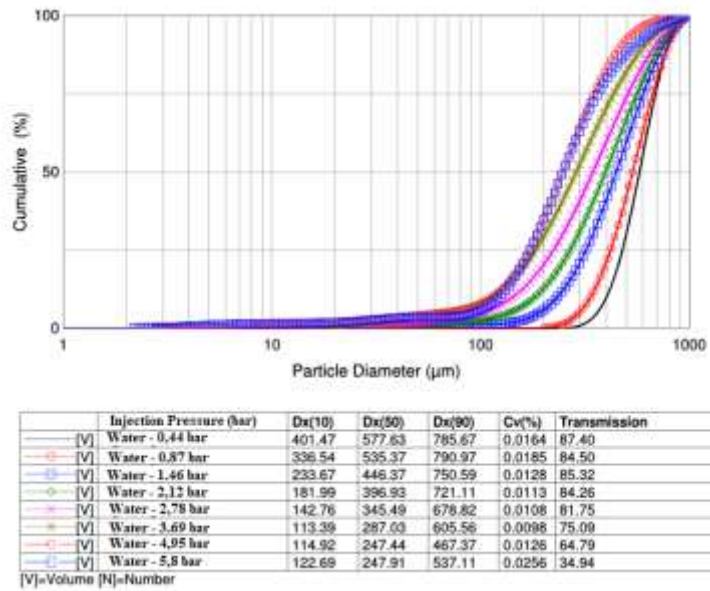
Observa-se na Figura 11.58 que os valores experimentais do *SMD* para o etanol gelificado aumentam com o incremento de pressão até 8,8 bar onde atinge o regime de atomização plenamente desenvolvido. Nesse ponto o *SMD* é de 209 micra mantendo-se, aproximadamente, constante.

Nota-se na Figura 11.59 que os valores experimentais encontrados para água se adequam melhor a equação empírica de Jasuja. A equação empírica de Jasuja determinou com boa precisão o comportamento experimental ao longo de toda a faixa de operação. O maior desvio entre a equação empírica de Jasuja e os valores experimentais é inferior a 31% e encontra-se na pressão de injeção de 1,74 bar.

As Figuras 11.60, 11.61 e 11.62 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.

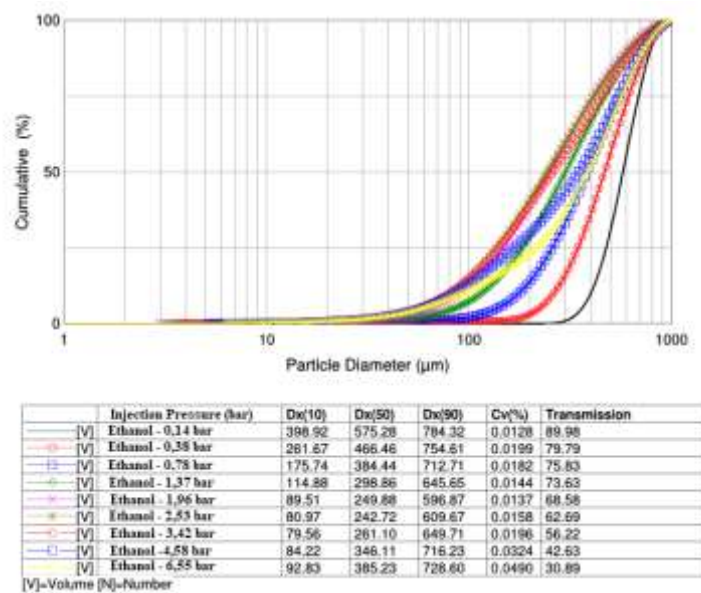
As Figuras 11.63 mostra a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água para diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.

Figura 11.60 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



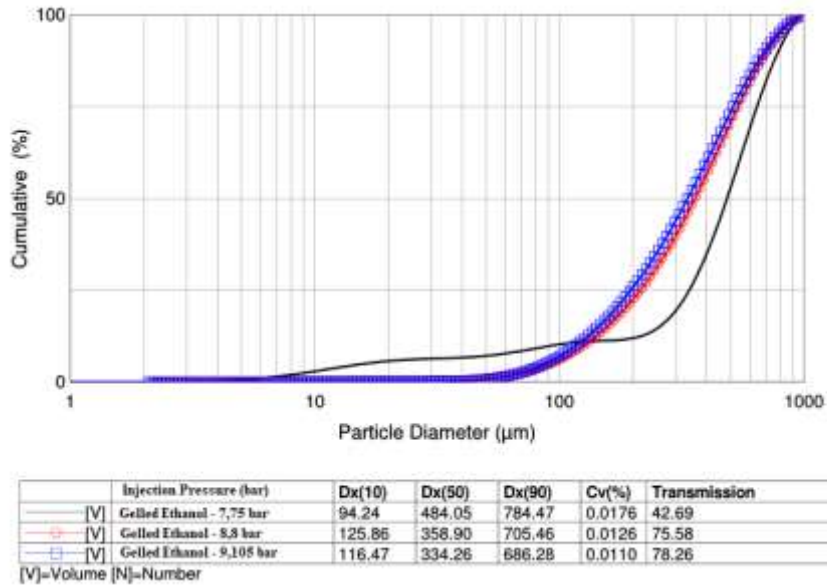
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.61 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



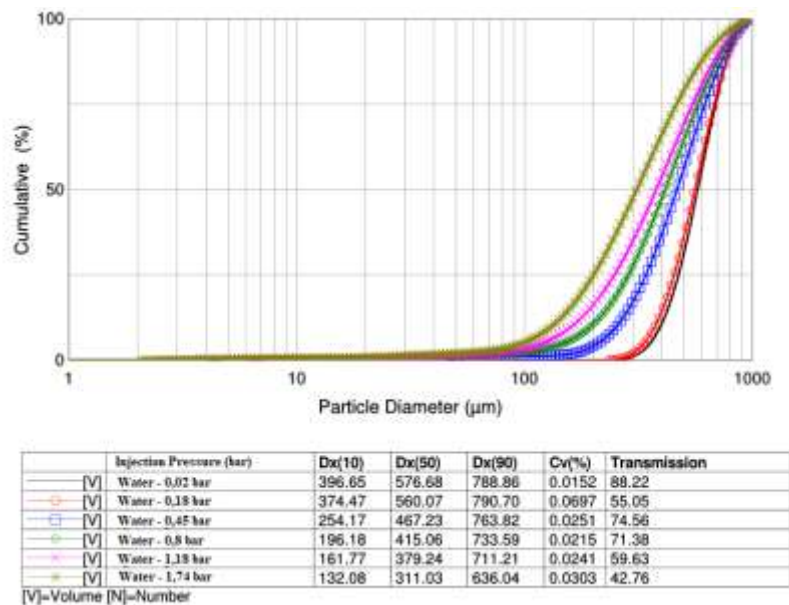
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.62 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.63 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Ao analisar as Figuras 11.60, 11.61, 11.62 e 11.63, nota-se que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como SMD , Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem com o aumento da pressão de injeção. Contudo, verifica-se que para o etanol na câmara primária, o menor Dv_{90} encontra-se na pressão de injeção de 1,96 bar. Após essa condição, o etanol na câmara primária apresenta um sucessivo aumento em todos os parâmetros com o incremento da pressão de injeção. Observa-se ainda que o etanol gelificado apresenta um Dv_{10} menor na pressão de injeção de 7,75 bar resultando numa curva esticada ou alongada para a esquerda. Todos os demais comportamentos são semelhantes aos injetores centrífugos duais.

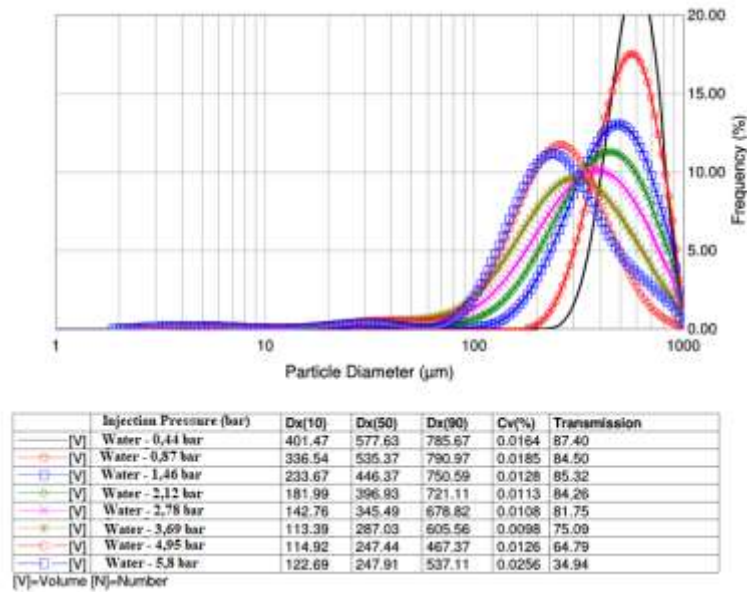
As Figuras 11.64, 11.65 e 11.66 mostram as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.

A Figura 11.67 mostra as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água para diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.

A Figura 11.68 apresenta os valores experimentais dos diâmetros médios de Sauter em função da pressão de injeção de água ou etanol em diversas pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.

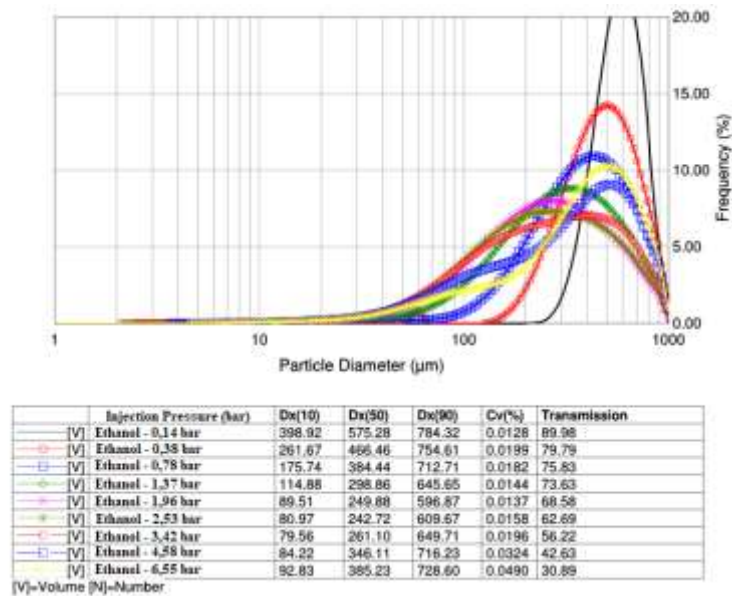
Observa-se nas Figuras 11.64, 11.65, 11.66 e 11.67 que as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas se deslocam para a esquerda, juntamente com uma diminuição da amplitude com o aumento da pressão de injeção, indicando uma redução geral nos diâmetros médios das gotas numa mesma proporção. Porém, no caso do etanol líquido na câmara primária (Figura 11.65), as curvas deslocam-se para a direita após a pressão de injeção de 3,42 bar, devido a um aumento dos valores de Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} com o incremento da pressão de injeção.

Figura 11.64 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



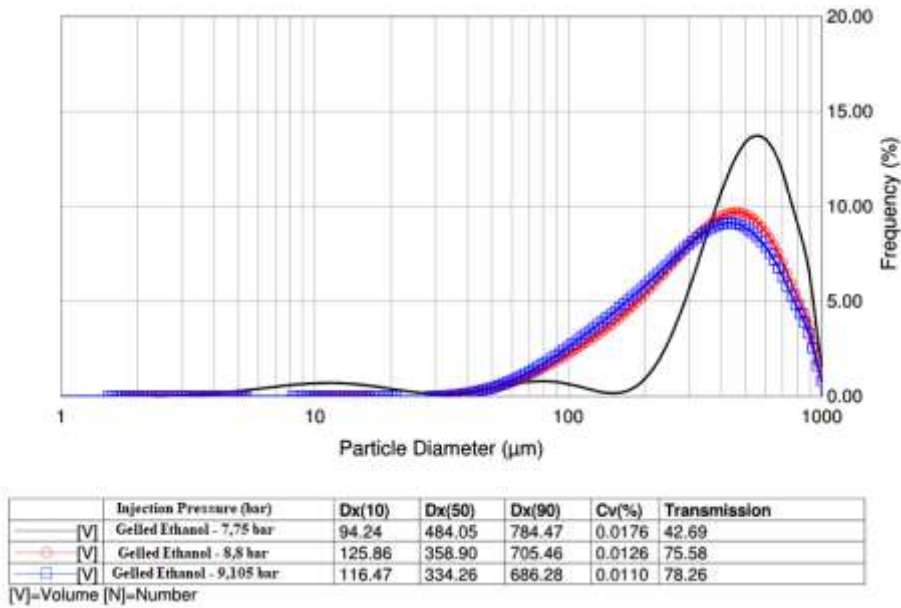
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.65 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



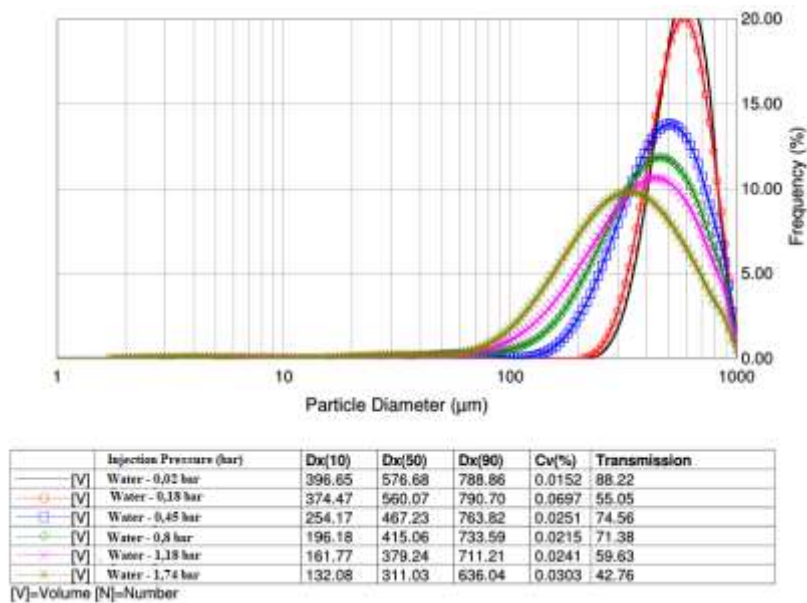
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.66 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol gelificado em diferentes pressões de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



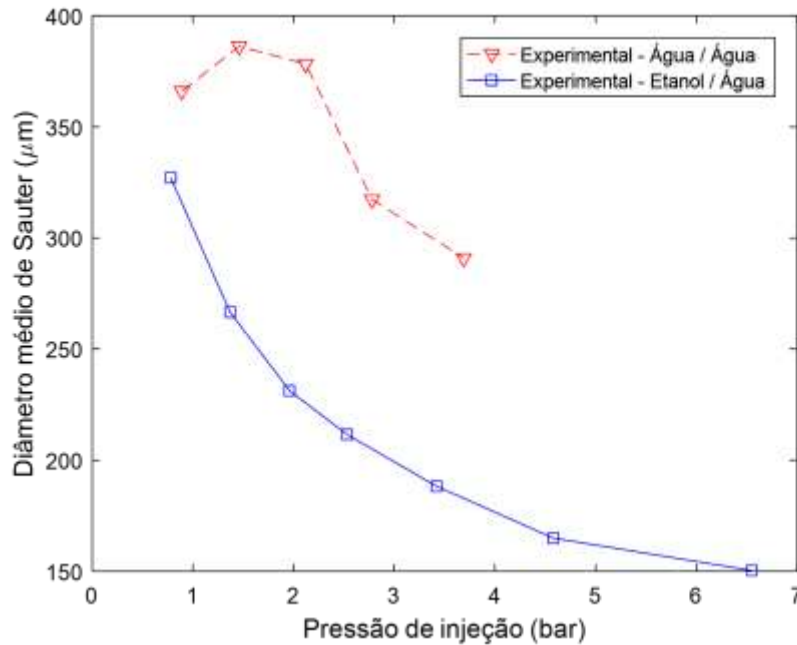
Fonte: Produção do autor.

Figura 11.67 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.68 - Valores experimentais do *SMD* em diversas pressões de injeção na câmara primária utilizando água ou etanol e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.

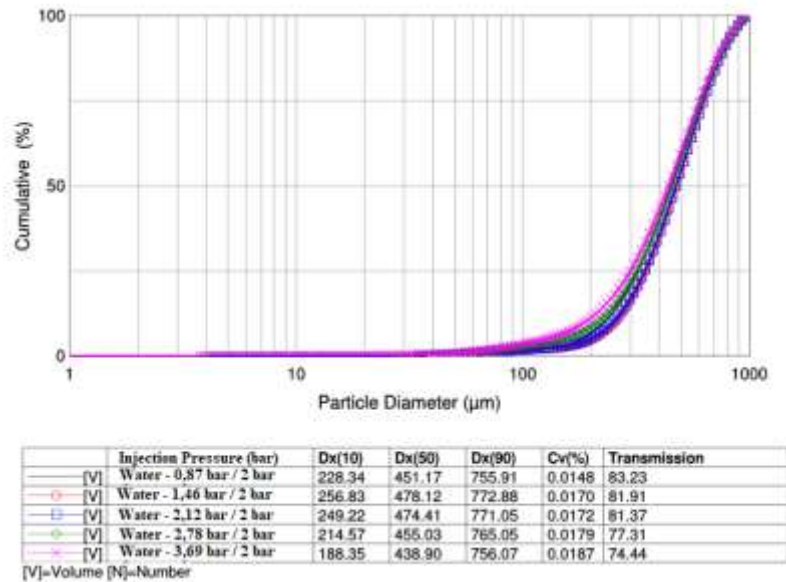


Fonte: Produção do autor.

Nota-se na Figura 11.68 que o *spray* resultante da colisão entre os cones das câmaras primária e secundária proporciona *SMD* menores para o etanol / água do que somente para água. Verifica-se ainda que o *SMD* utilizando somente água é 35% maior do que para etanol / água na pressão de injeção de 3,5 bar.

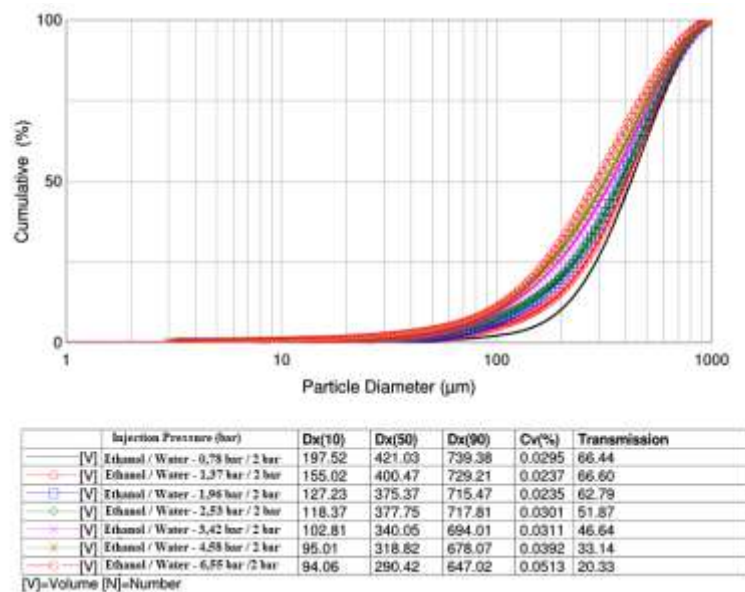
As Figuras 11.69 e 11.70 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.

Figura 11.69 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.70 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.

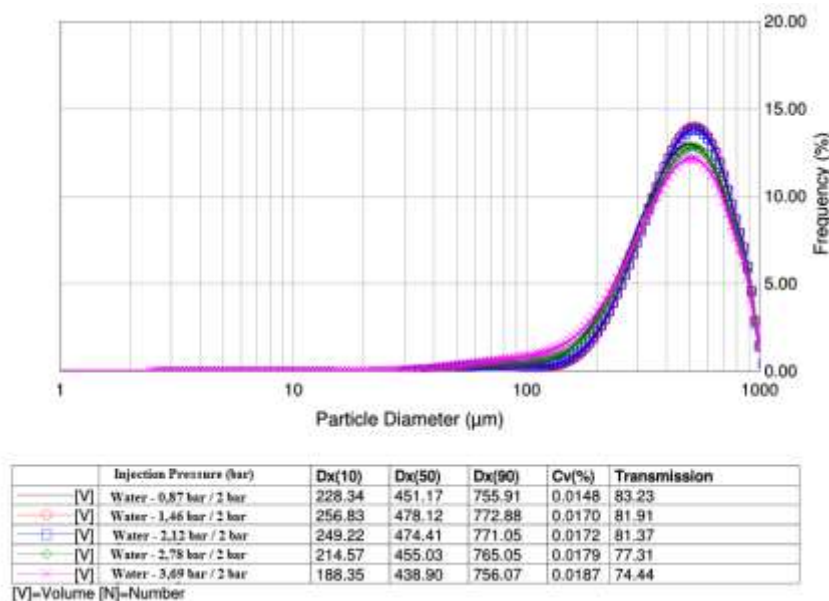


Fonte: Produção do autor.

As Figuras 11.71 e 11.72 mostram as funções de densidade de probabilidade ou frequência dos diâmetros das gotas de água e etanol, respectivamente, para diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando simultaneamente com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.

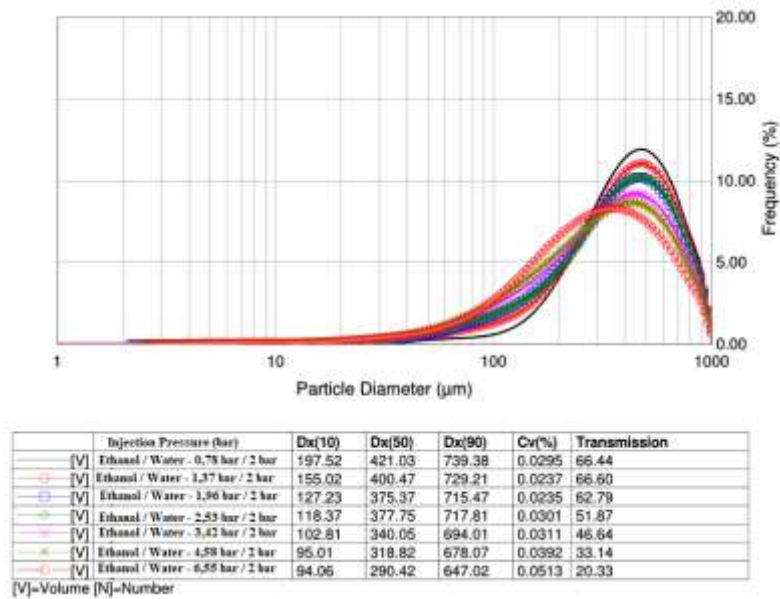
Observa-se nas Figuras 11.69 e 11.70 que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como SMD , Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem muito pouco com o aumento da pressão de injeção, indicando que o desempenho do injetor está ligado diretamente aos *sprays* resultantes da colisão dos dois cones ocios. Verifica-se ainda que colisão entre etanol na câmara primária e água na câmara secundária fornece um padrão de *spray* mais fino do que apenas água nas duas câmaras centrífugas. O comportamento descrito é observado na Figuras 11.71 e 11.72 para as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas se deslocam levemente para a esquerda juntamente com uma pequena diminuição da amplitude das com o aumento da pressão.

Figura 11.71 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

Figura 11.72 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes pressões de injeção na câmara primária e operando com água na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual na pressão de injeção de 2 bar.



Fonte: Produção do autor.

12. SIMETRIA DOS PADRÕES DOS *SPRAYS*

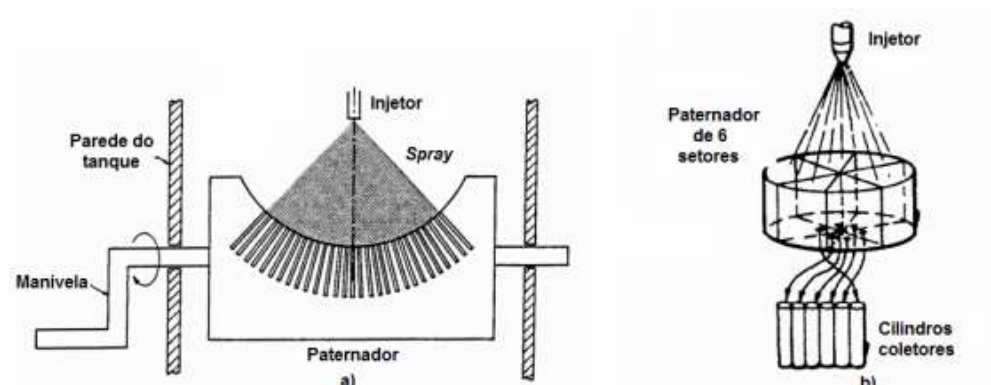
Uma boa simetria dos padrões dos sprays produzidos pelos injetores é necessária para proporcionar uniformidade adequada na distribuição de massas e proporcionar um melhor desempenho nos diversos processos químicos ou físicos envolvendo a atomização de fluidos por injetores. Na secagem por *spray*, por exemplo, um padrão assimétrico pode causar uma mistura pobre de líquido-gás, o que prejudica a eficiência do processo e a qualidade do produto. Na pintura ou revestimento de superfícies, um padrão de *spray* uniforme é essencial. A simetria dos padrões dos *sprays* também é importante em dispositivos de combustão, como queimadores a óleo domésticos e industriais. Em combustores de turbinas a gás, o combustível deve ser distribuído uniformemente para alcançar altas eficiências de combustão, baixas emissões de poluentes e aumentar a vida útil da turbina a gás. Em motores-foguete, um padrão assimétrico dos *sprays* produzidos pelos injetores na câmara de combustão pode reduzir significativamente a eficiência do processo de combustão e, conseqüentemente, diminuir o desempenho propulsivo.

O processo de medida da simetria e da uniformidade da distribuição de massa dos padrões dos *sprays* é conhecido comumente como padronização (*patterning*). As medições de simetria dos padrões dos *sprays* são úteis na identificação de fontes ou causas dessas uniformidades e na caracterização do injetor. Padrões de *sprays* levemente assimétricos são difíceis de serem detectados por inspeção visual, portanto, a determinação quantitativa da simetria dos padrões dos *sprays* é desejável, não apenas no projeto e desenvolvimento do injetor, mas também no controle de qualidade em aplicações específicas.

A padronização é medida tanto de forma radial quanto circunferencial para determinar a distribuição do líquido dentro de um *spray*. O equipamento para fazer a medida da padronização chama-se Paternador e pode ser do tipo radial ou circunferencial, conforme Figura 12.1. Um típico Paternador radial consiste de uma seqüência de tubos de ensaio equidistantes entre si posicionados de forma radial a partir da origem do

spray. Um típico Paternador circunferencial pode ser descrito como vários paternadores radiais posicionados com diferentes ângulos em torno do seu eixo ou origem do *spray*, geralmente espaçados entre 15° e $22,5^\circ$, completando uma volta inteira, semelhante a um relógio. Com as medidas do tipo circunferencial pode-se obter uma medida da uniformidade e da simetria da distribuição do líquido sobre a periferia do *spray*. No caso radial a uniformidade de distribuição do líquido é medida como uma função da distância radial até o eixo ou origem do *spray*. Os dados estatísticos obtidos a partir destas medidas são utilizados para caracterizar de forma geral a qualidade do padrão do *spray*.

Figura 12.1 - Paternador mecânico: a) radial e b) circunferencial.



Fonte: Adaptada de Vásquez (2011).

A padronização circunferencial é sensível às características geométricas de um projeto específico de injetor. Por exemplo, para injetores centrífugos, a padronização está correlacionada com o grau de excentricidade entre a câmara centrífuga e o orifício de descarga. A qualidade da fabricação do injetor também é importante, pois a padronização do *spray* pode ser prejudicada pelo acabamento superficial deficiente, imperfeições nos orifícios de descarga, obstruções nos orifícios, alinhamento excêntrico dos principais componentes do injetor e outras condições (LEFEBVRE; MCDONNELL, 2017).

Desenvolvimentos recentes ou melhorias no equipamento de padronização incluem o uso de foto transistores para medir

automaticamente o nível de líquido em cada tubo de ensaio (LEFEBVRE; MCDONNELL, 2017).

Nos últimos anos os dispositivos e as técnicas para realizar estas medições qualitativas e quantitativas da distribuição de massa foram evoluindo. Hoje em dia estas técnicas são classificadas como intrusivas (mecânicas) e não-intrusivas. As técnicas intrusivas requerem a inserção de sondas de extração ou de vasos de coleta na região de medição. As técnicas não-intrusivas incluem o processamento de imagens, a difração e o espalhamento da luz. No presente trabalho o Paternador projetado para realizar as medidas de distribuição de massa desta pesquisa é classificado como uma técnica intrusiva (VÁSQUEZ, 2011).

O procedimento de medição do Paternador mecânico consiste em coletar o líquido do spray em vasos de coleta particionados ou em arranjos de recipientes. O volume do líquido (ou massa) é recolhido pelas sondas individuais de extração ou pelos recipientes de coleta, durante um determinado período de tempo com a finalidade de determinar o padrão do spray gerado pelo injetor em função do fluxo de volume líquido (ou massa) (VÁSQUEZ, 2011).

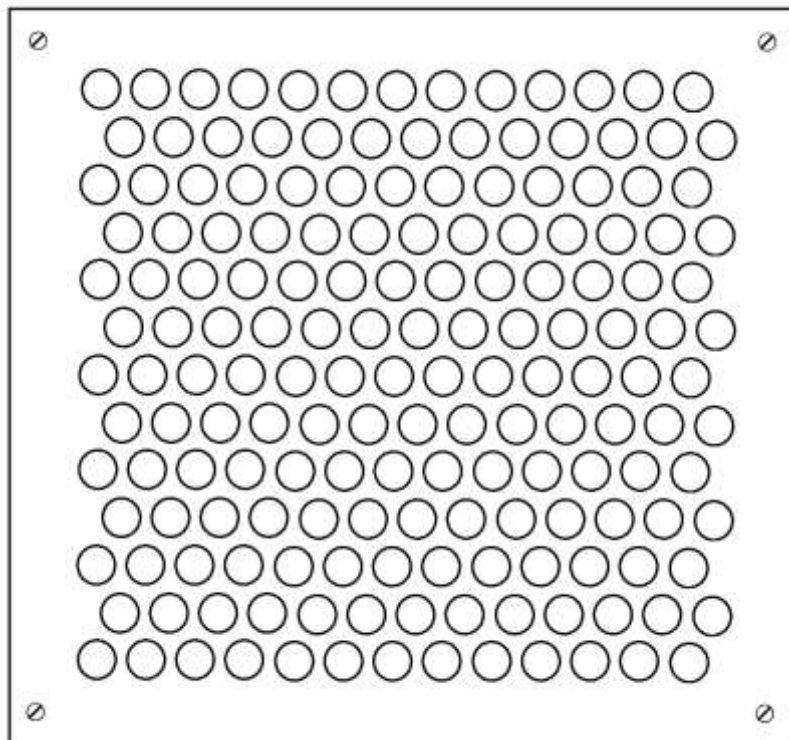
Técnicas intrusivas apresentam certas desvantagens no momento de realizar a medição, ou seja, oferecem uma limitada resolução espacial, não são apropriados para regime transiente e não permitem visualizar diretamente a distribuição de massa devido à natureza destrutiva do tipo de medição. Além disso, estas técnicas levam muito tempo para realizar medições completas da distribuição do spray, e deve-se ter líquido suficiente para coleta ao longo do tempo e, às vezes, os recipientes de coleta são movidos durante a medição (VÁSQUEZ, 2011).

12.1. Medição experimental da simetria do padrão do *spray*

Para verificar e estudar a simetria dos padrões dos *sprays* produzidos pelos injetores, foi projetado e construído um Paternador do tipo mecânico devido a sua simplicidade construtiva e baixo custo de fabricação.

O Paternador mecânico projetado e fabricado, conforme Figura 12.2, consiste em um arranjo de 169 cilindros coletores (tubos de ensaio), cada um com diâmetro de 18 mm, espessura da parede do tubo de 0,9 mm e comprimento de 180 mm posicionados sobre uma chapa de acrílico na forma de uma matriz 13x13. Os tubos estão alocados de maneira uniforme, equidistantes entre si, em cada linha ou fileira da matriz apresentando um espaçamento de 3 mm na horizontal. Na linha subsequente os tubos apresentam a mesma regra, porém estão alocados numa distância na horizontal de forma a estarem localizados entre os dois tubos da linha anterior formando um triângulo equilátero com os vértices (centro dos tubos) a uma distância de 21 mm (ver Figura 12.3). Essa configuração, semelhante a um “favo de mel”, minimiza o espaçamento entre os tubos na matriz e permite realizar a padronização radial e circunferencial simultaneamente tendo uma maior amostragem de dados.

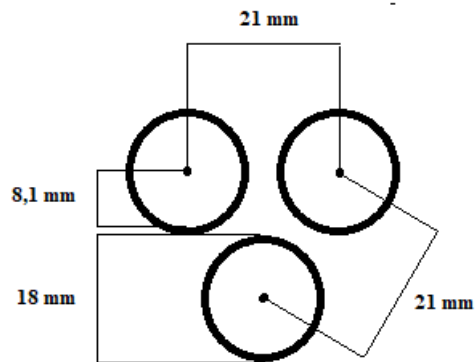
Figura 12.2 - Desenho do Paternador.



Fonte: Produção do autor.

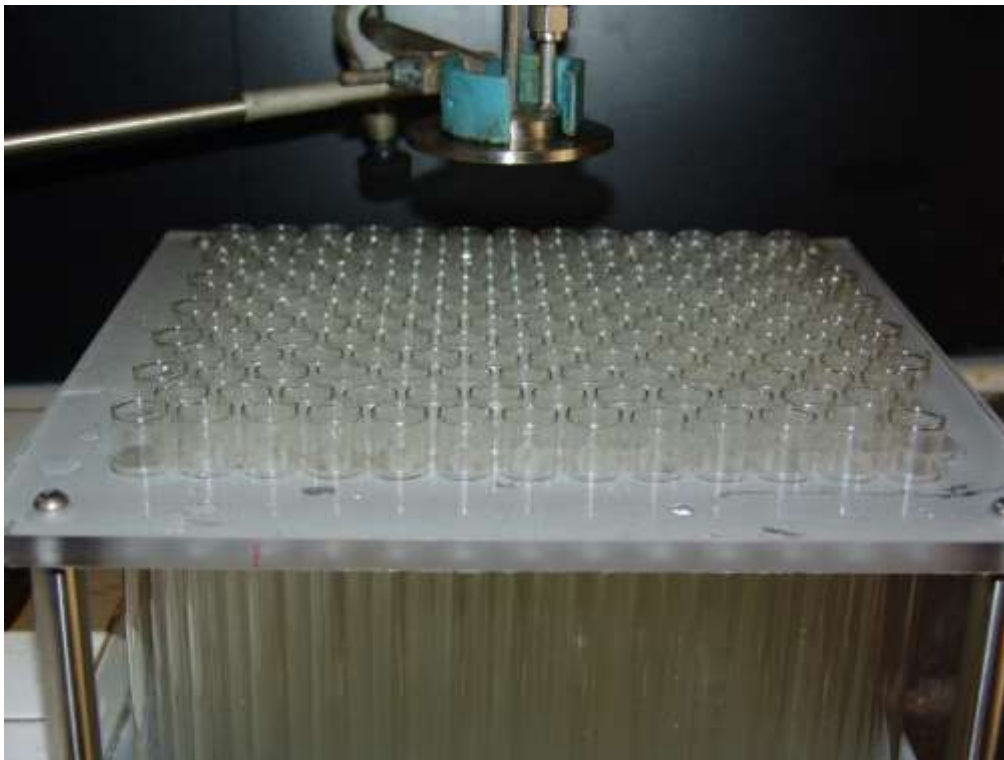
As Figuras 12.4 e 12.5 mostram uma imagem do Paternador fabricado e em teste com um injetor, respectivamente.

Figura 12.3 - Desenho esquemático do posicionamento dos tubos de ensaio.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.4 - Paternador fabricado.



Fonte: Produção do autor.

As medições das alturas de líquido coletadas em um determinado intervalo de tempo de teste nos tubos de ensaios são realizadas com a utilização de um paquímetro. Depois os dados são analisados através de um software especialmente desenvolvido em Matlab para esta finalidade.

Figura 12.5 - Paternador com o injetor em teste.

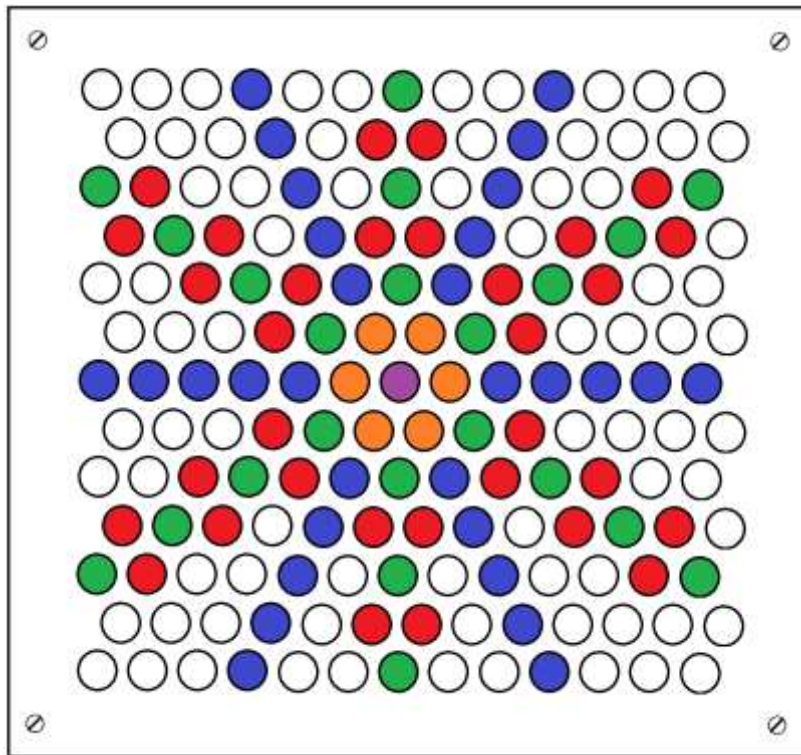


Fonte: Produção do autor.

Os tempos de teste variam de acordo com o injetor utilizado em função da vazão mássica na qual é projetado. De maneira geral, o teste era encerrado e o tempo cronometrado quando a altura de líquido estava próxima do volume máximo permitido no tubo do ensaio de 36mL (180 mm) ou apresentava um volume significativo para as medições. O injetor era alinhado com o centro geométrico do Paternador e a distância vertical (H) entre o orifício de descarga do injetor e os tubos de ensaio foi mantida em 50 ou 100 mm, de acordo com o injetor utilizado.

O software desenvolvido para análise da simetria e distribuição de massa do padrão dos *sprays* produzidos pelos injetores emprega um método de interpolação cúbica para gerar curvas de nível, projeções 2D, e superfícies 3D a partir dos dados coletados. Além disso, foram analisadas as distribuições radiais de massa dos *sprays* através desse software, conforme a Figura 12.6, em diversos ângulos (0° , $\approx 30^\circ$, $\approx 60^\circ$, 90° , $\approx 120^\circ$ e $\approx 150^\circ$) de rotação em torno do tubo central do Paternador.

Figura 12.6 - Esquema de análise radial dos sprays no Paternador.



Fonte: Produção do autor.

Como pode ser visto na Figura 12.6, os tubos de ensaio representados nas cores azul ou laranja fornecem os dados de distribuição radial de massa dos *sprays* em 0° , $\approx 60^\circ$ e $\approx 120^\circ$. Os tubos de ensaio representados na cor verde fornecem os dados de distribuição radial de massa dos *sprays* em $\approx 60^\circ$ e 90° . No entanto, pode ser visto que nesses dois ângulos existe um menor número de dados e por isso foram efetuadas interpolações lineares nos tubos de ensaio representados nas cores vermelha ou laranja para obtenção de um maior número de pontos, quando necessário. O tubo de ensaio representado na cor roxa é a origem do plano de simetria do Paternador. Com essas distribuições radiais (0° , $\approx 30^\circ$, $\approx 60^\circ$, 90° , $\approx 120^\circ$ e $\approx 150^\circ$) foram calculadas a média e o desvio padrão em função da distância radial em relação a origem.

A média aritmética é dada por:

$$\bar{x} = \frac{x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_n}{n} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (12.1)$$

e o desvio padrão é definido por:

$$s = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (12.2)$$

onde n é o número total de valores de x_i .

A média aritmética representa o valor médio de uma distribuição e o desvio padrão o quão próximos ou distantes estão os valores dessa média.

A seguir são apresentados os resultados para as simetrias dos padrões dos *sprays* utilizando projeções 2D da distribuição de massa sobre o Paternador e também os valores médios e desvios padrão das distribuições radiais para os injetores testados.

Deve-se observar que a simetria dos *sprays* de injetores centrífugos depende diretamente do número de canais de entrada dos injetores. Quanto maior o número de canais mais simétrico se torna o *spray*. Por exemplo, se existirem dois canais de entrada, haverá dois pontos de maior acúmulo de fluido dentro do *spray* e, dependendo do posicionamento do injetor sobre o paternador, poderá haver concentração de fluido em um dos lados do paternador. A qualidade de fabricação do injetor, especialmente a usinagem dos orifícios de entrada e saída, também é um fator importante para uma boa simetria do *spray*.

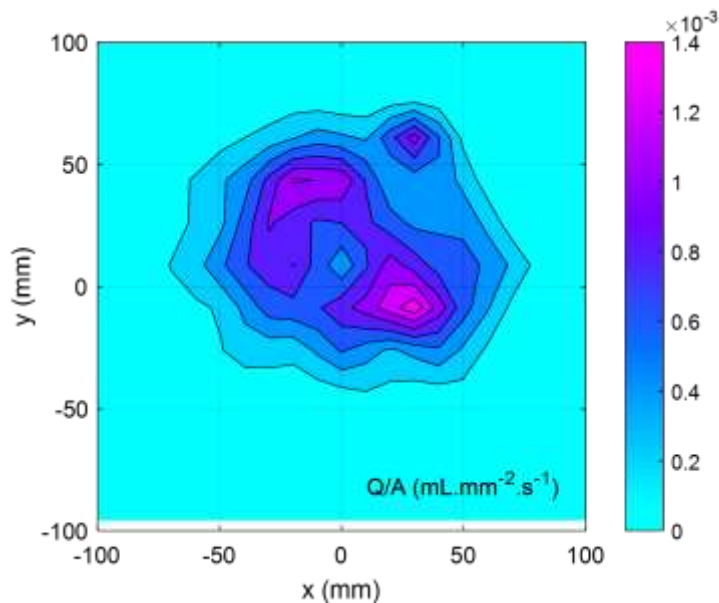
12.2. Resultados para as simetrias dos padrões dos *sprays*

12.2.1. Injetor centrífugo dual A

As Figuras 12.7, 12.8 e 12.9 mostram a visualização em 2D das distribuições de massa do *spray* para a injeção de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.

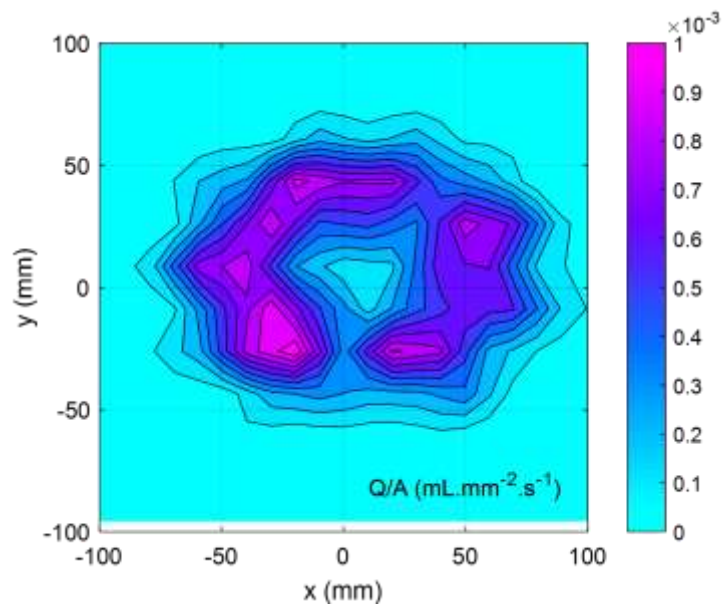
A Figura 12.10 mostra a visualização em 2D da distribuição de massa do *spray* para a injeção de água, para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.

Figura 12.7 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 4,73$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



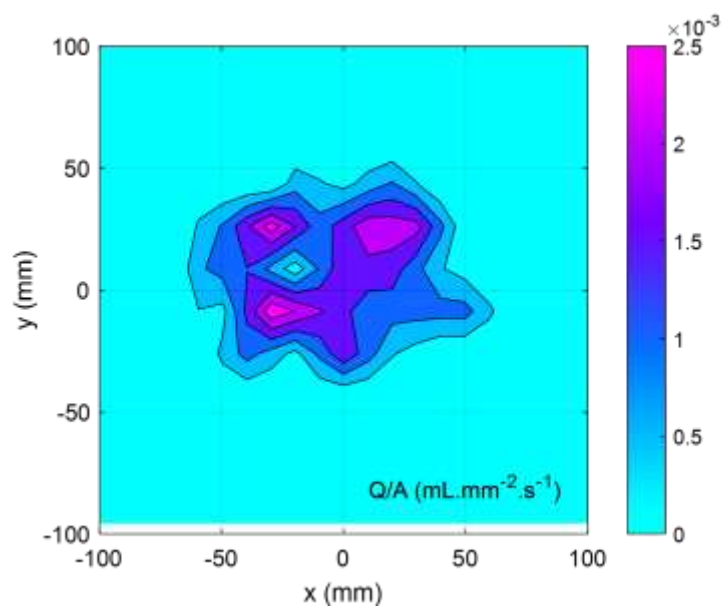
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.8 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,245$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



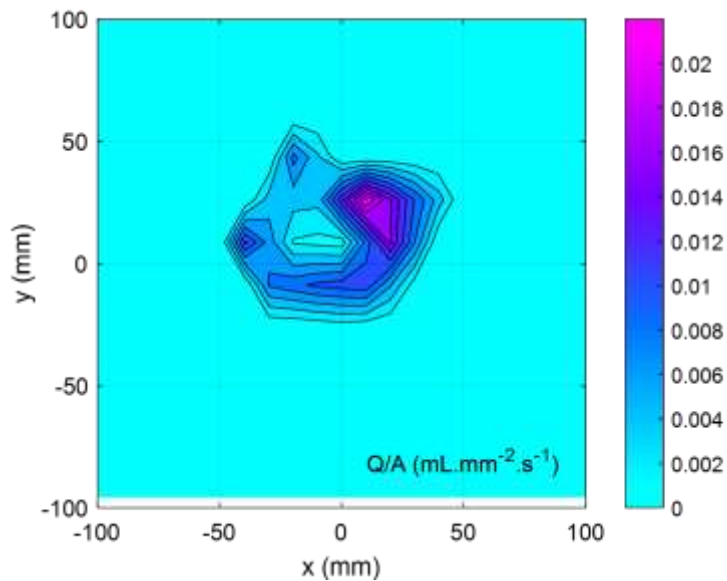
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.9 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 9,95$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.10 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 2,92$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

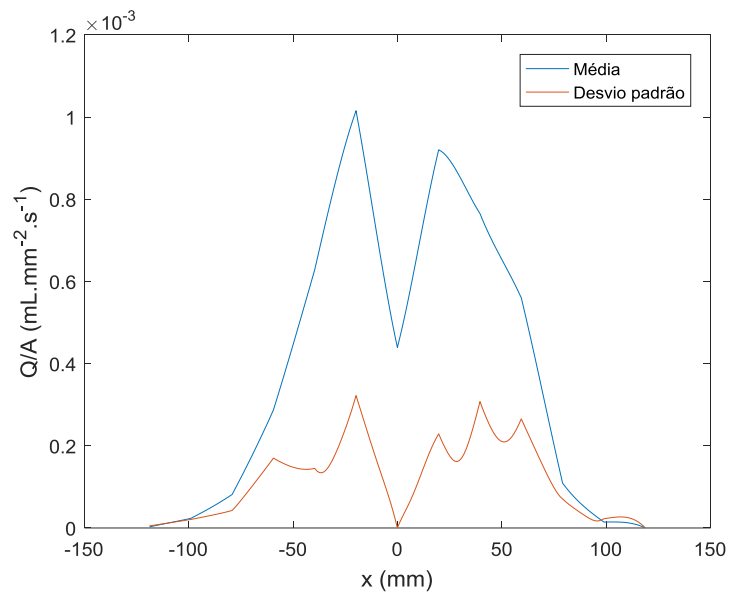
Observa-se nas Figuras 12.7, 12.8 e 12.9 a formação do anel em todos os casos como previsto em injetores centrífugos, devido ao movimento centrífugo do escoamento ao longo do injetor que proporciona um padrão de *spray* na forma de um cone oco. O etanol apresenta um maior espalhamento da distribuição de massa, seguido pela água e pelo etanol gelificado.

Nota-se também na Figura 12.10 a formação do anel, porém nesse caso o núcleo vazio é proporcionalmente maior do que na câmara primária devido a existência orifício de descarga da câmara primária preenchendo esse espaço.

As Figuras 12.11, 12.12 e 12.13 mostram as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* para água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual A.

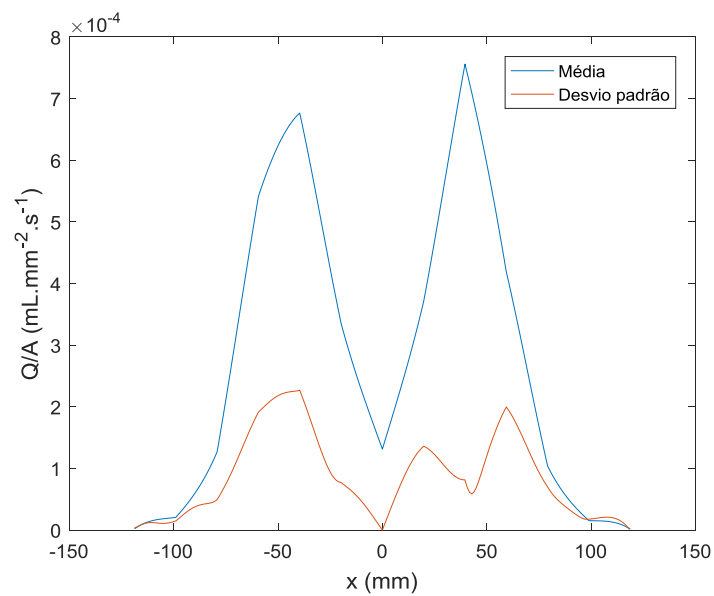
A Figura 12.14 mostra as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* para água, para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.

Figura 12.11 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 4,73$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



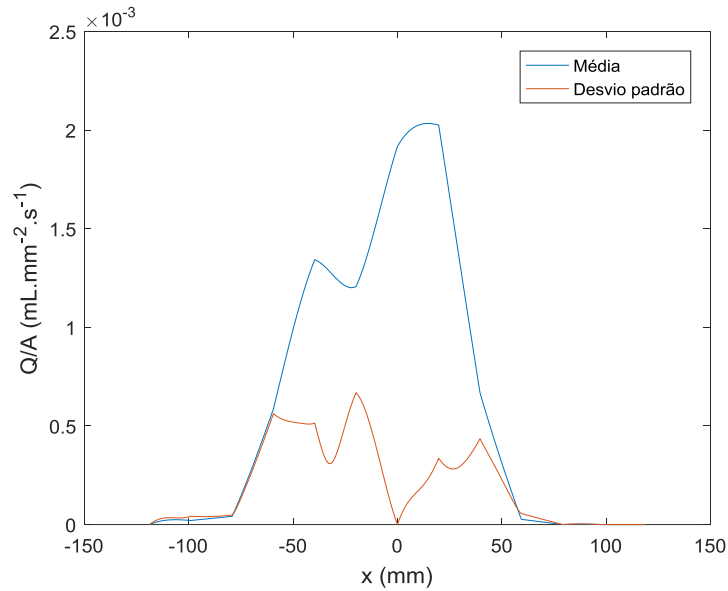
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.12 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando etanol na $P_{inj} = 3,245$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



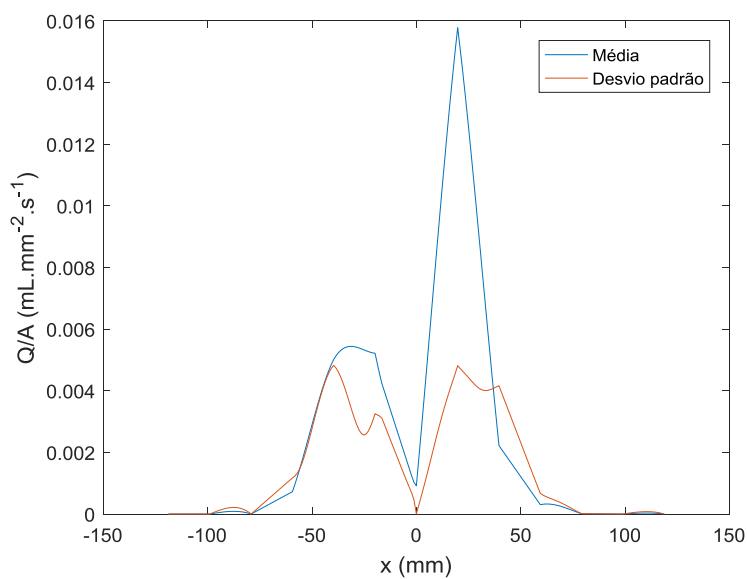
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.13 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 9,95$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.14 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 2,92$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.



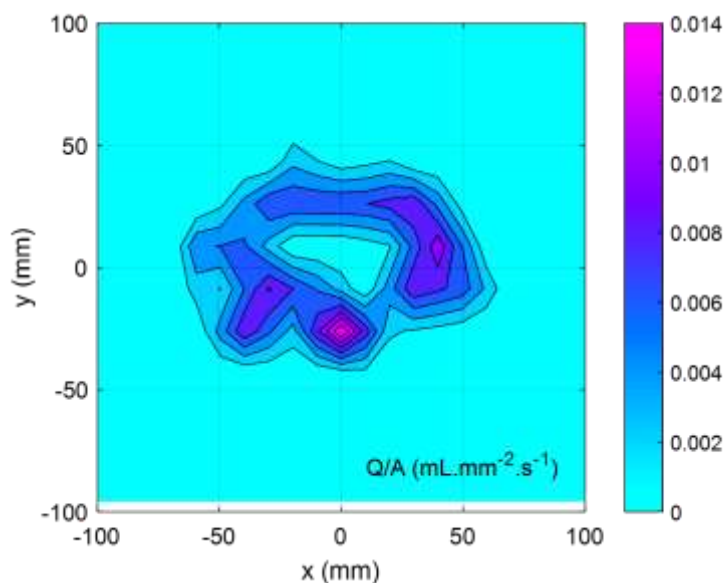
Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 12.11, 12.12 e 12.13 a formação de um padrão de spray na forma de um cone oco na região central onde encontra-se o menor fluxo médio. O etanol apresenta uma distribuição de massa mais uniforme e simétrica, seguido pela água e pelo etanol gelificado.

Nota-se na Figura 12.14 comportamento semelhante para a água em relação aos demais fluidos na câmara primária, porém com uma distribuição mais assimétrica de massa.

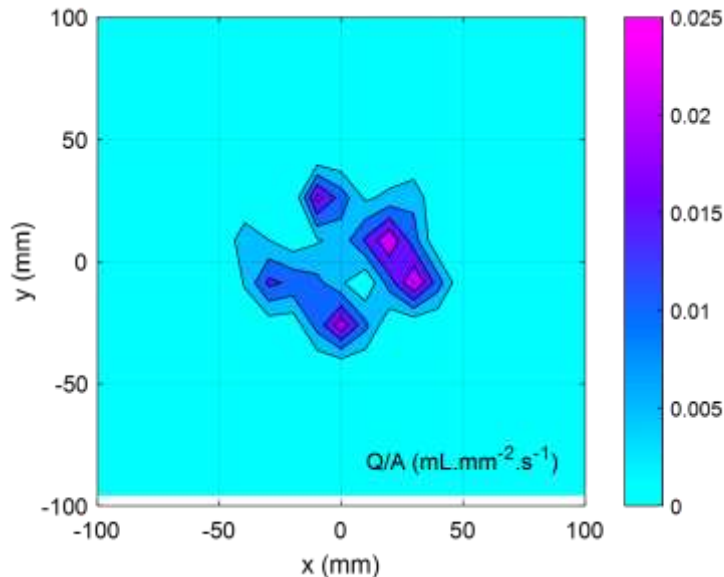
As Figuras 12.15 e 12.16 mostram a visualização em 2D das distribuições de massa do padrão do *spray* resultante da colisão entre água ou etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária e somente água para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.

Figura 12.15 - Visualização em 2D do padrão do *spray* reutilizando somente água nas $P_{inj} = 4,21$ e $2,71$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual A com $H = 50$ mm.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.16 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando etanol na $P_{inj} = 6$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,9$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual A com $H = 50$ mm.



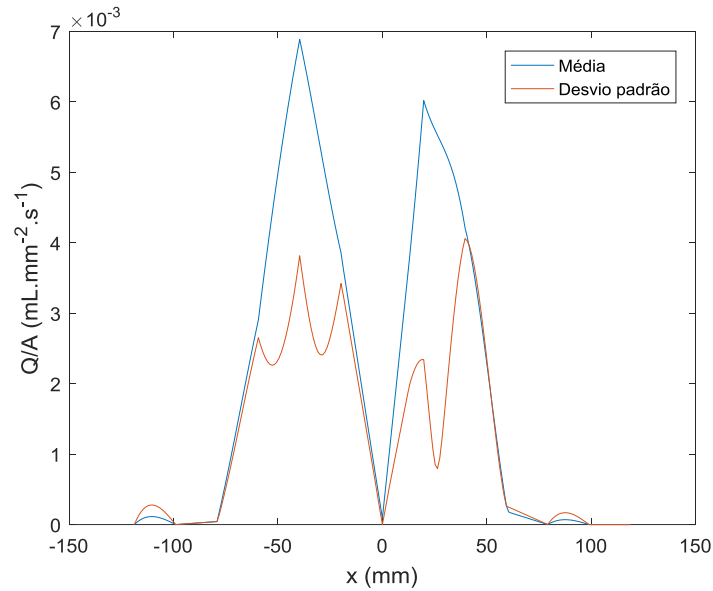
Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 12.15 e 12.16 a formação de um padrão de *spray* na forma de um cone oco na região central onde encontra-se o menor fluxo médio. A colisão entre água apenas resulta em um maior espalhamento da distribuição de massa do que etanol / água. Isso ocorre devido ao fato de que a colisão de dois fluidos iguais (somente água), ou seja, mesma densidade e viscosidade, proporciona uma melhor mistura do que fluidos com propriedades distintas.

As Figuras 12.17 e 12.18 mostram as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* resultantes da colisão entre água ou etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária e somente água para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual A.

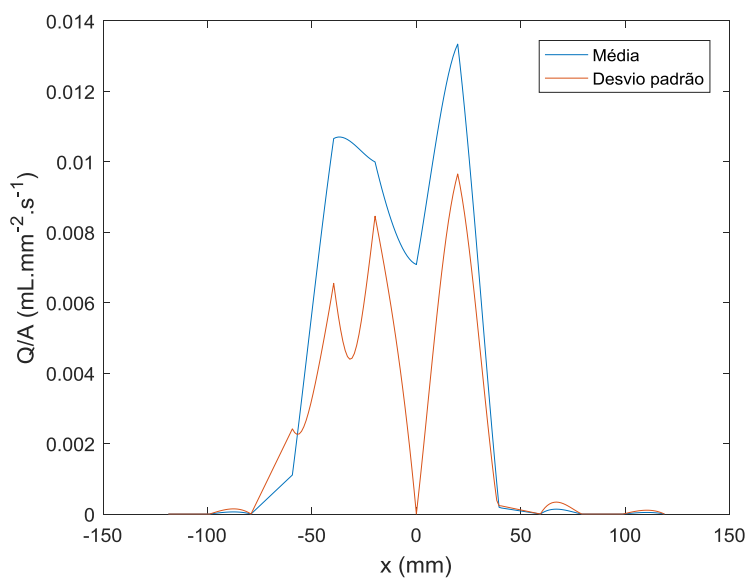
Nota-se nas Figuras 12.17 e 12.18 perfiz de distribuição média de massa relativamente próximos entre si, porém no caso utilizando apenas água verifica-se um desvio padrão menor o que significa que o *spray* é mais uniforme e simétrico do que etanol / água.

Figura 12.17 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando somente água nas $P_{inj} = 4,21$ e $2,71$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual A com $H = 50$ mm.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.18 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 6$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,9$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual A com $H = 50$ mm.



Fonte: Produção do autor.

12.2.2. Injetor centrífugo dual B

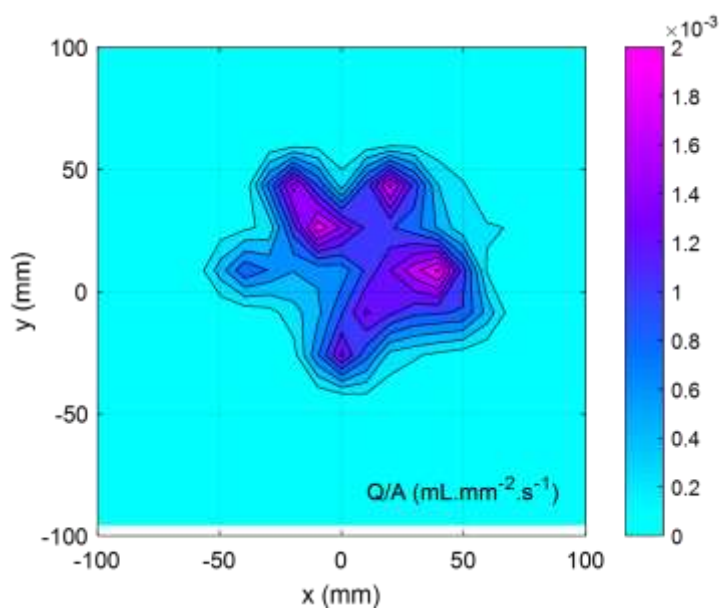
As Figuras 12.19, 12.20 e 12.21 mostram a visualização em 2D das distribuições de massa do *spray* para a injeção de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.

A Figura 12.22 mostra a visualização em 2D da distribuição de massa do *spray* para a injeção de água, para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.

As Figuras 12.23, 12.24, 12.25 mostram as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* para água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual B.

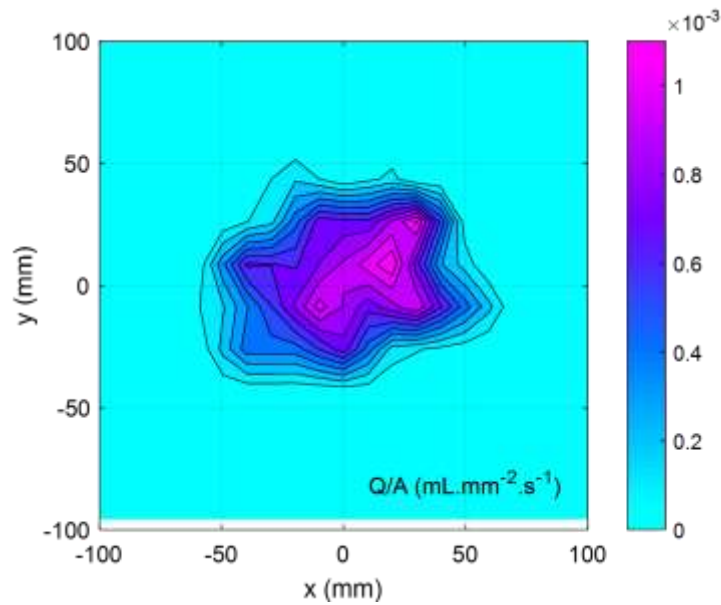
A Figura 12.26 mostra as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* para água, para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.

Figura 12.19 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 6,72$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



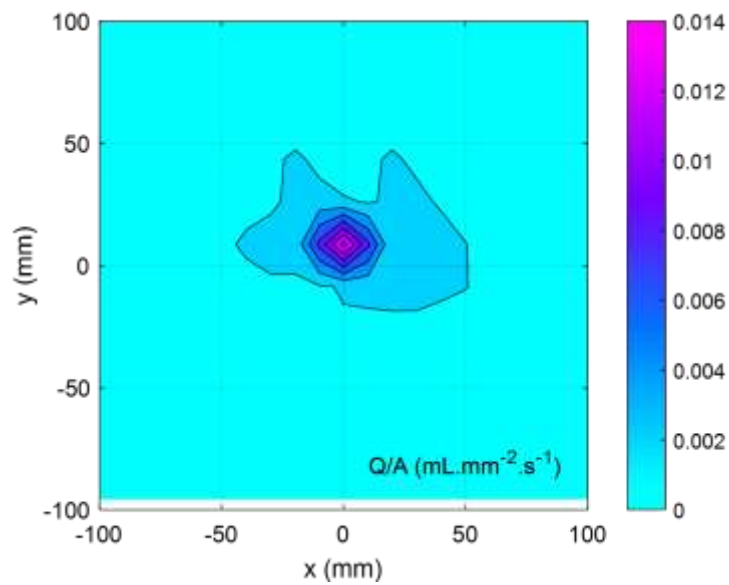
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.20 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando etanol na $P_{inj} = 3,165$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



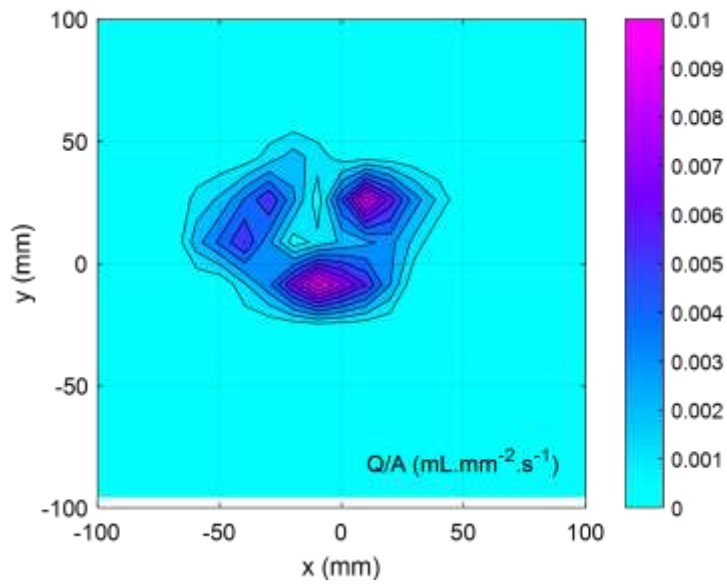
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.21 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 17,23$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



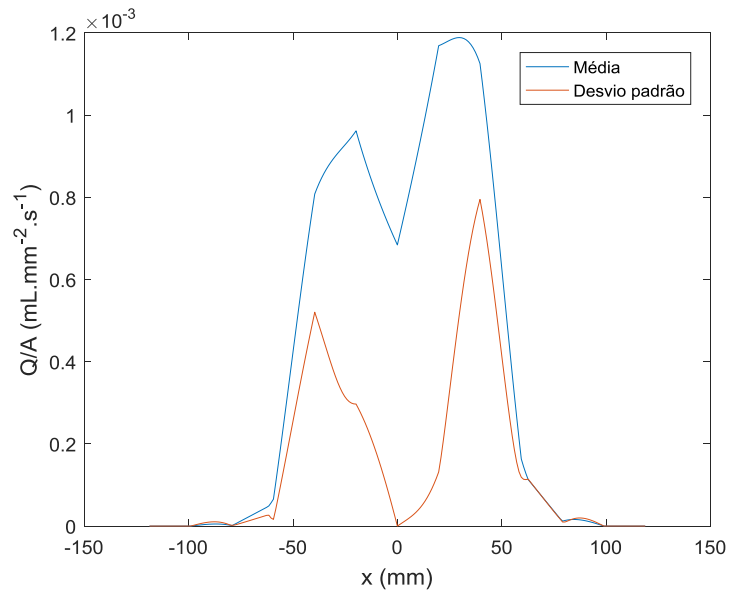
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.22 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 1,97$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.



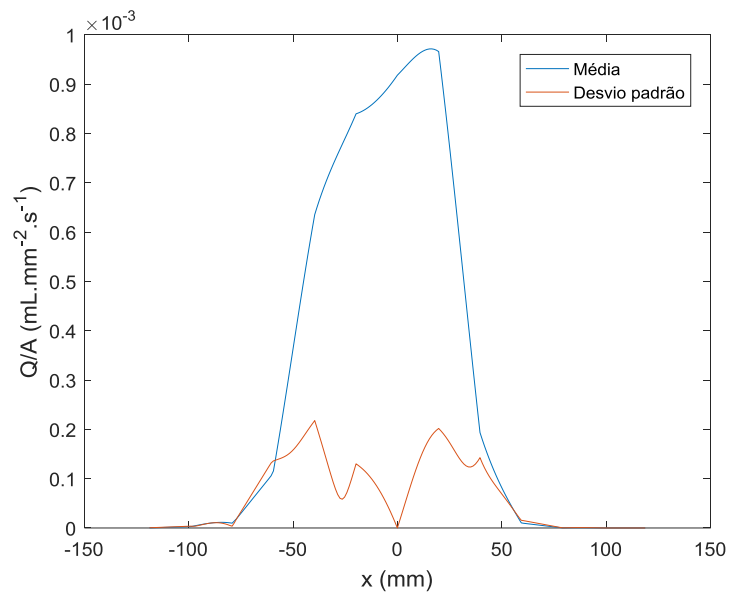
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.23 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 6,72$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



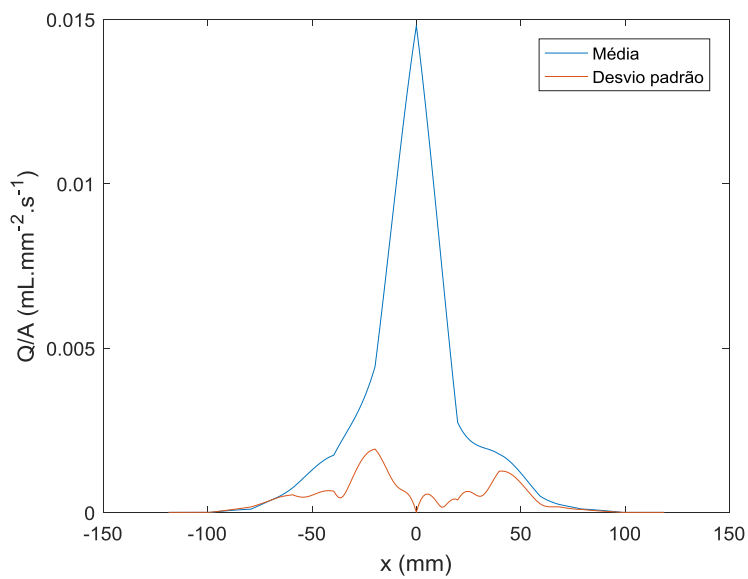
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.24 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando etanol na $P_{inj} = 3,165$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



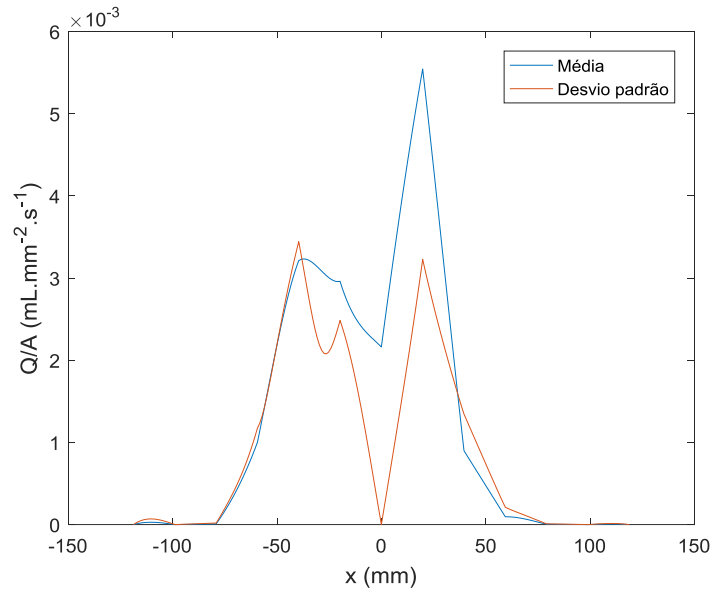
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.25 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 17,23$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.26 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 1,97$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se na Figura 12.19 a formação do anel como previsto em injetores centrífugos, porém com uma distribuição de massa menos uniforme e simétrica e com maior volume de líquido na região central do *spray* em comparação ao injetor centrífugo dual A utilizando água.

Diferentemente da água, nota-se na Figura 12.20, que não há formação do anel para o etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual B. Devido as menores dimensões desse injetor projetado para médias vazões mássicas, o núcleo de ar presente no escoamento interno de líquido dentro desse injetor é menor e, conseqüentemente, a atomização mais fina do etanol resulta na formação de uma névoa que se distribui também no centro do *spray* resultando em um padrão na forma de um cone sólido bem distribuído e uniforme.

Observa-se na Figura 12.21 que não há formação do anel e o padrão do *spray* é semelhante a um jato uniforme e simétrico. Devido à viscosidade extremamente elevada do etanol gelificado, o escoamento interno

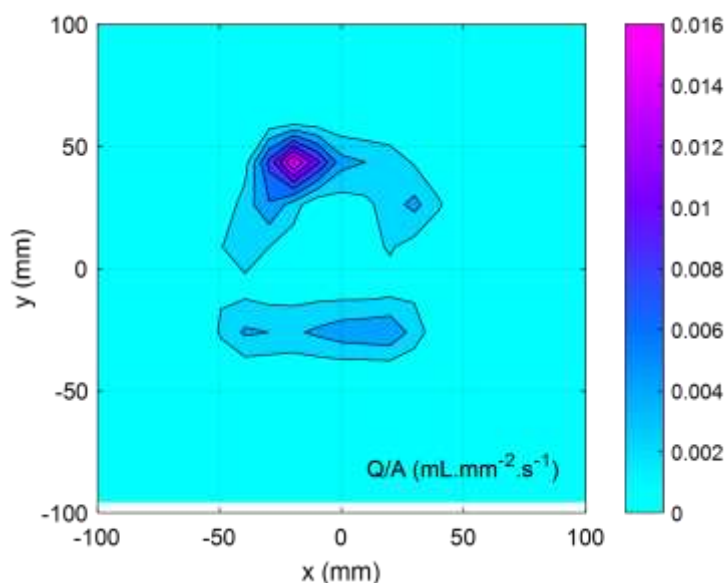
apresenta redução do momento angular, significativamente concentrando o *spray* no centro.

Nota-se na Figura 12.22 que na câmara secundária existe a formação de um anel devido à existência do orifício de descarga da câmara primária preenchendo esse espaço, semelhante à câmara secundária do injetor centrífugo dual A. Porém, esse anel é significativamente menor devido às menores dimensões do injetor e sua distribuição de massa é mais uniforme e simétrica.

Exceto etanol gelificado, o etanol líquido apresenta um padrão de *spray* mais distribuído e simétrico do que a água para ambas as câmaras centrífugas do injetor, conforme Figuras 12.23, 12.24, 12.25 e 12.26.

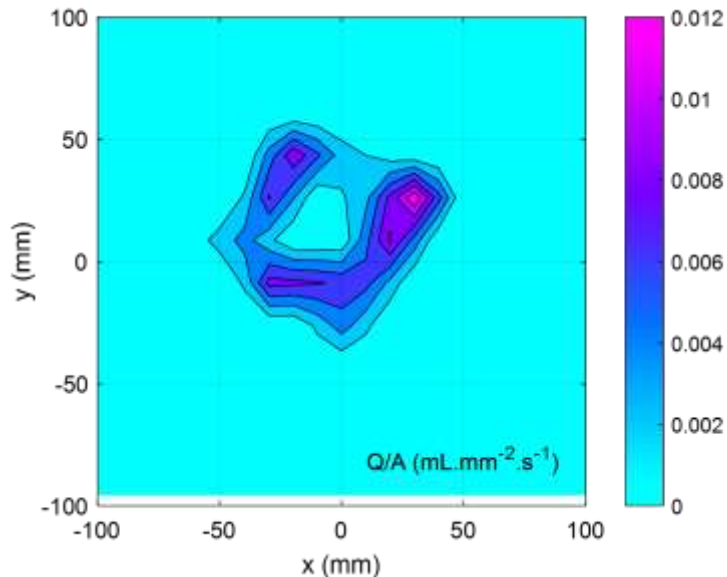
As Figuras 12.27 e 12.28 mostram a visualização em 2D das distribuições de massa do padrão do *spray* resultante da colisão entre água ou etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária e somente água para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.

Figura 12.27 - Visualização em 2D do padrão do *spray* reutilizando somente água nas $P_{inj} = 7,23$ e $2,37$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual B com $H = 50$ mm.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.28 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,8$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,73$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual B com $H = 50$ mm.



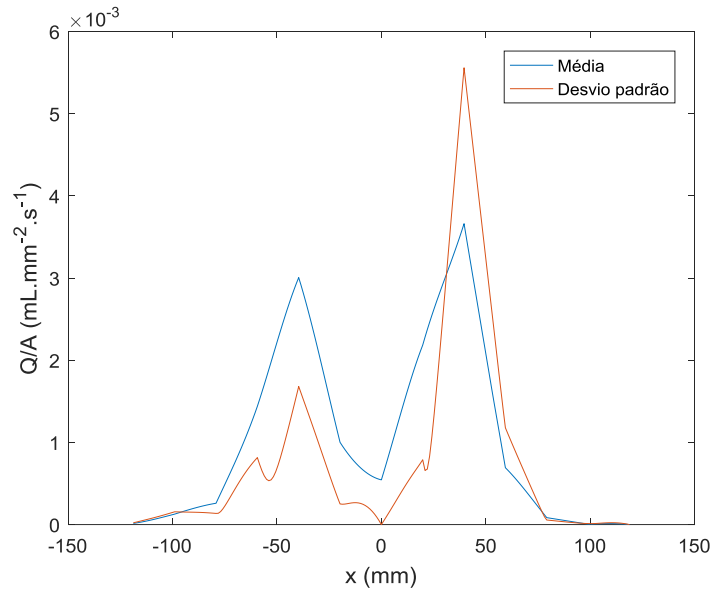
Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 12.27 e 12.28 a formação de um padrão de *spray* na forma de um cone oco na região central onde encontra-se o menor fluxo médio.

As Figuras 12.29 e 12.30 mostram as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* resultantes da colisão entre água ou etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária e somente água para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual B.

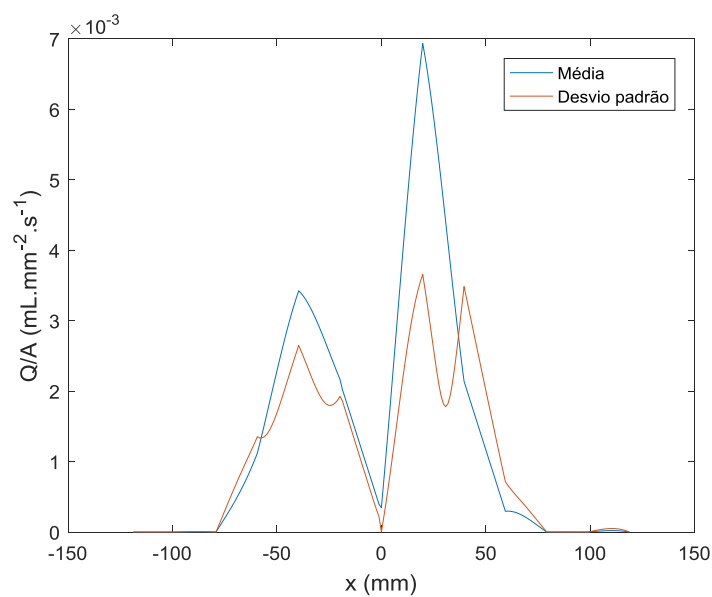
Nota-se nas Figuras 12.29 e 12.30 que para ambos os casos, os padrões dos *sprays* apresentam uma distribuição de massa assimétrica seja pelo desvio padrão elevado e superior aos valores médios (Figura 12.28) ou seja pela grande diferença entre os valores médios apesar de um desvio padrão relativamente menor (Figura 12.29).

Figura 12.29 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando somente água nas $P_{inj} = 7,23$ e $2,37$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual B com $H = 50$ mm.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.30 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando etanol na $P_{inj} = 3,8$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,73$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual B com $H = 50$ mm.



Fonte: Produção do autor.

12.2.3. Injetor centrífugo dual C

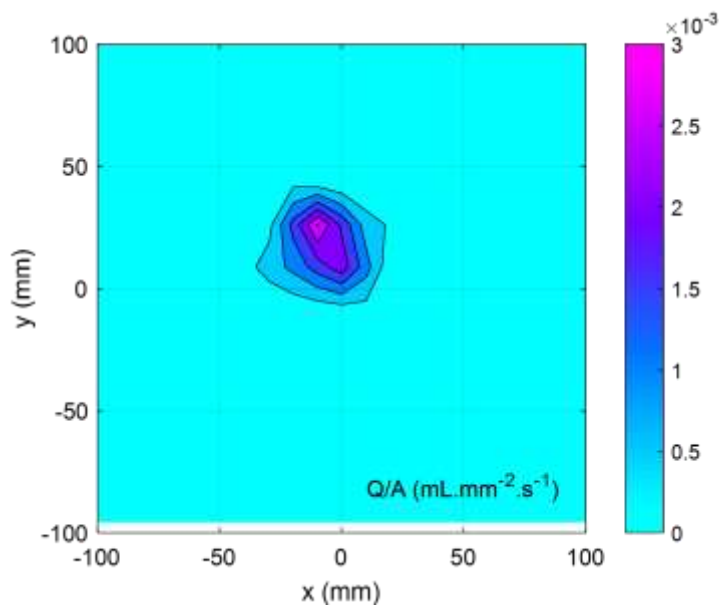
As Figuras 12.31 e 12.32 mostram a visualização em 2D das distribuições de massa do *spray* para a injeção de água e etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual C.

A Figura 12.33 mostra a visualização em 2D da distribuição de massa do *spray* para a injeção de água, para uma dada pressão de injeção (manométrica) na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

As Figuras 12.34 e 12.35 mostram as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* para água e etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária do injetor centrífugo dual C.

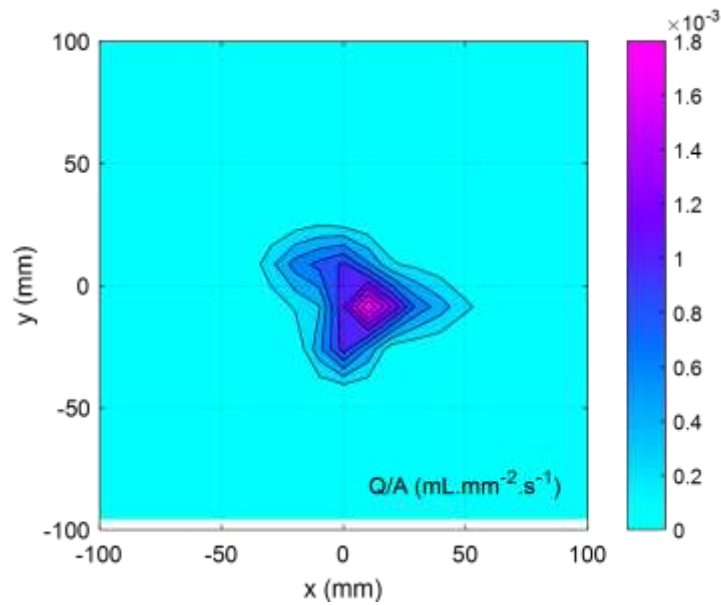
A Figura 12.36 mostra as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* para água, para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

Figura 12.31 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 4,24$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



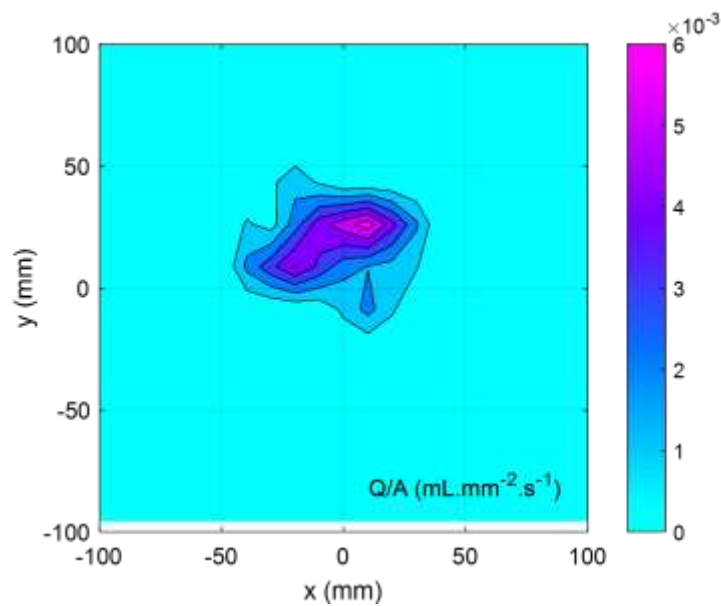
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.32 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,165$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



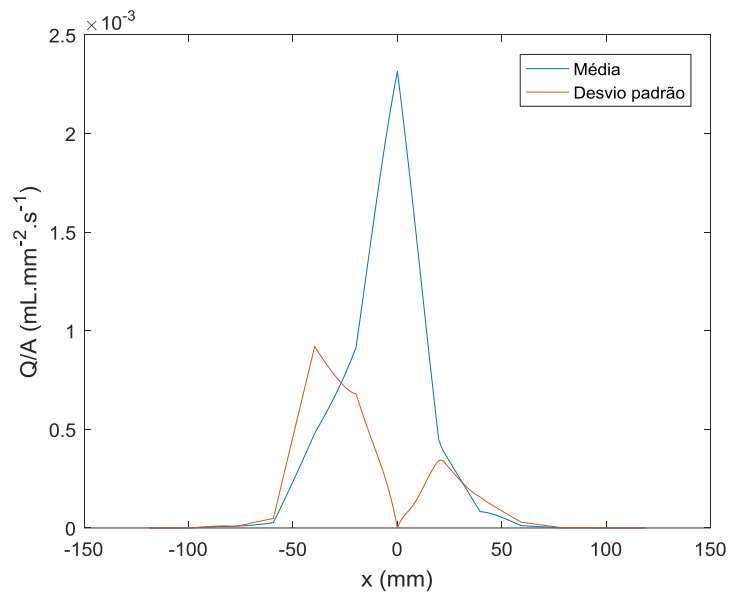
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.33 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 2,41$ bar e $H = 100$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.



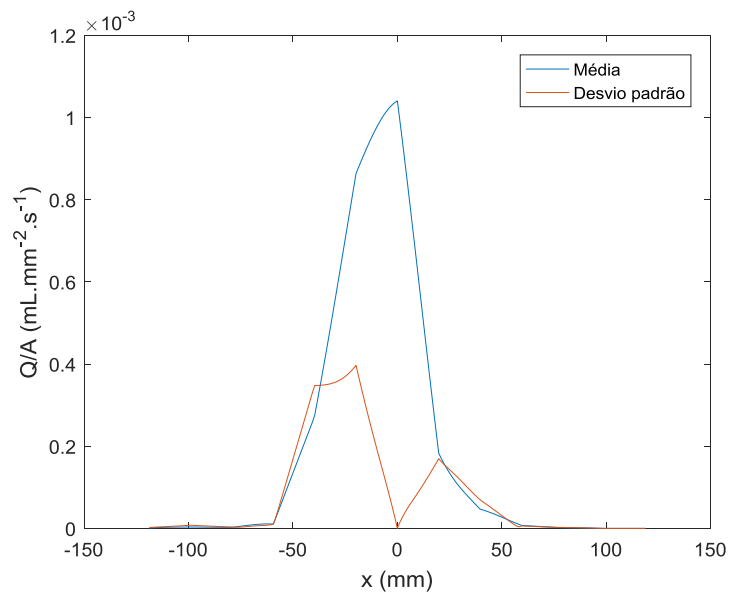
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.34 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 4,24$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



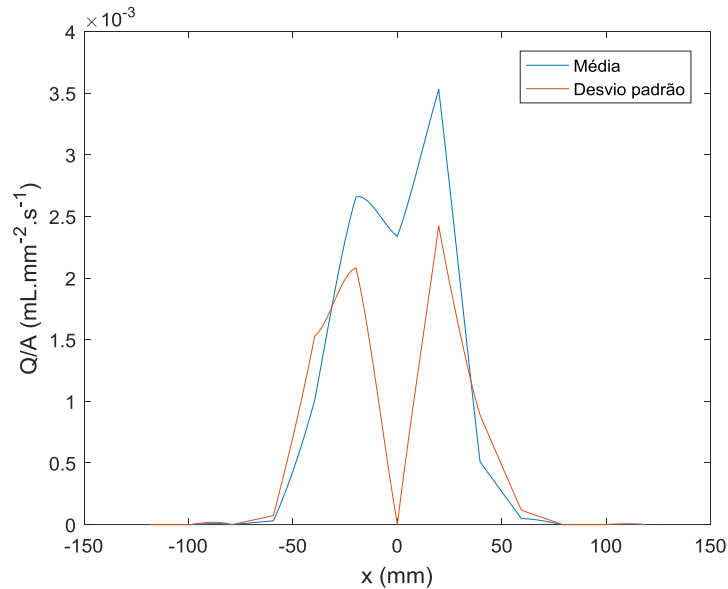
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.35 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,165$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.36 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 2,41$ bar e $H = 100$ mm na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figura 12.31 e 12.32, que não há formação do anel para ambos os casos, devido às menores dimensões desse injetor projetado para baixas vazões mássicas e o núcleo de ar presente no escoamento interno de líquido dentro desse injetor ser ainda menor comparado aos demais injetores centrífugos testados. A atomização ainda mais fina para ambos os líquidos resulta na formação de uma névoa que se distribui também no centro do *spray* resultando em um padrão na forma de um cone sólido bem distribuído e uniforme. No entanto, percebe-se que o etanol apresenta um maior espalhamento da distribuição de massa do que a água. A partir dessas observações, pode-se concluir que injetores centrífugos com geometrias muito pequenas apresentam um padrão do *spray* na forma de um cone sólido em decorrência do núcleo de ar significativamente menor e da atomização mais fina.

Nota-se na Figura 12.33 o mesmo comportamento ou tendência observada na câmara primária desse injetor devido à existência do orifício de descarga da câmara primária ainda menor preenchendo esse espaço, semelhante a câmara secundária dos injetores centrífugos duais A e B.

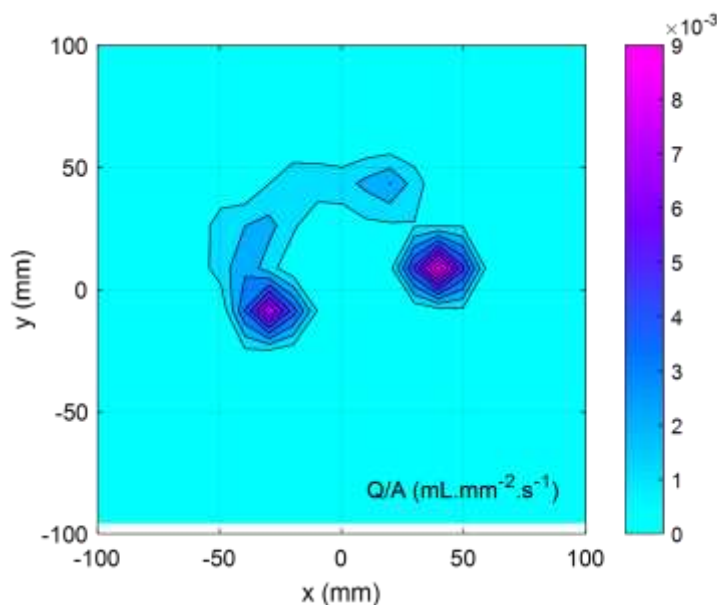
Apesar de não apresentar a formação do anel, verifica-se uma região central de menor fluxo médio de massa.

Ao analisar as Figuras 12.34 e 12.35, observa-se que tanto a distribuição de massa em valores médios como o desvio padrão são muito próximos entre si. Assim, pequenas diferenças entre os padrões dos *sprays* produzidos para ambos os casos estão relacionadas a formação de uma névoa que se distribui pelo Paternador.

Nota-se na Figura 12.36 uma distribuição média de massa mais uniforme e simétrica em comparação a câmara secundária dos injetores centrífugos duas A e B. No centro do *spray* o fluxo mássico é menor.

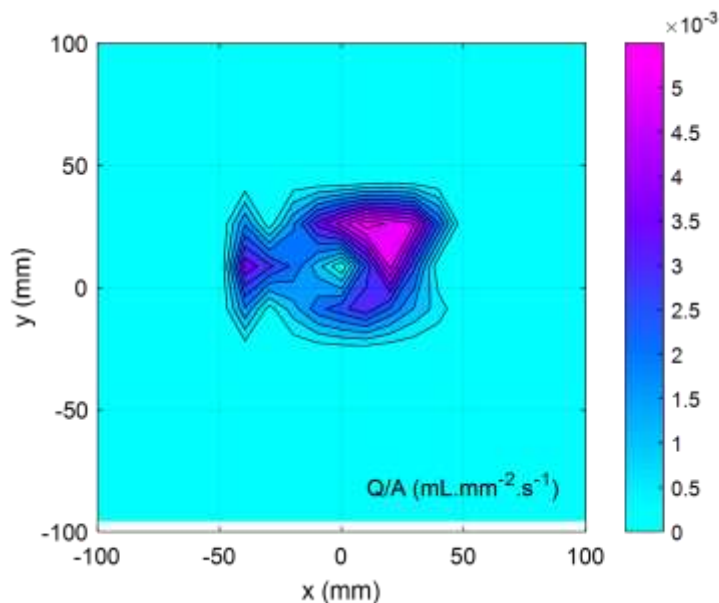
As Figuras 12.37 e 12.38 mostram a visualização em 2D das distribuições de massa do padrão do *spray* resultante da colisão entre água ou etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária e somente água para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

Figura 12.37 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando somente água nas $P_{inj} = 4,25$ e $2,74$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual C com $H = 100$ mm.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.38 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando etanol na $P_{inj} = 3,57$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,12$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual C com $H = 100$ mm.



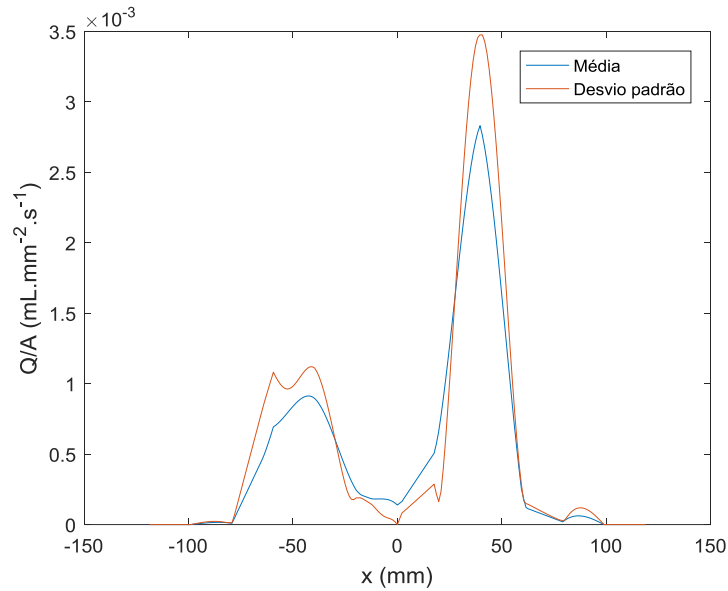
Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 12.37 e 12.38 que os padrões dos *sprays* para ambos os casos são significativamente assimétricos devido a imperfeições na fabricação da câmara secundária e também desalinhamento das câmaras centrífugas desse injetor que puderam ser detectadas visualmente nas medições dos ângulos de cone dos *sprays* no capítulo 10.

As Figuras 12.39 e 12.40 mostram as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* resultantes da colisão entre água ou etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária e somente água para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor centrífugo dual C.

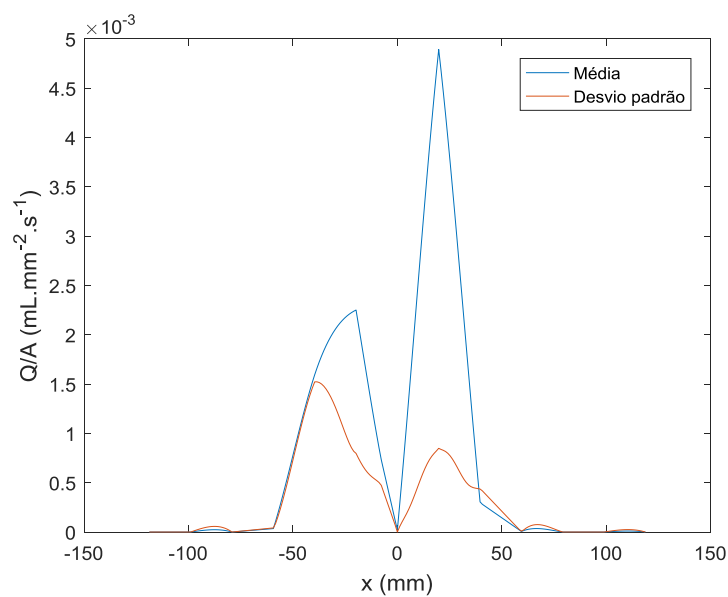
Conforme foi mencionado, as Figuras 12.39 e 12.40 mostram os perfis de distribuição média de massa e desvio padrão do injetor que apresenta imperfeições ou defeitos na fabricação. Pode-se notar que nesses casos, as distribuições médias de massa apresentam grandes variações radialmente ou os desvios padrão são extremamente elevados.

Figura 12.39 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando somente água nas $P_{inj} = 4,25$ e $2,74$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor centrífugo dual C com $H = 100$ mm.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.40 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,8$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 2,73$ bar na câmara secundária do injetor centrífugo dual C com $H = 50$ mm.



Fonte: Produção do autor.

12.2.4. Injetor jato-centrífugo dual

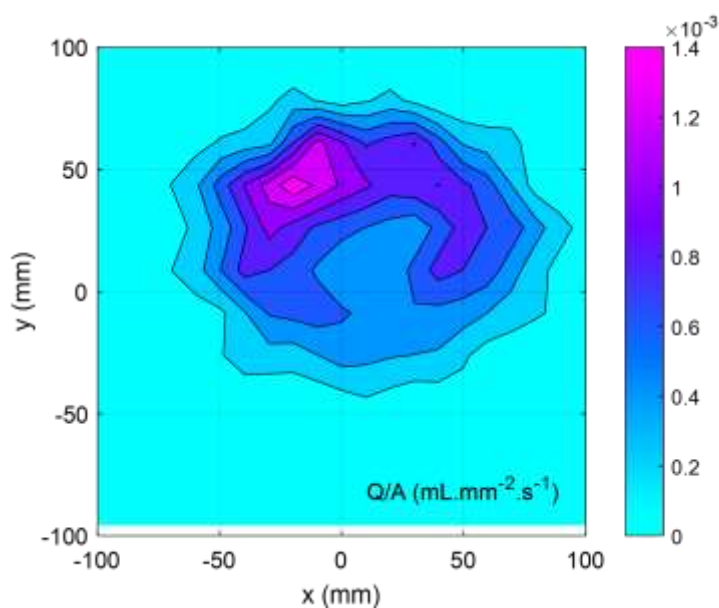
As Figuras 12.41, 12.42 e 12.43 mostram a visualização em 2D das distribuições de massa do *spray* para a injeção de água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.

A Figura 12.44 mostra a visualização em 2D da distribuição de massa do *spray* para a injeção de água, para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.

As Figuras 12.45, 12.46, 12.47 mostram as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* para água, etanol e etanol gelificado, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.

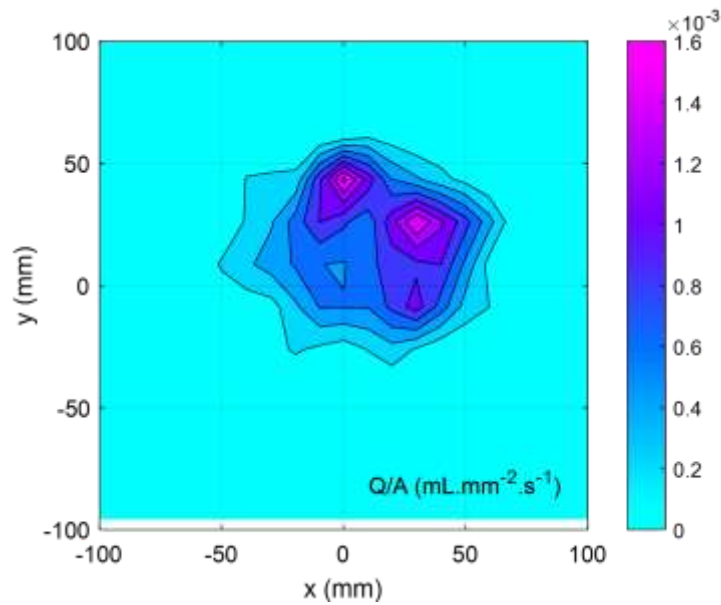
A Figura 12.48 mostra as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* para água, para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.

Figura 12.41 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 4,42$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



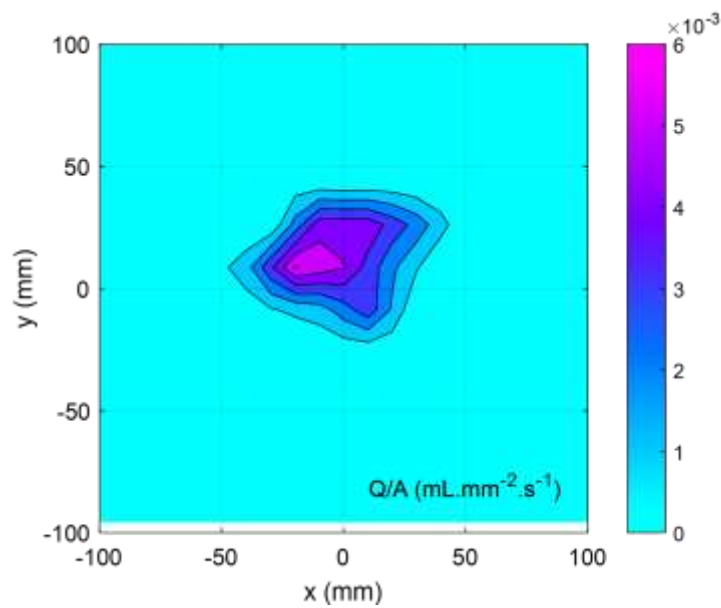
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.42 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando etanol na $P_{inj} = 8,15$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



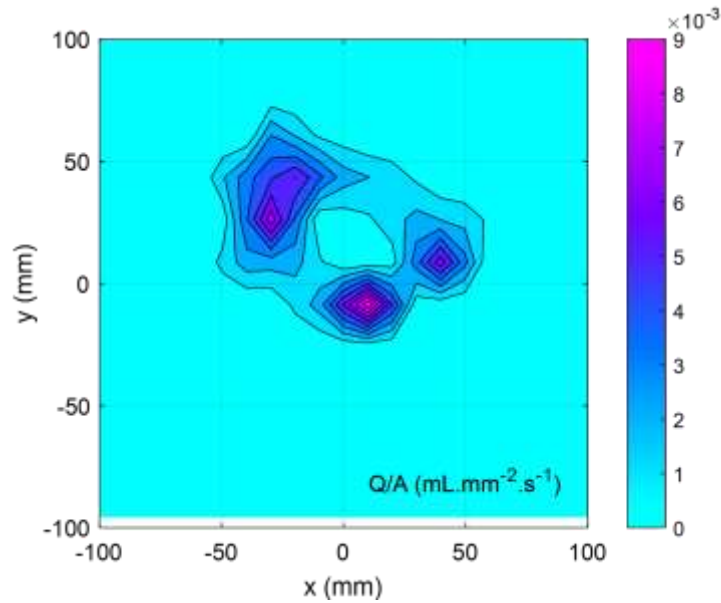
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.43 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 6,81$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



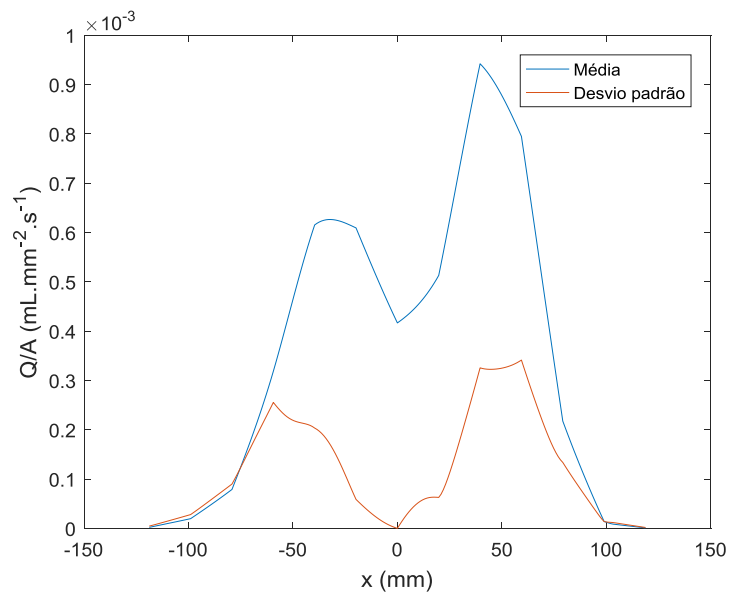
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.44 - Visualização em 2D do padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 1,25$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.



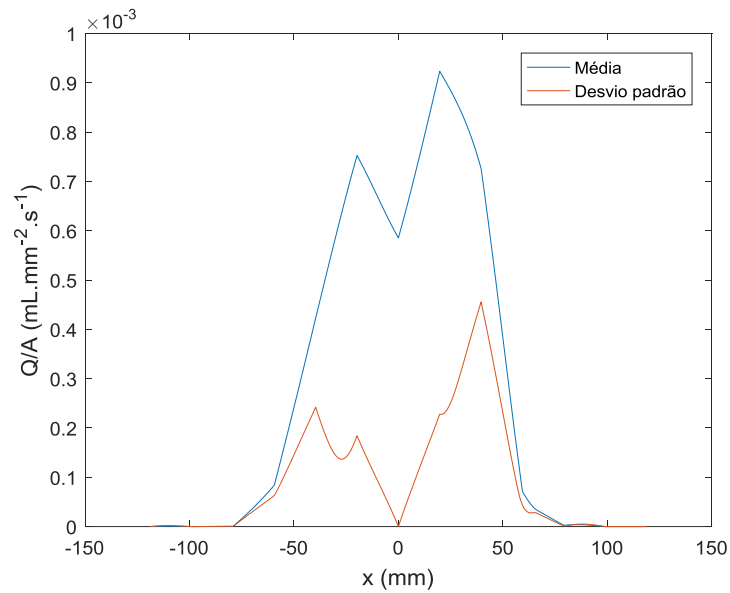
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.45 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando água na $P_{inj} = 4,42$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



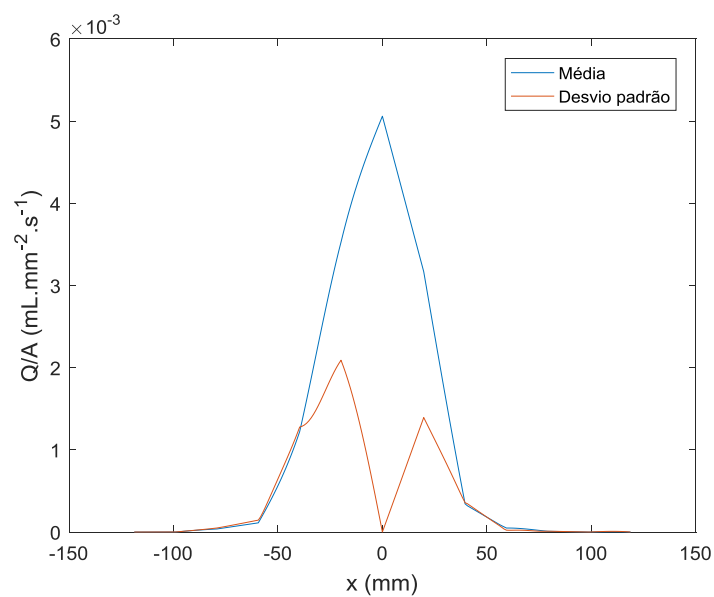
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.46 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando etanol na $P_{inj} = 8,15$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



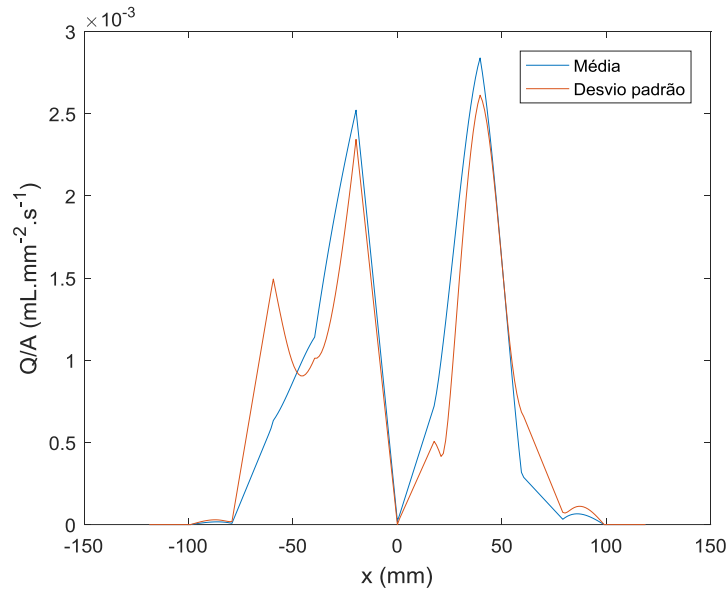
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.47 - Distribuições médias e desvios padrão do *spray* utilizando etanol gelificado na $P_{inj} = 6,81$ bar e $H = 100$ mm na câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.48 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando água na $P_{inj} = 1,25$ bar e $H = 50$ mm na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

Observa-se nas Figuras 12.41, 12.42 e 12.43 uma área completamente preenchida de fluido como previsto em injetores jato-centrífugos, devido à junção entre os movimentos axial e centrífugo ao longo do injetor que proporciona um padrão de *spray* na forma de um cone sólido. A água apresenta um maior espalhamento da distribuição de massa, seguido pelo etanol líquido e pelo etanol gelificado.

Nota-se na Figura 12.44 a formação do anel como previsto em injetores centrífugos, devido ao movimento centrífugo do escoamento ao longo do injetor e também da presença do orifício de descarga da câmara primária preenchendo esse espaço proporcionando um padrão de *spray* na forma de um cone oco.

Ao analisar as Figuras 12.45 e 12.46, observa-se que a distribuição de massa resultante entre os escoamentos axial e centrífugo não é uniforme e apresenta um maior fluxo mássico na periferia do *spray*.

Observa-se na Figura 12.47 que a distribuição média de massa e o padrão do *spray* é semelhante a um jato uniforme e simétrico. Devido a

viscosidade extremamente elevada do etanol gelificado, o escoamento interno predominante é o axial ao longo do injetor concentrando o *spray* no centro.

Nota-se na Figura 12.48 comportamento semelhante a câmara secundária dos injetores centrífugos testados. Porém, verifica-se uma distribuição assimétrica de massa que pode estar associado a imperfeições na região do orifício de descarga durante a fabricação do injetor.

As Figuras 12.49 e 12.50 mostram a visualização em 2D das distribuições de massa do padrão do *spray* resultante da colisão entre água ou etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária e somente água para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.

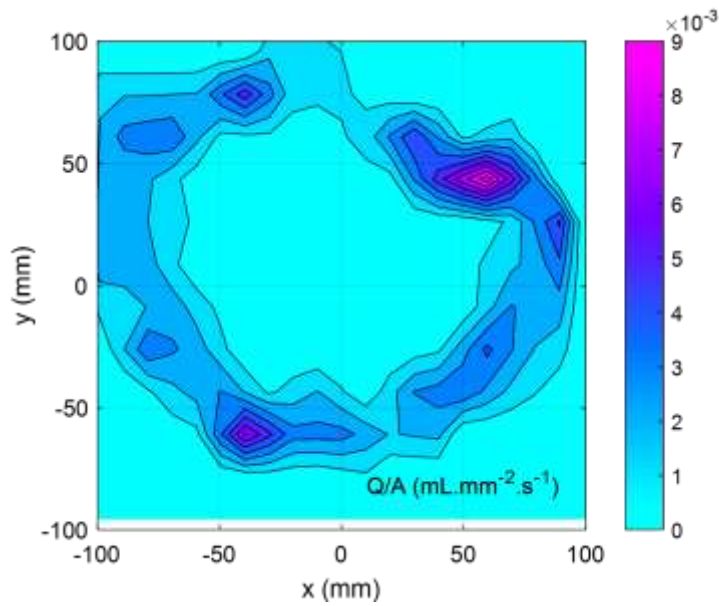
Observa-se nas Figuras 12.49 e 12.50 que o funcionamento simultâneo de ambas as câmaras centrífugas do injetor resulta em um padrão de *spray* semelhante a um injetor centrífugo. O movimento centrífugo do filme líquido na saída da câmara secundária cria um diferencial de pressão sobre o filme líquido da câmara primária induzindo o padrão de *spray* predominante da câmara de maior vazão mássica.

As Figuras 12.51 e 12.52 mostram as distribuições médias e os desvios padrão de massa dos *sprays* resultantes da colisão entre água ou etanol, respectivamente, para uma dada pressão de injeção na câmara primária e somente água para uma dada pressão de injeção na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.

Nota-se na Figura 12.51 um padrão de *spray* com uma distribuição média de massa bem distribuída e pelo desvio padrão verifica-se que também apresenta uma razoável simetria e uniformidade.

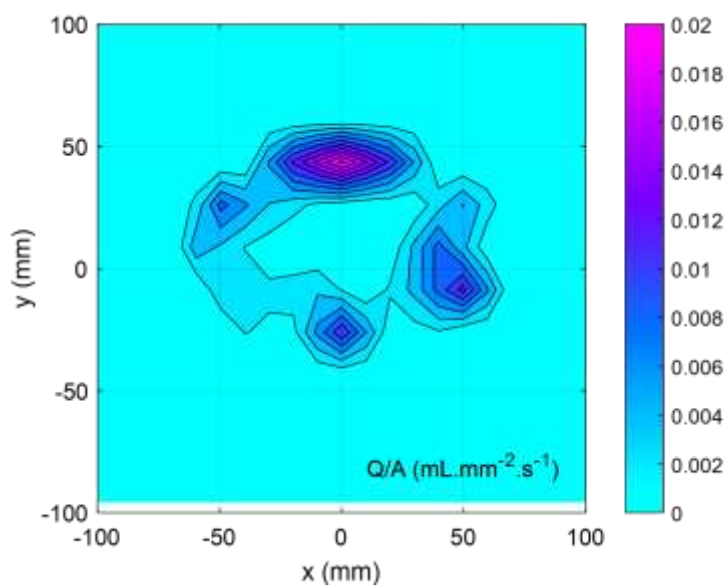
Observa-se na Figura 12.52 um padrão de *spray* bastante assimétrico por causa da distribuição média de massa que apresenta grandes variações radialmente apesar do desvio padrão ser relativamente baixo.

Figura 12.49 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando somente água nas $P_{inj} = 3,67$ e $3,55$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor jato-centrífugo dual com $H = 100$ mm.



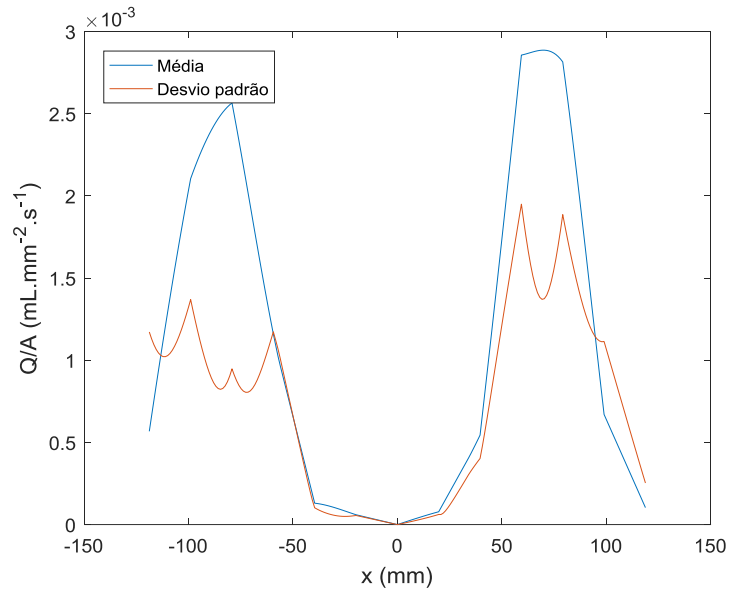
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.50 - Visualização em 2D do padrão do *spray* utilizando etanol na $P_{inj} = 3,78$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 3,32$ bar na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual com $H = 50$ mm.



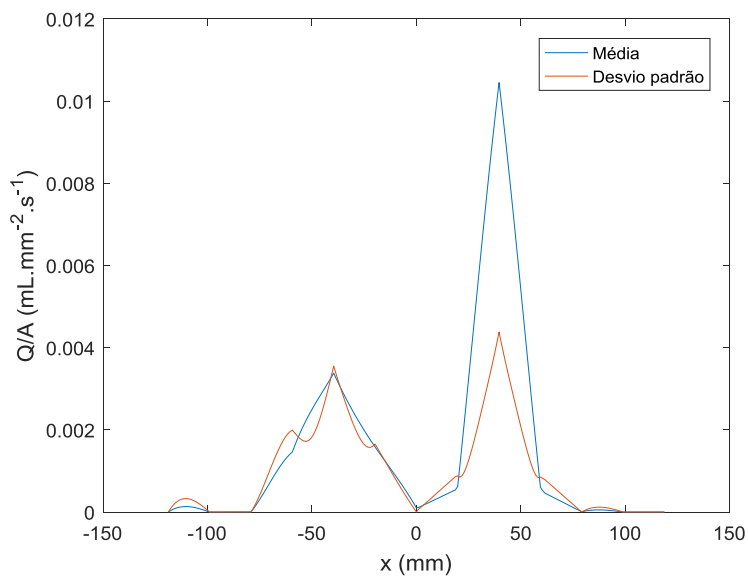
Fonte: Produção do autor.

Figura 12.51 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando somente água nas $P_{inj} = 3,67$ e $3,55$ bar nas câmaras primária e secundária, respectivamente, do injetor jato-centrífugo dual com $H = 100$ mm.



Fonte: Produção do autor.

Figura 12.52 - Distribuições médias e desvios padrão do spray utilizando etanol na $P_{inj} = 3,78$ bar na câmara primária e água na $P_{inj} = 3,32$ bar na câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual com $H = 50$ mm.

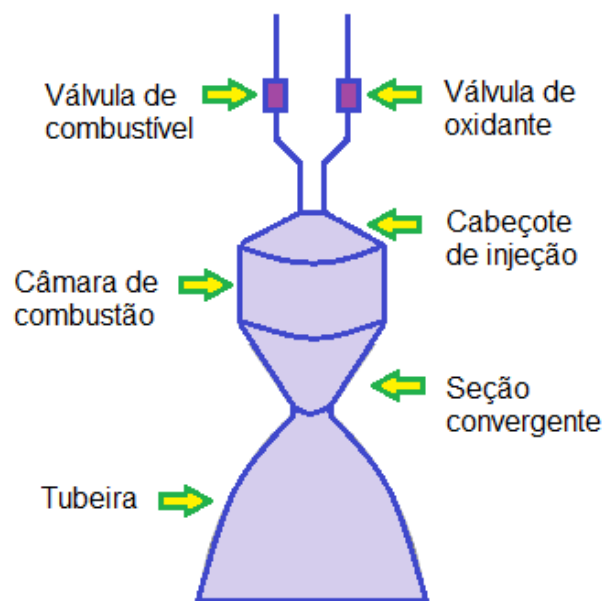


Fonte: Produção do autor.

13. DESENVOLVIMENTO DE UM CABEÇOTE DE INJEÇÃO PARA MFG

Este capítulo apresenta um estudo preliminar de um cabeçote de injeção para um propulsor bipropelente empregando etanol gelificado como combustível e peróxido de hidrogênio 90% m/m como oxidante. A Figura 13.1 apresenta um desenho esquemático de um propulsor bipropelente.

Figura 13.1 - Desenho esquemático de um propulsor bipropelente.



Fonte: Produção do autor.

Os propelentes pressurizados são alimentados no propulsor através do acionamento de válvulas solenoides. Pelo sistema de dutos os propelentes entram no cabeçote injetor. O cabeçote é composto de uma placa para os injetores de combustível e outra placa para os injetores de oxidante. As placas formam duas câmaras distintas para não permitir a pré-mistura dos propelentes antes da chegada dos mesmos na câmara de combustão do propulsor.

Para o dimensionamento do propulsor e do cabeçote foi considerada uma pressão na câmara de combustão de 10 atm e uma razão de expansão na tubeira para testes à pressão ambiente igual a 2,4.

Com base no estudo teórico-experimental descrito nos capítulos anteriores, pode-se verificar que no caso de etanol gelificado, uma melhor atomização é obtida utilizando um injetor centrífugo projetado para maiores vazões mássicas numa dada queda de pressão. Diferentemente dos propelentes líquidos convencionais, uma redução na geometria do injetor implica em um grande aumento na pressão de injeção para vencer a resistência ao escoamento imposto pelo atrito e a viscosidade extremamente elevada. Além disso, o etanol gelificado necessita de uma queda de pressão no injetor superior ao estimado pelos cálculos teóricos para chegar no regime de atomização plenamente desenvolvido.

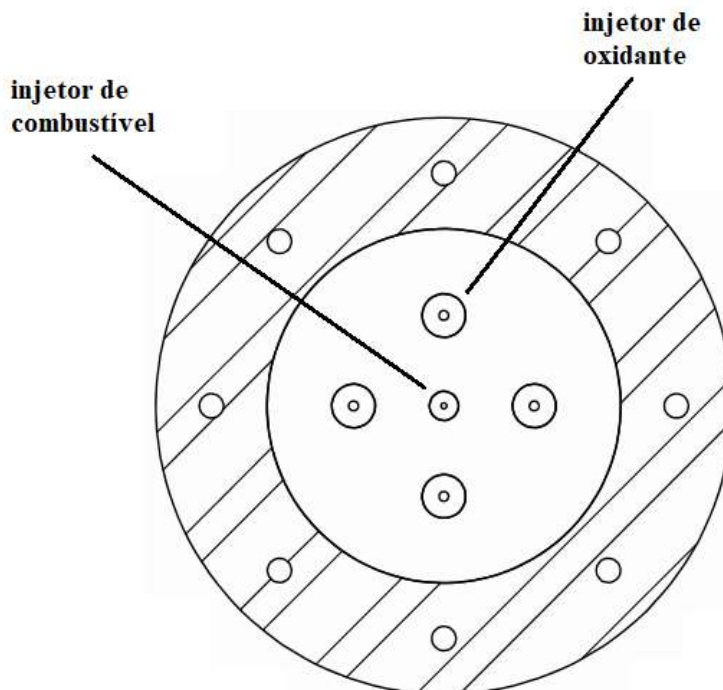
Foram projetados três injetores centrífugos e um injetor jato-centrífugo para pequenas vazões mássicas com possibilidade de emprego em propulsores de baixo empuxo entre 20 N e 400 N. Verificou-se que somente o injetor centrífugo projetado idealmente para uma vazão mássica de 10 g/s e uma queda de pressão de 5 bar conseguiu atomizar de forma eficiente etanol gelificado. No entanto, necessita de uma queda de pressão em torno de 10 bar, ou seja, o dobro da pressão que um líquido precisa para alcançar satisfatória atomização e, conseqüentemente, fornece uma vazão mássica de 32 g/s de etanol gelificado nessa condição.

Considerando vazões mássicas de 30 g/s e 120 g/s para etanol gelificado e peróxido de hidrogênio, respectivamente, pode-se projetar um propulsor bipropelente com empuxo de 300 N utilizando um único injetor centrífugo central com uma queda de pressão de 10 atm para o etanol gelificado e ao menos 4 injetores centrífugos periféricos com uma queda de pressão de 5 atm para dividir a vazão mássica total do oxidante. Dessa forma, é possível obter um *SMD* menor do que 200 micra para ambos os propelentes. O uso de um número maior de injetores periféricos de oxidante aumentaria a complexidade do cabeçote de injeção e as dificuldades de fabricação, sem ganhos significativos devido a condição limitante imposta de um único injetor central para o etanol gelificado.

Motores bipropelentes, em geral, usam sistemas de resfriamento, devido às altas temperaturas de combustão alcançadas. No projeto proposto, o combustível fica confinado na região central pela configuração imposta e os injetores periféricos de oxidante em torno do injetor de combustível proporcionam a atomização e mistura adequadas dos propelentes a fim de garantir o desempenho propulsivo desejado e manter resfriada as paredes da câmara do propulsor com uma região de mistura pobre e a formação de um filme líquido para resfriamento da superfície interna da câmara de combustão.

Assim, foi projetado um cabeçote composto de cinco injetores, com vazão mássica total de 150 g/s, conforme o esquema de injeção é apresentado na Figura 13.2.

Figura 13.2 - Esquema de injeção do MFG com empuxo de 300 N.



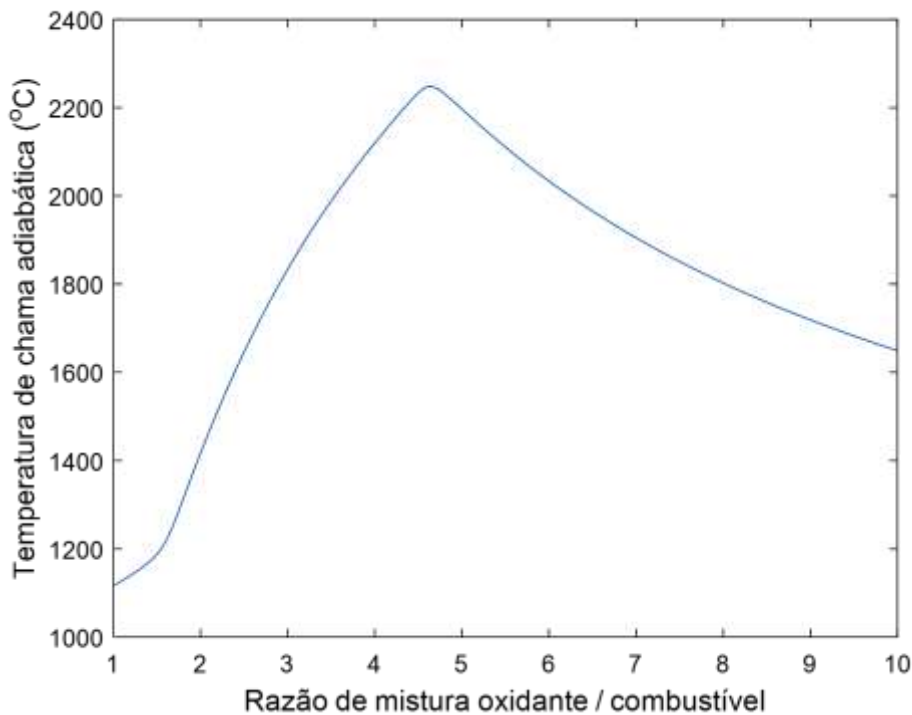
Fonte: Produção do autor.

Durante o funcionamento do propulsor, o processo de combustão ocorre em regiões distintas da câmara de combustão sendo que a parte central da mesma é a que desenvolve maior temperatura. A combustão da

mistura rica ou pobre em combustível na periferia da câmara ocorre em temperaturas reduzidas em relação à queima na região central da câmara de combustão.

A Figura 13.3 apresenta a temperatura de chama adiabática na câmara de combustão em função da variação da razão de mistura oxidante/combustível. Observa-se na Figura 13.3 que a temperatura na região central da câmara de combustão é de aproximadamente 2300°C, para uma razão de mistura igual a 4, e na periferia em torno 1700°C considerando uma razão de mistura igual a 10, ou seja, pobre em combustível. O material para fabricação da câmara de combustão deve suportar tais temperaturas.

Figura 13.3 - Variação da temperatura de chama adiabática em função da razão de mistura oxidante/combustível.



Fonte: Produção do autor.

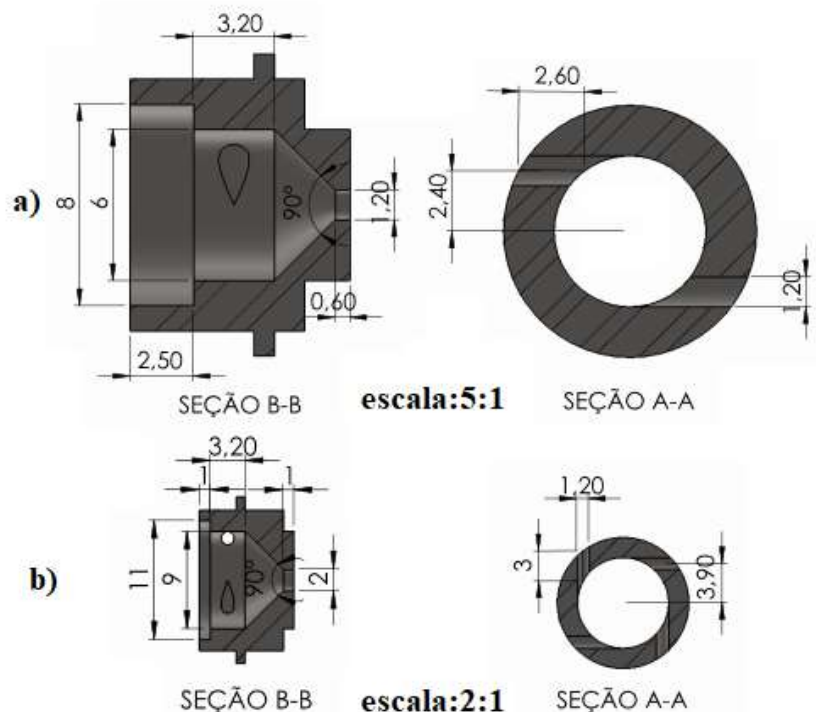
Em geral utiliza-se combustível nos injetores periféricos, pois o oxidante em geral é o componente mais ativo e, conseqüentemente, para evitar a oxidação das paredes, a aplicação do combustível é justificada. Em alguns casos, quando as propriedades térmicas do oxidante são

superiores às do combustível, pode-se utilizar o oxidante como refrigerante (SAVONOV, 2011).

Na maioria dos projetos de propulsores a bipropelentes líquidos, a camada de proteção interna ou filme líquido é feita através de injetores a jato. Esses injetores têm menor ângulo de cone do *spray* e, portanto, a injeção do propelente pode ser direcionada sobre a parede da câmara de combustão, o que proporciona um melhor contato do combustível com a parede. Conseqüentemente, a troca de calor entre o combustível e as paredes da câmara de combustão é favorecida tornando o resfriamento das paredes mais eficiente (SAVONOV, 2011).

A Figura 13.4 apresenta um desenho dos injetores centrífugos simples de etanol gelificado e peróxido de hidrogênio. Os desenhos técnicos dos injetores encontram-se disponíveis no Apêndice F.

Figura 13.4 - Desenho esquemático dos injetores centrífugos simples de: a) etanol gelificado e b) peróxido de hidrogênio (dimensões em mm).



Fonte: Produção do autor.

A Tabela 13.1 apresenta um resumo geral das dimensões dos injetores de etanol gelificado e peróxido de hidrogênio.

As Tabelas 13.2 e 13.3 apresentam um resumo geral das características dos injetores centrífugos simples de etanol gelificado e peróxido de hidrogênio, respectivamente, para o propulsor de 300 N.

A Tabela 13.4 apresenta um resumo geral das características dos injetores centrífugo simples de etanol gelificado e peróxido de hidrogênio utilizando o modelo proposto.

A Figura 13.5 apresenta um desenho esquemático do propulsor bipropelente de 300 N.

A Figura 13.6 mostra uma vista do propulsor bipropelente de 300 N.

Tabela 13.1 - Resumo geral das dimensões dos injetores centrífugos simples de etanol gelificado e peróxido de hidrogênio.

Injetor	Gel	H₂O₂
Diâmetro do orifício de descarga - d_s (mm)	1,2	2
Comprimento do orifício de descarga - l_s (mm)	0,6	1
Número de orifícios de entrada tangencial - n	2	4
Diâmetro do canal de entrada tangencial - d_e (mm)	1,2	1,2
Comprimento do canal de entrada tangencial - l_e (mm)	2,6	3
Raio do centro até o canal de entrada tangencial - R (mm)	2,4	3,9
Diâmetro da câmara de vórtice - D_{cv} (mm)	6	9
Comprimento da câmara de vórtice - L_{cv} (mm)	3,2	3,2
Ângulo do cone transiente - β (°)	90	90
Parâmetro geométrico (K)	2	2,7083

Fonte: Produção do autor.

Tabela 13.2 - Resumo geral das características do injetor centrífugo simples de etanol gelificado.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		8,5457		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		90		
Fluido		Etanol	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,2	1	
Densidade (kg/m ³)		809,3	1000	
Propriedades reológicas		Etanol em gel		
Densidade (kg/m ³)		855		
Constante de proporcionalidade - η (Pa.s ⁿ)		64,907		
Índice de comportamento - n		0,126		
Dados de saída				
Fluido	Ideal	Viscoso		
Propelente		Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0	0,0608	0,0697	0,114
Número de Reynolds (Re)	0	7479,1	5911,5	2347,1
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	90	83,4055	82,5787	78,3512
Coeficiente de descarga (μ)	0,2226	0,2575	0,2619	0,2853
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,4271	0,4726	0,4782	0,5072
Parâmetro geométrico (K)	2,9028	2,2953	2,2311	1,9161
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,8272	0,7766	0,7713	0,7432
Velocidade de injeção (m/s)	-	8,1957	9,2684	9,8212
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	8,5457	9,8864	10,058	10,9547

Fonte: Produção do autor.

Tabela 13.3 - Resumo geral das características do injetor centrífugo simples de peróxido de hidrogênio.

Dados de entrada				
Queda de pressão - ΔP (MPa)		0,5066		
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)		26,9442		
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)		90		
Fluido		H ₂ O ₂	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,1305	1	
Densidade (kg/m ³)		1405	1000	
Dados de saída				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	Água	H ₂ O ₂	Água	H ₂ O ₂
Coeficiente de atrito (λ)	0	0	0,0465	0,472
Número de Reynolds (Re)	0	0	13280	12790
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α (°)	90	90	84,887	84,8078
Coeficiente de descarga (μ)	0,2226	0,2226	0,2496	0,25
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,4271	0,4271	0,4627	0,4632
Parâmetro geométrico (K)	2,9028	2,9028	2,4142	2,4077
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,8272	0,8272	0,7859	0,7854
Velocidade de injeção (m/s)	7,0842	5,9766	7,9458	6,7145
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	26,9442	26,9442	30,2208	30,2709

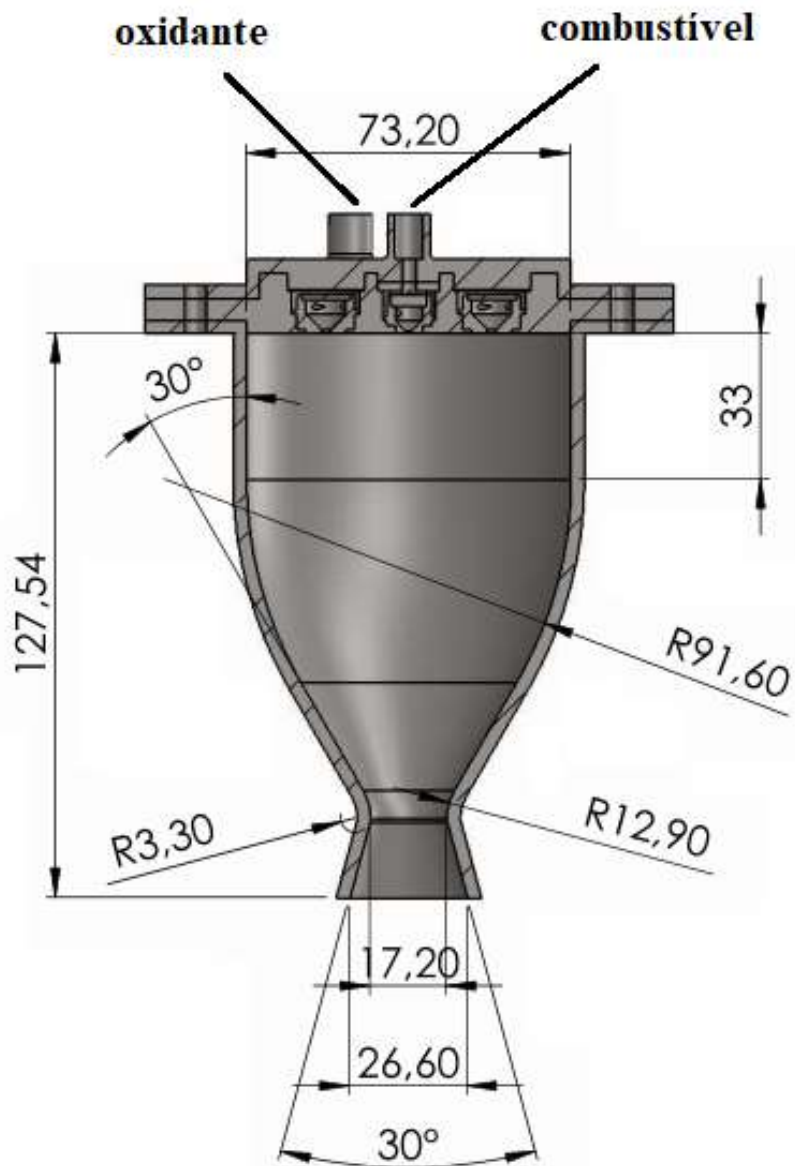
Fonte: Produção do autor.

Tabela 13.4 - Resumo geral das características dos injetores centrífugos simples de etanol gelificado e peróxido de hidrogênio utilizando o modelo proposto.

Injetor de combustível	Água	Etanol	Gel
Coeficiente de atrito (λ)	0,2151	0,2721	0,5834
Número de Reynolds (Re)	7479,1	5911,5	2347,1
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^\circ$)	70,9373	67,3405	51,5281
Coeficiente de descarga (μ)	0,3268	0,3465	0,4288
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5581	0,5824	0,687
Parâmetro geométrico (K)	1,499	1,3286	0,7523
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,6885	0,6608	0,531
Velocidade de injeção (m/s)	10,4028	12,2606	14,7612
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	12,5489	13,3052	16,465
Injetor de oxidante	Água	H₂O₂	
Coeficiente de atrito (λ)	0,1211	0,1258	
Número de Reynolds (Re)	13280	12790	
Ângulo de cone do <i>spray</i> - α ($^\circ$)	77,9189	77,5352	
Coeficiente de descarga (μ)	0,2878	0,2899	
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,5102	0,5129	
Parâmetro geométrico (K)	1,9005	1,8757	
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,7397	0,737	
Velocidade de injeção (m/s)	9,1605	7,786	
Vazão mássica - \dot{m} (g/s)	34,841	35,1015	

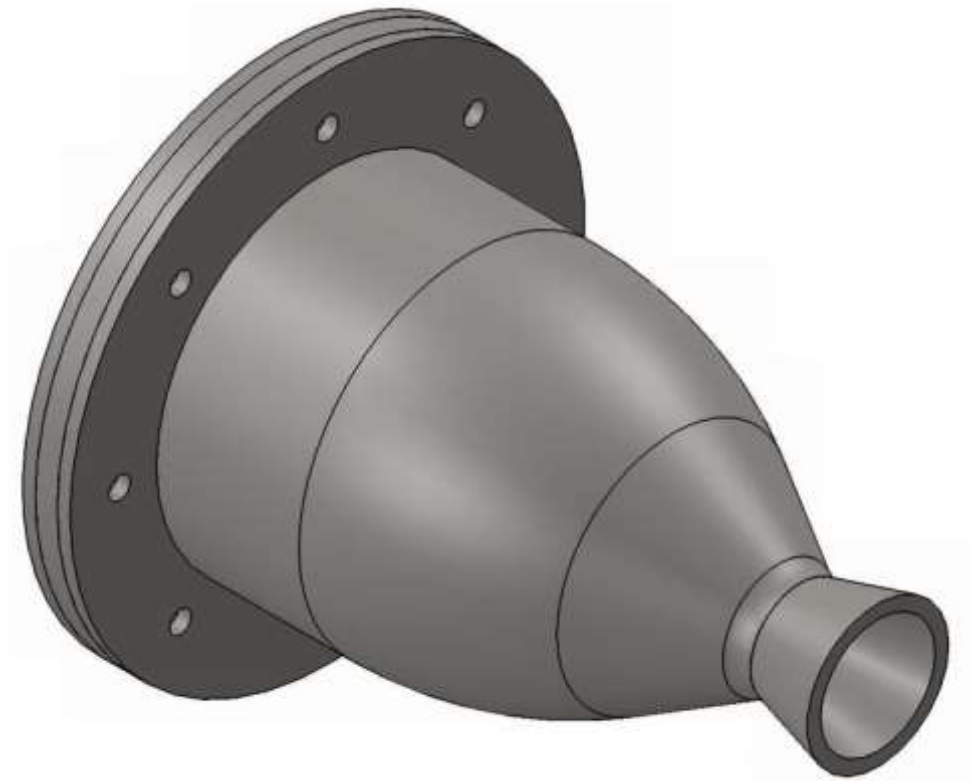
Fonte: Produção do autor.

Figura 13.5 - Vista em corte do propulsor bipropelente de 300 N (dimensões em mm).



Fonte: Produção do autor.

Figura 13.6 - Vista do propulsor bipropelente de 300 N.



Fonte: Produção do autor.

14. CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

O presente trabalho apresentou resultados de uma investigação teórico-experimental de injetores centrífugos e jato-centrífugos para atomização de propelentes líquidos e gelificados visando aplicações em propulsão de foguetes.

Inicialmente, foi analisada a utilização dos géis como propelentes. Em seguida, foi revisada a reologia dos fluidos newtonianos e dos fluidos não newtonianos, incluindo os géis, e foram deduzidos os números de Reynolds, Weber e Ohnesorge generalizados para fluidos que seguem a Lei da Potência e Herschel-Bulkley.

Pode-se verificar teoricamente que o efeito das forças aerodinâmicas deve ser predominante sobre as forças de tensão superficial e as forças viscosas, para atomização de fluidos pseudoplásticos. A formação de *sprays* nesses fluidos, tais como os géis, não sofre significativa influência da tensão superficial devido à existência de cadeias poliméricas de elevado peso molecular provenientes do agente gelificante. Devido à viscosidade extremamente elevada dos géis é necessário fornecer energia adicional, através de uma maior queda de pressão, para atomizar o fluido.

Verificou-se ainda que o efeito das forças de tensão superficial é levemente maior do que as forças viscosas no processo de atomização de fluidos pseudoplásticos. Assim que o fluido não newtoniano, tal como o gel, consegue energia cinética suficiente, através de uma maior queda de pressão, para vencer a resistência ao escoamento, imposta pela viscosidade extremamente elevada, o líquido (fase contínua) consegue desprender-se da cadeia polimérica (fase dispersa) do agente gelificante e então a tensão superficial tem uma maior influência na formação das gotas resultantes do *spray*.

Foi apresentada a teoria de Abramovich para o escoamento de fluidos ideais em injetores centrífugos simples juntamente com a teoria de Klyachko para considerar os efeitos viscosos. Essas teorias foram

estendidas pelo autor aos injetores centrífugos duais. A abordagem de Bayvel e Orzechowski foi utilizada para a descrição do escoamento de fluidos ideais em injetores jato-centrífugos juntamente com a teoria de Klyachko para considerar os efeitos viscosos.

A partir do estudo da reologia e da teoria de injetores centrífugos e jato-centrífugos, um novo modelo teórico para o coeficiente de atrito em injetores centrífugos duais e jato-centrífugos duais foi proposto com base na equação do coeficiente de atrito de Darcy e no percurso realizado pelo fluido dentro de um injetor centrífugo.

Projetos dos injetores centrífugos duais e do injetor jato-centrífugo dual foram realizados com ajuda de um código em linguagem Matlab. Protótipos dos injetores foram construídos em aço inox e bancadas foram montadas para testes a frio.

Os injetores foram caracterizados empregando-se água, etanol e etanol gelificado como fluidos de teste. Devido ao alto grau de oxidação do peróxido de hidrogênio, no seu lugar foi utilizada água nos testes. Foram determinadas as vazões mássicas dos líquidos, coeficientes de descarga, ângulos de cone dos *sprays*, diâmetros característicos, distribuições de diâmetros e volumes de gotas para diferentes pressões de injeção e simetria dos *sprays*, com o objetivo de caracterizar os comportamentos dos injetores para diferentes condições de operação.

Os resultados teóricos utilizando o modelo proposto apresentaram melhor concordância com os dados experimentais utilizando os injetores tanto para líquidos como géis em relação à teoria convencional adotada, porém os resultados para etanol gelificado apresentaram maiores erros.

O etanol gelificado requer pressões significativamente maiores para ser atomizado do que o etanol líquido, enquanto os seus coeficientes de descarga são maiores que os do etanol líquido, aumentando ligeiramente com o aumento da pressão de injeção. A formação dos padrões de pulverização para etanol gelificado é significativamente diferente da que ocorre com o etanol líquido. Os padrões de pulverização do etanol

gelificado mudam drasticamente de um cone oco largo para um cone oco estreito com o aumento da pressão.

Os diâmetros médios de Sauter obtidos com os injetores centrífugos duais utilizando líquidos diminuíram para as menores dimensões geométricas enquanto para etanol gelificado aumentaram. O menor diâmetro médio de Sauter para etanol gelificado foi próximo de 200 micra na pressão de injeção de 9,5 bar enquanto para etanol líquido foi próximo de 100 micra na pressão de injeção de 4,5 bar.

Os diâmetros médios de Sauter obtidos com o injetor jato-centrífugo dual utilizando líquidos são maiores em relação ao injetor centrífugo dual com dimensões geométricas próximas. No caso de etanol gelificado, o menor diâmetro médio de Sauter foi próximo de 200 micra na pressão de injeção de 9,2 bar. Porém, a qualidade da atomização foi inferior ao injetor centrífugo dual.

A partir dos resultados obtidos, foi realizado um estudo inicial de um cabeçote de injeção para um propulsor bipropelente com empuxo de 300 N usando peróxido de hidrogênio 90% m/m e etanol gelificado 95% m/m. A vazão mássica dos propelentes é de 30 g/s de etanol gelificado no injetor central e 120 g/s de peróxido de hidrogênio dividido em cada um dos 4 injetores periféricos. Os diâmetros médios de Sauter calculados para todos os injetores centrífugos são inferiores a 200 micra e as velocidades de injeção entre 6 e 11 m/s. Esses valores são similares a outros da literatura (KHAVKIN, 2004; FISCHER, 2014) e resultados obtidos experimentalmente nesse trabalho.

A atomização está diretamente relacionada às condições de operação, às propriedades do fluido e à geometria do injetor. Em geral, a atomização torna-se mais fina com o aumento da pressão de injeção. Líquidos mais viscosos e menos densos, como o etanol em relação a água, propiciam uma atomização mais fina. Porém no caso do etanol gelificado, a atomização é grosseira devido à viscosidade extremamente elevada em comparação ao etanol líquido decorrente da presença do agente gelificante. Os injetores de menores dimensões produzem gotas menores

para líquidos enquanto para o etanol gelificado é o contrário para as dimensões testadas.

Como sugestões para trabalhos futuros, poderiam ser considerados:

- Emprego de outras equações constitutivas para caracterizar o etanol gelificado, verificando-se a sua influência sobre o modelo proposto para o coeficiente de atrito;
- Emprego de outras equações empíricas para descrever o comportamento dos diâmetros representativos de gotas em injetores centrífugos e jato-centrífugos utilizando fluidos não-newtonianos;
- Análises de dinâmica dos fluidos computacional para melhor entendimento dos fenômenos que ocorrem durante o escoamento interno e a atomização através desses injetores;
- Estudo do efeito da adição de micro ou nanopartículas de metais (Al, Mg, Fe) sobre o etanol gelificado para avaliar aspectos reológicos e sua influência no escoamento interno e atomização através de injetores centrífugos e jato-centrífugos;
- Construção de um cabeçote de injeção para ensaios a frio e a quente para caracterizar o sistema de injeção, principalmente a interação dos *sprays*, visando seu emprego em um propulsor bipropelente.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAMOVICH, G. N. **Theory of the centrifugal atomizer**. Moscow: Izd. TSAGI, 1994. p. 114 – 121. Original em russo.

ADDO-YOBO, F. O.; PITT, M. J.; OBIRI, H. A. The effects of particle size on the mechanisms of atomization of suspensions using hydraulic spray nozzles. **AIChE Journal**, v. 57, p. 2007 – 2024, 2011.

AGGARWAL, R. *et al.* A comprehensive study on gelled propellants. **International Journal of Research in Engineering and Technology**, v. 4, p. 286 – 290, 2015.

ALBERIO, F.; CIEZKI, H. K.; KAMPEN, J. Spray and combustion characteristics of aluminized gelled fuels with an impinging jet injector. **Aerospace Science and Technology**, v. 11, p. 77 – 83, 2007.

ALISEDA, A. *et al.* Atomization of viscous and non-Newtonian liquids by coaxial, high-speed gas jet experiments, and droplet size modeling. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 34, p. 161 – 175, 2008.

ALEMASOV, V. E. **Theory of rocket engines**. Moscow: Mashinostroenie, 1980. Original em russo.

ALVES, A. **Estudo e desenvolvimento de um sistema de injeção centrífugo bipropelente utilizado em motor foguete a propelente líquido**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Aeronáutica) - Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, SP, Brasil, 2008.

AMINI, G. Liquid flow in a simplex swirl nozzle. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 79, p. 225 – 235, 2015.

AMRI, R.; REZOUG, T. Numerical study of liquid propellants combustion for space applications. **Acta Astronautica**, v. 69, p. 485 – 498, 2011.

ANTAKI, P. Transient processes in a rigid slurry droplet during liquid vaporization and combustion. **Combustion Science and Technology**, v. 46, p. 113 – 135, 1986.

- ANTAKI, P.; WILLIAMS, F. A. Observations on the combustion of boron slurry droplets in air. **Combustion and Flame**, v. 67, p. 1 – 8, 1987.
- ANTAKI, P.; WILLIAMS, F. A. Transient processes in a non-rigid slurry droplet during liquid vaporization and combustion. **Combustion Science and Technology**, v. 46, p. 289 - 296, 1986.
- ARNOLD, R. *et al.* Rheological and thermal behavior of gelled hydrocarbon fuels. **Journal of Propulsion and Power**, v. 27, n. 1, p. 151 – 161, 2011.
- AVULAPATI, M. M.; VENKATA, R. R. Experimental studies on air-assisted impinging jet atomization. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 57, p. 88 – 101, 2013.
- BAEK, G. *et al.* Atomization characteristics of impinging jets of gel material containing nanoparticles. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 166, p. 1272 – 1285, 2011.
- BAEK, G.; KIM, C. Rheological properties of Carbopol containing nanoparticles. **Journal of Rheology**, v. 55, p. 313 – 330, 2011.
- BAEK, S. W.; JYOTI, B. V. S. Flow and dynamic rheological characterization of ethanolamine gel propellant with hybrid gelling agent. **Science and Technology of Energetic Materials**, v. 76, p. 62 – 67, 2015.
- BAEK, S. W.; JYOTI, B. V. S. Formulation and comparative study of rheological properties of loaded and unloaded ethanol-based gel propellants. **Journal of Energetic Materials**, v. 33, p. 125 – 139, 2015.
- BAEK, S. W.; JYOTI, B. V. S. Rheological characterization of ethanolamine gel propellants. **Journal of Energetic Materials**, v. 34, p. 260 – 278, 2016.
- BAEK, S. W.; JYOTI, B. V. S. Rheological characterization of hydrogen peroxide gel propellant. **International Journal of Aeronautical and Space Sciences**, v. 15, p. 199 – 204, 2014.

BAEK, S. W.; JYOTI, B. V. S. Rheological characterization of metalized and non-metalized ethanol gel propellants. **Propellants, Explosives, Pyrotechnics**, v. 39, p. 866 – 873, 2014.

BAEK, S. W.; JYOTI, B. V. S. Rheological characterization of metalized and non-metalized ethanol gel propellants. **Propellants, Explosives, Pyrotechnics**, v. 39, p. 866 – 873, 2014.

BARNES, H. A.; HUTTON, J. F.; WALSER, K. **An introduction to rheology**. New York: Elsevier, 1989.

BAUERLE, G.; HALLIT, R. E. A. **Hypergolic azide fuels with hydrogen peroxide**. U.S. PI 6949152 B2, 2005.

BAYVEL, L.; ORZECOWSKI, Z. **Liquid atomization**. London: Taylor & Francis, 1993.

BAZAROV, V.; VIGOR, Y.; PURI, P. **Design and dynamics of jet and swirl injectors, liquid rocket thrust chambers**: aspects of modeling, analysis, and design. Maryland, USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2004.

BELONI, E.; HOFFMANN, V. K.; DREIZIN, E. L. Combustion of decane-based slurries with metallic fuel additives. **Journal of Propulsion and Power**, v. 24, n. 6, p. 1403 – 1411, 2008.

BERTHOUMIE, P.; FERNANDEZ, V. G.; LAVERGNE, G. Liquid sheet disintegration at high pressure: an experimental approach. **Comptes Rendus Mécanique**, v. 337, p. 481 – 491, 2009.

BERTOLA, V. Preface: non-newtonian drops and sprays. **Atomization and Sprays**, v. 27, p. 5 – 6, 2017.

BETELIN, V. B. *et al.* Ignition of fuel sprays by shock wave mathematical modeling and numerical simulation. **Acta Astronautica**, v. 70, p. 23 – 35, 2012.

BHATIA, R.; SIRIGNANO, W. A. Combustion of liquid fuel in metal-slurry droplets with unsteady gas phase. **Combustion Science and Technology**, v. 84, p. 141 - 146, 1992.

BHATIA, R.; SIRIGNANO, W. A. Liquid vaporization from metal slurry droplets in dynamics of heterogeneous combustion and reacting systems. **AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics**, v. 152, p. 235 – 262, 1992.

BINNIE, A. M; HARRIS, D. P. The application of boundary-layer theory to swirling liquid flow through a nozzle. **The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics**, v. 3, p. 89 – 106, 1950.

BIRD, R. B.; ARMSTRONG, R. C.; HASSAGER, O. **Dynamics of polymeric liquids**. New York, USA: John Wiley & Sons, 1987. v.1.

BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. **Transport phenomena**. New York, USA: John Wiley & Sons, 2002.

BISWAS, G.; SOM, S. K. Coefficient of discharge and spray cone angle of a pressure nozzle with combined axial and tangential entry of power-law fluids. **Applied Scientific Research**, v. 43, p 3 – 22, 1986.

BISWAS, G.; SOM, S. K. Initiation of air core in a swift nozzle using time-independent power-law fluids. **Acta Mechanica**, v. 51, p. 179 – 197, 1984.

BLACKWELL, B. C. *et al.* Quantitative measures of yield-stress fluid drop impacts on coated surfaces. **Atomization and Sprays**, v. 27, p. 337 – 343, 2017.

BLACKWELL, B. C. *et al.* Sticking and splashing in yield-stress fluid drop impacts on coated surfaces. **Physics of Fluids**, v. 27, 2015.

BLACKWELL, B. C.; EWOLDT, R. H. Non-integer asymptotic scaling of a thixotropic-viscoelastic model in large-amplitude oscillatory shear. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 227, p. 80 – 89, 2016.

BOGER, D. V.; BYARS, J. A.; MUN, R. P. The effects of polymer concentration and molecular weight on the breakup of laminar capillary

jets. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 74, p. 285 – 297, 1998.

BOGUE, D. C.; METZNER, A. B. Velocity profiles in turbulent pipe flow. **Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals**, v. 2, 1963.

BOHN, M. A. *et al.* Entwicklung und charakterisierung umweltfreundlicher geltreibstoffe für schubgeregelte raketenantriebe. In: GERMAN AEROSPACE CONGRESS, 2008, Darmstadt, Germany, 2008. **Verfahren...** 2008.

BOOPATHI, S. Formulation of gel propellants. **IJARTET**, v. 2, p. 17 – 23, 2015.

BORODIN, V. A. *et al.* **Atomization of liquids**. [S.I.]: Air Force Foreign Technology Division , 1968. FTD-MT-24-97-68 (AD685151).

BORODIN, V. A. *et al.* **Liquid atomization**. Moscow: Mashinostroenie, 1967. Original em russo.

BOUJLEL, J.; COUSSOT, P. Measuring the surface tension of yield stress fluids. **Soft Matter**, v. 9, p. 5898 – 5908, 2013.

BOYAVAL, S.; DUMOUCHEL, C. Investigation on the drop size distribution of sprays produced by a high-pressure swirl injector. Measurements and application of the maximum entropy formalism. **Particle and Particle Systems Characterization**, v. 18, p. 33 – 49, 2011.

BREMOND, N.; VILLERMAUX, E. Atomization by jet impact. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 549, p. 273 – 306, 2006.

BRENN, G.; DURST, F.; LIU, Z. Linear analysis of the instability of two-dimensional non-Newtonian liquid sheets. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 78, p. 133 – 166, 1998.

BRENN, G.; LIU, Z.; DURST, F. Three-dimensional temporal instability of non-Newtonian liquid sheets. **Atomization and Sprays**, v. 11, p. 49 – 84, 2001.

BRENN, G.; PLOHL, G. The formation of drops from viscoelastic liquid jets and sheets-an overview. **Atomization and Sprays**, v. 27, p. 285 – 302, 2017.

BRETAS, R. E. S.; D'ÁVILA, M. A. **Reologia dos polímeros fundidos**. São Carlos: UFSCar, 2005.

BRKIC, D. Review of explicit approximations to the Colebrook relation for flow friction. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 77, n. 1, p. 34 – 48, 2011.

BRONIARZ-PRESS, L. *et al.* The effect of shear and extensional viscosity on atomization in medical inhaler. **International Journal of Pharmaceutics**, v. 468, p. 199 – 206, 2014.

BUDIMIR, N. *et al.* A review of explicit approximations of Colebrook's equation. **FME Transactions**, v. 39, n. 2, p. 67 – 71, 2011.

BUNNELL, R. A.; HEISTER, S. D.; XU, C. On the influence of internal flow structure on performance of plain-orifice atomizers. **Atomization and Sprays**, v. 11, n. 4, p. 335 – 350, 2001.

BUSH, J. W. M.; HASHA, A. E. On the collision of laminar jets: fluid chains and fishbones. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 511, p. 285 – 310, 2004.

CAMPOS, J. B. L. M.; PIMENTA, T. A. Friction losses of Newtonian and non-Newtonian fluids flowing in laminar regime in a helical coil. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 36, p. 194 – 204, 2012.

CANINO, J.; HEISTER, S. D. Contributions of orifice hydrodynamic instabilities to primary atomization. **Atomization and Sprays**, v. 19, n. 1, p. 91 – 102, 2009.

CARREAU, P. J. Rheological equations from molecular network theories. **Transactions of the Society of Rheology**, v. 16, p. 99 – 127, 1972.

CHANG, Q. *et al.* Instability analysis of a power law liquid jet. **Journal of Non-Newton Fluid Mechanics**, v. 198, p. 10 – 17, 2013.

- CHANG, T. D. **The prediction of fully developed turbulent pressure drops in a triangular duct for a power law fluid.** Thesis (Ph D in Mechanical Engineering) - State University of New York, Stony Brook, New York, 1984.
- CHEN, S. K.; LEFEBVRE, A. H.; ROLLBUHLER, J. Factors influencing the circumferential liquid distribution from pressure-swirl atomizers. **Journal of Engineering for Gas Turbines and Power**, v. 115, p. 447 – 453, 1993.
- CHEN, S. K.; LEFEBVRE, A. H.; ROLLBUHLER, J. Factors influencing the effective spray cone angle of pressure-swirl atomizers. **Journal of Engineering for Gas Turbines and Power**, v. 114, p. 97 – 104, 1992.
- CHEN, X. *et al.* High-fidelity simulations of impinging jet. **Atomization and Sprays**, v. 23, p. 1079 – 1101, 2013.
- CHENG, P. *et al.* Effects of recess on the self-pulsation characteristics of liquid-centered swirl coaxial injectors. **Journal of Propulsion and Power**, v. 32, p. 1124 – 1132, 2016.
- CHENG, P. *et al.* Effects of self-pulsation on the spray characteristics of gas-liquid swirl coaxial injector. **Acta Astronautica**, v. 138, p. 249 – 259, 2016.
- CHENG, P. *et al.* On the prediction of spray angle of liquid-liquid pintle injectors. **Acta Astronautica**, v. 138, p. 145 – 151, 2017.
- CHENG, P. *et al.* Review on pressure swirl injector in liquid rocket engine. **Acta Astronautica**, v. 145, p. 174 – 198, 2018.
- CHERNOV, V.; NATAN, B. Effect of periodic disturbances on non-Newtonian fluid sprays. **Atomization and Sprays**, v. 18, p. 723 – 738, 2008.
- CHERNOV, V.; NATAN, B. Estimation of the rheological properties of a suspension in a gel fluid. **AIAA Journal**, v. 51, n. 4, p. 998 – 1003, 2013.

CHIGIER, N.; MANSOUR, A. Air-blast atomization of nonnewtonian liquids. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 58, p. 161 – 194, 1995.

CHINN, J. J. An appraisal of swirl atomizer inviscid flow analysis. **Atomization and Sprays**, v. 19, p. 263 - 311, 2009.

CHOI, Y. H.; MERKLE, C. L. The application of preconditioning in viscous flows. **Journal of Computational Physics**, v. 105, n. 2, p. 207 – 223, 1993.

CHOJNACKI, K. T.; FEIKEMA, D. A. Atomization studies of gelled bipropellant simulants using planar laser induced fluorescence. In: JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 31., 1995. **Proceedings...** 1995. AIAA Paper 1995-2423.

CHOJNACKI, K. T.; FEIKEMA, D. A. Study of nonnewtonian liquid sheets formed by impinging jets, In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 33., 1997, Seattle. **Proceedings...** 1997. AIAA Paper 1997-3335.

CHOUDHURY, P. R. Slurry fuels. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 18, p. 419 – 427, 1992.

CHURCHILL, S. W. Friction factor equation spans all fluid flow regimes. **Chemical Engineering**, v. 84, p. 91 – 92, 1977.

CIEZKI, H. K. *et al.* Overview of the German gel propulsion technology program. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 50., 2014, Cleveland. **Proceedings...** AIAA, 2014. AIAA Paper 2014-3794.

CIEZKI, H. K.; MADLENER, K. Estimation of flow properties of gelled fuels with regard to propulsion systems. **Journal of Propulsion and Power**, v. 28, n. 1, p. 113 – 121, 2012.

CIEZKI, H. K.; MADLENER, K. Some aspects of rheological and flow characteristics of gel fuels with regard to propulsion application. In:

AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 45., 2009, Denver, CO. **Proceedings...** AIAA, 2009, Denver, CO. AIAA Paper 2009-5240.

CIEZKI, H. K.; NEGRI, M. Atomization of non-Newtonian fluids with an impinging jet injector: influence of viscoelasticity on hindering droplets formation. IN: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 46., 2010, Nashville, TN. **Proceedings...** AIAA, 2010. AIAA Paper 2010-6821.

CIEZKI, H. K.; NEGRI, M. Atomization of viscoelastic fluids with an impinging jet injector: morphology and physical mechanism of thread formation. **Atomization and Sprays**, v. 27, p. 319 – 336, 2017.

CIEZKI, H. K.; NEGRI, M.; GERNOTH, A. Advanced liquid and gelled propellants for rocket and ramjet propulsion. **International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion**, v. 14, 2015.

CIEZKI, H. K.; NEGRI, M.; REDAELLI, M. Recent results on thread formation with an impinging jet injector. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 48., 2010, Atlanta, Georgia. **Proceedings...** AIAA, 2012. AIAA Paper 2012-3967.

CIEZKI, H. K.; NEGRI, M.; SCHLECHTRIEM, S. Spray behavior of non-Newtonian fluids: correlation between rheological measurements and droplets/threads formation. **Progress in Propulsion Physics**, v. 4, p. 271 – 290, 2013.

CLAUSEN, L. C.; LI, T. X.; LAW, C. K. Effects of additives in the microexplosion of carbon slurry droplets. **Journal of Propulsion and Power**, v. 4, n. 3, p. 217 – 221, 1988.

CLEVER, H. L.; RANDALL, J. C.; SCHMIDT, R. L. The surface tension and density of binary hydrocarbon mixtures: benzene-n-hexane and benzene-n-dodecane. **Journal of Physical Chemistry**, v. 70, n. 12, p. 3912 – 3916, 1966.

COLEBROOK, C. F. Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws. **Journal of the Institution of Civil Engineers**, v. 11, n. 4, p. 133 – 156, 1939.

CONG, Y. *et al.* Propulsive performance of a hypergolic H₂O₂/kerosene bipropellant. **Journal of Propulsion and Power**, v. 20, n. 1, p. 83 – 86, 2004.

CONNELL, T. L. *et al.* Characterization of gelled hydrocarbon fuels and hydrogen peroxide as a hypergolic bipropellant. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON SPECIAL TOPICS IN CHEMICAL PROPULSION, 10., 2014, Poitiers, France. **Proceedings...** 2014.

CONNELL, T. L. *et al.* Effect of fuel type on hypergolic ignition of hydrogen peroxide with gelled hydrocarbon fuel. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 50., 2014, Cleveland, OH. **Proceedings...** AIAA, 2014.

CONNELL, T. L. *et al.* Hypergolic ignition of hydrogen peroxide/gel fuel impinging jets. **Journal of Propulsion and Power**, , v.34, n.1, p.182-188, 2017.

CONNELL, T. L. *et al.* Impinging jet ignition studies of hydrogen peroxide with gelled fuel rendered hypergolic by addition of reactive particles. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 51., 2015 Orlando, FL. **Proceedings...** AIAA, 2015.

COOKE, J. C. **On Pohlhausen's method with application to a swirl problem of Taylor**. Kuala Lumpur: University of Malaya, 1952. p. 486 – 490.

DABRI, S.; JOSEPH, D. D.; SIRIGANANO, W. A. Cavitation in an orifice flow. **Physics of Fluids**, v. 19, n. 7, 2007.

DALTIN, D. **Estudo dos parâmetros físico-químicos da estampanaria têxtil com corantes reativos visando a substituição dos espessantes nas formulações de tintas**. São Paulo: Universidade de São Paulo, 1997.

- DARMOFAL, D. L.; SIU, K. A robust, multigrid algorithm for the Euler equations with local preconditioning and semi-coarsening. **Journal of Computational Physics**, v. 151, n. 2, p. 728 – 756, 1999.
- DATTA, A.; SOM, S. K. Numerical prediction of air core diameter, coefficient of discharge and spray cone angle of a swirl spray pressure nozzle. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 21, p. 412 – 419, 2000.
- DEALY, J. M. **Rheometers for molten plastics**. New York, USA: Van Nostrand Reinhold, 1982.
- DENG, H.; FENG, F.; ZHUO, C. A simplified linear model and breakup characteristics of power-law sheet formed by a doublet impinging injector. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part G: Journal Aerospace Engineering**, v. 232, p. 1035 – 1046, 2018.
- DENNIS, J. D.; POURPOINT, T. L.; SON, S.F. Ignition of gelled mono methyl hydrazine and red fuming nitric acid in an impinging jet apparatus. In: AIAA/ASME/ASE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 47., 2011, San Diego, CA. **Proceedings...** AIAA, 2011.
- DESYATKOV, A. *et al.* Atomization of gel fuels using impinging jet atomizers. **International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion**, v. 10, n. 1, p. 55 – 65, 2011.
- DIEDE, A. **Reduced toxicity hypergolic bipropellant fuels**. U.S. PI US6695938B2, 2004.
- DODGE, D. W. **Turbulent flow of non-Newtonian fluids in smooth round tubes**. Thesis (Ph D in Chemical Engineering) - University of Delaware, Newark, Delaware, 1957.
- DODGE, D. W.; METZNER, A. B. Turbulent flow of non-Newtonian systems. **AIChE Journal**, v. 5, 1959.

- DOMBROWSKI, N.; HASSON, D. The flow characteristics of swirl (centrifugal) spray pressure nozzles with low viscosity liquids. **AIChE Journal**, v. 15, p. 604 – 611, 1969.
- DOMBROWSKI, N.; HOOPER, P. C. The effect of ambient density on drop formation in sprays. **Chemical Engineering Science**, v. 17, p. 291 – 305, 1962.
- DOMBROWSKI, N.; JOHNS, W. R. The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets. **Chemical Engineering Science**, v. 18, p. 203 – 214, 1963.
- DRANOVSKY, M. *et al.* Combustion instabilities in liquid rocket engines: testing and development practices in Russia. **Progress in Astronautics & Aeronautics**, 2007.
- DU, Q. *et al.* Influences of bounded and compressible gas medium on the instability of an annular power-law liquid jet. **Atomization and Sprays**, v. 28, p. 389 – 402, 2018.
- EDWARDS, M. F.; SMITH, R. The turbulent flow of non-Newtonian fluids. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 7, 1980.
- EDWARDS, M. F.; SMITH, R. The turbulent flow of non-Newtonian fluids in the absence of anomalous wall effects. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 7, p. 77 – 90, 1980.
- ERTL, M.; WEIGAND, B. Analysis methods for direct numerical simulations of primary breakup of shear-thinning liquid jets. **Atomization and Sprays**, v. 27, p. 303 – 317, 2017.
- FAKHRI, S. **A study on the atomization and spray characteristics of gelled simulants formed by two impinging jets**. Thesis (Master in Mechanical and Nuclear Engineering) - Pennsylvania State University, University Park, PA, 2009.
- FAKHRI, S.; LEE, J. G.; YETTER, R. A. Effect of nozzle geometry on the atomization and spray characteristics of gelled-propellant simulants

formed by two impinging jets. **Atomization and Sprays**, v. 20, p. 1033 – 1046, 2010.

FANG, T.; YAO, S. Spray characteristics of a pressure swirl atomizer in trigger sprayers using water-ethanol mixtures. **The Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 91, p. 1312 – 1324, 2013.

FANG, T.; YAO, S.; ZHANG, J. Effect of viscosities on structure and instability of sprays from a swirl atomizer. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 39, p. 158 – 166, 2012.

FANG, X.; SHEN, C. Study on atomization and combustion characteristics of lox/ methane pintle injectors. **Acta Astronautica**, v. 136, p. 369 – 379, 2017.

FANG, X.; XUA, Y.; ZHOU, Z. New correlations of single-phase friction factor for turbulent pipe flow and evaluation of existing single-phase friction factor correlations. **Nuclear Engineering and Design**, v. 241, n. 3, p. 897 – 902, 2011.

FISCHER, G. A. A. **Injetores centrífugos duais e jato-centrífugos para aplicação em propulsão de foguetes**. Dissertação (Mestrado em Combustão e Propulsão) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brasil, 2014.

FLORY, P. J. **Principles of polymer chemistry**. Ithaca, New York: Cornell University Press, 1953.

FRIEDEL, L.; MONCALVO, D. A viscosity correction factor for shear thinning liquid flows in safety valves. **Journal of Loss Prevention in the Process Industries**, v. 23, n. 2, p. 289 – 293, 2010.

FROLIK, S. A. *et al.* Development of hypergolic liquid fuels for use with hydrogen peroxide. In: AEROSPACE SCIENCES MEETINGS, 36., Reno, NV. **Proceedings...** AIAA, 2000.

FU, Q. *et al.* Breakup of a power-law liquid sheet formed by an impinging jet injector. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 39, p. 37 – 44, 2012.

FU, Q. *et al.* Linear stability analysis of a conical liquid sheet. **Journal of Propulsion and Power**, v. 26, n. 5, p. 955 – 968, 2010.

FU, Q. *et al.* Linear stability analysis of a non-Newtonian liquid sheet. **Journal of Propulsion and Power**, v. 26, n. 6, p. 1212 – 1224, 2010.

FU, Q. *et al.* Spray characteristics of gelled propellants in novel impinging jet injector. **Journal of Propulsion and Power**, v. 29, n. 1, p. 104 – 114, 2013.

FU, Q. *et al.* Spray of gelled propellants from an impinging-jet injector under different temperatures. **Aerospace Science and Technology**, v. 39, p. 552 – 558, 2014.

FU, Q.; XU, B.; YANGY, L. Linear instability analysis of planar non-Newtonian liquid sheets in two gas streams of unequal velocities. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 167, p. 50 – 58, 2012.

FU, Q.; YANG, L.; ZHUANG, F. Effects of orifice geometry on spray characteristics of impinging jet injectors for gelled propellants. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE, 49., 2013, San Jose, CA. **Proceedings...** AIAA, 2013. p. 1 – 11.

GAO, H.; SHREEVE, J. M. Ionic liquid solubilized boranes as hypergolic fluids. **Journal of Materials Chemistry**, v. 22, p. 11022 – 11024, 2012.

GLASSMAN, I.; SAWYER, R. F. **The performance of chemical propellants**. Slough, England: Technivision Services, 1970.

GLASSMAN, I.; YETTER, R. A. **Combustion**. 4.ed. San Diego: Elsevier, 2008. p. 379 – 408.

GIFFEN, E.; MURASZEW, A. **The atomization of liquid fuels**. [S.l.]: Chapman and Hall, 1953.

GLYNNE-JONES, P. *et al.* A feasibility study on using inkjet technology, micropumps, and mems as fuel injectors for bipropellant rocket engines. **Acta Astronautica**, v. 67, p. 194 – 203, 2010.

GOMET, L.; MURA, A.; ROBIN, V. Lagrangian modelling of turbulent spray combustion under liquid rocket engine conditions. **Acta Astronautica**, v. 94, p. 184 – 197, 2014.

GOUVÊA, L. H. **Análise de desempenho de um motor híbrido utilizando parafina e peróxido de hidrogênio como propelentes.** Dissertação (Mestrado em Combustão e Propulsão) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brasil, 2007.

GOUVÊA, L. H. **Estudo da queima de polietileno e de combustíveis à base de parafina com soluções de peróxido de hidrogênio.** Tese (Doutorado em Combustão e Propulsão) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brasil, 2016.

GREEN, M. J.; RAPP, D. C.; RONCACE, J. Flow visualization of a rocket injector spray using gelled propellant simulants. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 27., 1991, Sacramento, CA. **Proceedings...** AIAA, 1991.

GUGLIELMI, J. D. **Atomization of JP-10/B4C gelled slurry fuel.** Thesis (Master in Engineering Science) - Naval Postgraduate School, , Monterey, California, 1992.

HAMID, A. H. A.; ATAN, H. Spray characteristics of jet-swirl nozzles for thrust chamber injector. **Aerospace Science and Technology**, v. 13, p. 192 – 196, 2009.

HAN, Y.; QIANG, H.; LIU, H. Numerical simulation of two liquid impinging jets with SPH method. **Journal of Engineering Mechanics**, v. 30, p. 17 – 23, 2013.

HARRISON, G. M.; PARK, G. Y. Effects of elasticity on the spraying of a non-Newtonian fluid. **Atomization and Sprays**, v. 18, p. 243 – 271, 2008.

HASAN, D.; PERTZ, A.; RAHIMI, S. Development of Laboratory Scale Gel Propulsion Technology. **Journal of Propulsion and Power**, v. 20, 93 – 100, 2004.

HASHEM, A. A.; NADA, T. R. Geometrical characterization and performance optimization of monopropellant thruster injector. **The Egyptian Journal of Remote Sensing and Space Science**, v. 15, p. 161 – 169, 2012.

HIGUERA, F. J. The hydraulic jump in a viscous laminar flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 274, p. 69 – 92, 1994.

HIROYASU, H.; LI, T.; NISHIDA, K. Droplet size distribution and evaporation characteristics of fuel spray by a swirl type atomizer. **Fuel**, v. 90, p. 2367 – 2376, 2011.

HODGE, K.; CROFOOT, T.; NELSON, S. Gelled propellants for tactical missile applications. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 35., 1999, Los Angeles, California. **Proceedings...** AIAA, 1999. p. 1 – 8.

HORVAY, M.; LEUCKEL, W. Experimental and theoretical investigation of swirl nozzles for pressure-jet atomization. **German Chemical Engineering**, v. 9, p. 276 – 283, 1986.

HU, X. *et al.* Experimental study on the combustion and microexplosion of freely falling gelled Unsymmetrical Dimethylhydrazine (UDMH) fuel droplets. **Energies**, v. 5, p. 3126 – 3136, 2012.

HUZEL, D. K. *et al.* **Modern engineering for design of liquid-propellant rocket engines**. [S.I.]: American Institute of Aeronautics, 1992. (Progress in Astronautics & Aeronautics).

IBRAHIM, E. A. Spatial instability of a viscous liquid sheet. **Journal of Propulsion and Power**, v. 11, p. 146 – 152, 1995.

IBRAHIM, E. A.; PRZEKWAS, A. J. Impinging jets atomization. **Physics of Fluids A Fluid Dynamics**, v. 3, p. 2981 – 2987, 1992.

IKEDA, Y.; JEONG, H.; LEE, K. Investigation of the spray characteristics for a secondary fuel injection nozzle using a digital image processing method. **Measurement Science and Technology**, v. 18, p. 1591 – 1602, 2007.

INAMURA, T.; SHIROTA, M. Effect of velocity profile of impinging jets on sheet characteristics formed by impingement of two round liquid jets. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 60, p. 149 – 160, 2014.

INOUE, C.; WATANABE, T.; HIMENO, T. Atomization and flow characteristics of liquid sheet produced by jet impingement. **Journal of Propulsion and Power**, v. 28, p. 1060 – 1070, 2012.

IRVINE, T. F. A generalized Blasius equation for power law fluids. **Chemical Engineering Communications**, v. 65, p. 39 – 47, 1988.

IVANCHENKO, A. M. *et al.* Deep regulation and reusable rocket propulsion using premixed slurry propellant. **Journal of Propulsion and Power**, v. 28, n. 5, p. 869 – 875, 2012.

JAIN, M. *et al.* Characterization of the full cone pressure swirl spray nozzles for the nuclear reactor containment spray system. **Nuclear Engineering and Design**, v. 273, p. 131 – 142, 2014.

JAMES, M. D. **Liquid and gelled sprays for mixing hypergolic propellants using an impinging jet**. Thesis (PhD in Aerospace Engineering) - Purdue University, West Lafayette, IN, USA, 2010.

JASUJA, A. K. **Atomization of crude and residual fuel Oils**. Bedford, England: School of Mechanical Engineering, Cranfield Institute of Technology, 1979.

JEDELISKY, J.; JICHA, M. Energy considerations in spraying process of a spill-return pressure-swirl atomizer. **Applied Energy**, v. 132, p. 485 – 495, 2014.

JENG, S. M. *et al.* Effect of geometric parameters on simplex atomizer performance. **AAIA Journal**, v. 42, p. 2408 – 2505, 2004.

- JYOTI, B. V. S.; VARMA, M. Ignition and combustion studies of heterogeneous UDMH-RFNA gel propellants. **International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion**, v. 10, 259 – 275, 2011.
- KAMPEN, J. V. *et al.* Some aspects of the atomization behavior of Newtonian and of shear-thinning gelled non-Newtonian fluids with an impinging jet injector. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 42, 2006, Sacramento, CA, USA. **Proceedings...** AIAA, 2006.
- KAPOOR, N. N. **Strain recovery in viscoelastic fluids in a circular tube**. Thesis (Master) - University of Minnesota, Minneapolis, 1964.
- KESSAEV, J. **Theory and calculation of liquid propellant engines**. Moscow: Moscow Aviation Institute, 1997.
- KESHAVARZ, B. *et al.* Studying the effects of elongational properties on atomization of weakly viscoelastic solutions using Rayleigh Ohnesorge Jetting Extensional Rheometry (ROJER). **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 222, p. 171 – 189, 2015.
- KANG, Z.; WANG, Z.; LI, Q.; CHENG, P. Review on pressure swirl injector in liquid rocket engine. **Acta Astronautica**, v. 145, p. 174 – 198, 2018.
- KHAVKIN, Y. I. **Theory and practice of swirl atomizers**. New York: Taylor & Francis, 2004.
- KIM, D. *et al.* Effect of ambient gas density on spray characteristics of swirling liquid sheets. **Journal of Propulsion and Power**, v. 23, n. 3, p. 603 – 611, 2007.
- KIM, H. *et al.* Spray atomization and structure of supersonic liquid jet with various viscosities of non-Newtonian fluids. **Open Journal of Fluid Dynamics**, v. 2, p. 297 - 304, 2012.
- KIM, S. *et al.* Effect of geometric parameters on the liquid film thickness and air core formation in a swirl injector. **Measurement Science and Technology**, v. 20, 015403, 2008.

KLYACHKO, L. A. The theory of a centrifugal injector. **Teplotenergetica**, n. 3, p. 34 – 38, 1962. Original em russo.

KOO, J.; LEE, I. Break-up characteristics of gelled propellant simulants with various gelling agent contents. **Journal of Thermal Science**, v. 19, n. 6, p. 545 – 552, 2010.

KOO, J.; LEE, I. Breakup characteristics of gelled propellant simulants with various gelling agent contents. **Journal of Thermal Science**, v. 19, p. 545 – 552, 2010.

KOSAKA, P. M. **Aplicação e caracterização de éteres de celulose**. Tese (Doutorado em Química) - Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2007.

KOSTIC, M.; HARTNETT, J. P. Predicting turbulent friction factors of non-Newtonian fluids in noncircular ducts. **International Communications in Heat Mass Transfer**, v. 11, n.4, p.345-352, 1984.

KOZICKI, W.; CHOU, C. H.; TIU, C. Non-Newtonian flow in ducts of arbitrary cross-sectional shape. **Chemical Engineering Sciences**, v. 21, n.8, p.665-679, 1966.

KRAYNIK, A. M.; GELLER, A. S.; GLICK, J. H. **Gelled propellant flow: boundary layer theory for power law fluids in a converging planar channel**. Albuquerque, NM: Sandia National Laboratories, 1989.

KULAGIN, L. V.; OKHOTNIKOV, S. S. **Combustion of heavy liquid fuels**. Moscow: Mashinostroenie, 1970.

KULKARNI, S. G. *et al.* Theoretical evaluation and experimental validation of performance parameters of new hypergolic liquid fuel blends with red fuming nitric acid as oxidizer. **Propellants, Explosives, and Pyrotechnics**, v. 34, n. 6, p. 520 – 525, 2009.

LEE, A.; LAW, C. K. Gasification and shell characteristics in slurry droplet burning. **Combustion and Flame**, v. 85, p. 77 - 93, 1991.

- LEE, H. J. *et al.* Hypergolic studies of ethanol based gelled bi-propellant system for propulsion application. **Propellants, Explosives, Pyrotechnics**, v. 42, p. 1 – 8, 2017.
- LEE, T. W.; TSENG, L. K.; FAETH, G. M. Separated-flow considerations for pressure-atomized combusting monopropellant sprays. **Journal of Propulsion and Power**, v. 6, p. 382 – 392, 1990.
- LEFEBVRE, A. H. **Atomization and Sprays**. New York: Hemisphere, 1989.
- LEFEBVRE, A. H.; MCDONELL, V. G. **Atomization and Sprays**. 2.ed. London: Taylor & Francis, 2017.
- LI, L. Experiments on air-blast atomization of viscoelastic liquids, part 1: quiescent conditions. **Atomization and Sprays**, v. 19, p. 157 – 190, 2009.
- LI, L. K. B. **An experimental study on air-blast atomization of viscoelastic liquids**. Thesis (Ph D in Mechanical Engineering) - University of British Columbia, 2006.
- LICHTAROWICZ, A.; DUGGINS, R. K.; MARKLAND, E. Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices. **Journal of Mechanical Engineering Science**, v. 7, p. 210 – 219, 1965.
- LIN, S. P.; JIANG, W. Y. Absolute and convective instability of a radically expanding liquid sheet. **Physics of Fluids**, v. 15, p. 1745 – 1754, 2003.
- LIU, J. *et al.* Effect of geometric parameters on the spray cone angle in the pressure swirl injector. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers**, v. 227, p. 342 – 353, 2013.
- LIU, X. *et al.* Flow characteristics of liquid nitrogen through solid-cone pressure swirl nozzles. **Applied Thermal Engineering**, v. 110, p. 290 – 297, 2017.
- LIU, Z.; HUANG, Y.; SUN, L. Studies on air core size in a simplex pressure-swirl atomizer. **International Journal of Hydrogen Energy**, v. 42, p. 18649 – 18657, 2017.

- LIU, Z; LIU, Z. Linear analysis of three-dimensional instability of non-Newtonian liquid jets. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 559, p. 451 – 459, 2006.
- LOUAZE, G. *et al.* Influence of Aerosil on the combustion of gelled nitromethane. In: INTERNATIONAL ANNUAL CONFERENCE of ICT, 38., 2007, Karlsruhe, Germany. **Proceedings...** 2007.
- LOZANO, A. *et al.* Longitudinal instabilities in an air-blasted liquid sheet. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 437, p. 143 – 173, 2001.
- LUJIA, L.; YINGJIE, L; LIPENG, L. Atomization mechanism of a charged viscoelastic liquid sheet. **Chinese Journal of Aeronautics**, v. 28, p. 403 – 409, 2015.
- LUNDQUIST, C. Rocketry mentors, rocketry practitioners and unique space pioneers. **Acta Astronautica**, v. 115, p. 241 – 246, 2015.
- LUO, Y. *et al.* Combustion of JP-10-based slurry with nanosized aluminum additives. **Journal of Propulsion and Power**, v. 32, n. 5, p. 1167 – 1177, 2016.
- MCDONALD, M.; CANINO, J.; HEISTER, S. D. Nonlinear response of plain-orifice injectors to nonacoustic pressure oscillations. **Journal of Propulsion and Power**, v. 23, n. 6, p. 1204 –1213, 2007.
- MACOSKO, C. W. **Rheology**. New York: Willey, 1994.
- MADLENER, K. *et al.* Characterization of various properties of gel fuels with regard to propulsion application. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 44., 2008, Hartford, CT. **Proceedings...** 2008.
- MADLENER, K.; CIEZKI, H. K. Estimation of flow properties of gelled fuels with regard to propulsion systems. **Journal of Propulsion and Power**, v. 28, n. 1, 2012.
- MAHAKALI, R. *et al.* Development of reduced toxicity hypergolic propellants. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION

CONFERENCE & EXHIBIT, 47., 2011, San Diego, California.

Proceedings... AIAA, 2011.

MAIA, F. F. **Novo catalisador para decomposição de peróxido de hidrogênio em micropropulsores de satélites.** Dissertação (Mestrado em Combustão e Propulsão) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brasil, 2012.

MALY, M. *et al.* Internal flow and air core dynamics in simplex and spill-return pressure-swirl atomizers. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 123, p. 805 – 814, 2018.

MANDAL, A. *et al.* Flow of power-law fluids in simplex atomizers. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 29, p. 1494 – 1503, 2008.

MANGESANA, N. *et al.* The effect of particle sizes and solids concentration on the rheology of silica sand-based suspensions. **Journal of South African Institute of Mining and Metallurgy**, v. 108, p. 237 – 243, 2008.

MANIVANNAN, A.; MOORTHI, N. S. V.; VIJAY, G. A. Internal and external flow characteristics of swirl atomizers: a review. **Atomization and Sprays**, v. 25, p. 153 – 188, 2015.

MANSOUR, A.; CHIGIER, N. Air-blast atomization of non-Newtonian liquids. **Journal Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 58, p. 161 – 194, 1995.

MARINHA, A. B. A. S. **Avaliação das propriedades reológicas, mecânicas e térmicas do LDPEAI, proveniente da reciclagem de embalagens longa vida, e de sua mistura com HDPE.** Tese (Doutorado em Ciência e Tecnologia em Polímeros) - Universidade Federal do Rio de Janeiro, UFRJ, Rio de Janeiro, 2008.

MATOS, S. C. **Ensaio em câmara de combustão com injetor centrífugo bipropelente líquido criogênico.** Dissertação (Mestrado em

Aerodinâmica, Propulsão e Energia) - Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, SP, Brasil, 2013.

MCCORMICK, J. **Hydrogen peroxide rocket manual**. Buffalo, New York: FMC, 1965.

MELOF, B. M.; GRUBELICH, M. C. Investigation of hypergolic fuels with hydrogen peroxide. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 37., 2001, Salt Lake City, UT, USA. **Proceedings...** AIAA, 2001.

METZNER, A. B.; REED, J. C. Flow of non-Newtonian fluids – correlation of the laminar, transition and turbulent-flow regions. **AIChE Journal**, v. 1, n. 4, p. 434 - 440, 1955.

MILLER, E. *et al.* Collision of viscoelastic jets and the formation of fluid webs. **Applied Physics Letters**, v. 87, 014101, 2005.

MISHRA, D. P.; PADWAL, Manisha B. Interactions among synthesis, rheology, and atomization of a gelled propellant. **Rheologica Acta**, v. 55, p. 177 – 186, 2016.

MITRA, S. K; LI, X.; RENKSIBULUT, M. On the breakup of viscous liquid sheets by dual-mode linear analysis. **Journal of Propulsion and Power**, v. 17, p. 728 – 735, 2001.

MOODY, L. F. An approximate formula for pipe friction factors. **Transactions of the ASME**, v. 69, p. 1005 – 1006, 1947.

MOODY, L. F. Friction factors for pipe flow. **Transactions of the ASME**, v. 66, n. 8, p. 671 – 684, 1944.

MOON, S. *et al.* Air flow and pressure inside a pressure-swirl spray and their effects on spray development. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 33, p. 222 – 231, 2009.

MOON, S. *et al.* The spray characteristics of a pressure-swirl injector with various exit plane tilts. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 34, p. 615 – 627, 2008.

MOON, S.; ABO-SERIE, E.; BAE, C. Liquid film thickness inside the high pressure swirl injectors: real scale measurement and evaluation of analytical equations. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 34, p. 113 – 121, 2010.

MOONEY, M. Explicit formulas for slip and fluidity. **Journal of Rheology**, v. 2, n. 2, p. 210 – 222, 1931.

MORRISON, F. A. **Understanding rheology**. Oxford: Oxford University Press, 2001.

MUELLER, D. C.; TURNS, S. R. **Ignition and combustion characteristics of metallized propellants: phase II**. Washington: NASA, –1993. (NASA-CR-195107).

MUELLER, D. C.; TURNS, S. R. Some aspects of the secondary atomization of aluminum/hydrocarbon slurry propellants. **Journal of Propulsion and Power**, v. 9, n. 3, p. 345 - 352, 1993.

MUELLER, D. C.; TURNS, S. R. Theoretical effects of aluminum gel propellant secondary atomization on rocket engine performance. **Journal of Propulsion and Power**, v. 12, n. 3, p. 591 – 597, 1996.

MUGELE, R. A.; EVANS, H. D. Droplet size distribution in sprays. **Industrial and Engineering Chemistry**, v. 43, p. 1317 – 1324, 1951.

MULMULE, A. S.; TIRUMKUDULU, M. S.; RAMAMURTHI, K. Instability of a moving liquid sheet in the presence of acoustic forcing. **Physics of Fluids**, v. 22, 022101, 2010.

NATAN, B.; PERETZ, A.; RAHIMI, S. On shear rheology of gel propellants. **Propellants, Explosives, Pyrotechnics**, v. 32, n. 2, p. 165 – 174, 2007.

NATAN, B.; PERTEGHELLA, V.; SOLOMON, Y. Hypergolic ignition by fuel gellation and suspension of reactive or catalyst particles. **Journal of Propulsion and Power**, v. 27, n. 5, p. 1145 – 1148, 2011.

- NATAN, B.; PERTEGHELLA, V.; SOLOMON, Y. **Hypergolic ignition system for gelled rocket propellant**. WO PI 2011/ 001435A1, 2011.
- NATAN, B.; RAHIMI, S. Air-blast atomization of gel fuels. In: JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 37., 2001. **Proceedings...** AIAA, 2001.
- NATAN, B.; RAHIMI, S. The status of gel propellants in year 2000. **International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion**, v. 5, n. 1 – 6, p. 172 – 194, 2001.
- NAUMANN, K. W. *et al.* Gelled green propellant rocket motor and gas generator technology at Bayern-Chemie – status and applications for space systems. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 50., 2014, Cleveland, OH. **Proceedings...** AIAA, 2014.
- NAUMANN, K. W. *et al.* Rocket propulsion with gelled propellants for sounding rockets. In: ESA SYMPOSIUM ON EUROPEAN ROCKET AND BALLOON PROGRAMMERS AND RELATED RESEARCH, 20., 2011. Hyères, France. **Proceedings...** ESA, 2011. p. 143 – 148.
- NEGEED, E. R. *et al.* Experimental and analytical investigation of liquid sheet breakup characteristics. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 32, p. 95 – 106, 2011.
- NIEDER, E. G. *et al.* **Metallized Gel Monopropellants**. Washington: NASA, 1992. (NASA TM-105418).
- NIEUWKAMP, W. C. Flow analysis of a hollow cone nozzle with potential flow theory. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIQUID ATOMIZATION AND SPRAY SYSTEMS, 1., 1985, London. **Proceedings...** 1985.
- NIKURADSE, J. **Strömungsgesetze in rauhen rohren**. Berlin: Forschungsheft, 1933.

- NOVIKOV, I. I. Atomization of liquids by centrifugal nozzles. **Journal of Technical Physics**, v. 18, p. 345 – 354, 1948.
- NURICK, W. H. Orifice cavitation and its effect on spray mixing. **Journal of Fluids Engineering**, v. 98, p. 681 – 687, 1976.
- OCHOWIAK, M. *et al.* The effect of extensional viscosity on the effervescent atomization of polyacrylamide solutions. **Journal of industrial and Engineering Chemistry**, v. 18, p. 2028 – 2035, 2012.
- OHNESORGE, W. Formation of drops by Nozzles and the Breakup of liquid jets. **Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik**, v. 16, 1936.
- ORTMANN, J.; LEFEBVRE, A. H. Fuel Distributions from pressure-swirl atomizers. **Journal Propulsion and Power**, v. 1, n. 1, p. 11 – 15, 1985.
- PADWAL, M. B.; MISHRA, D. P. Experimental characterization of gelled Jet A1 spray flames. **Flow Turbulence and Combustion**, v.97, n.1, p.295-337, 2015.
- PALASZEWSKI, B. **Lunar missions using chemical propulsion: system design issues**. Washington: NASA, 1991. (NASA Technical Paper 3065).
- PALASZEWSKI, B. Metallized propellants for the human exploration of Mars. **Journal of Propulsion and Power**, v. 8, p. 1192 – 1200, 1992.
- PALASZEWSKI, B. **Upper stages using liquid propulsion and metallized propellants**. Washington: NASA, 1992. (NASA TP-3191).
- PALASZEWSKI, B. **Upper stages using liquid propulsion and metallized – propellants**. Washington: NASA, 1992. (NASA-TP-3191 19920007933).
- PALASZEWSKI, B.; DASTOOR, M. **Nanotechnology and gelled cryogenic fuels**. Cleveland, OH: NASA John H. Glenn Research Center, 2001.

PALASZEWSKI, B.; POWELL, R. Launch vehicle performance using metallized propellants. **Journal of Propulsion and Power**, v. 10, n. 6, p. 828 - 833, 1994.

PASQUALI, R. C.; TAUROZZI, M. P.; BREGNI, C. Some considerations about the hydrophilic–lipophilic balance system. **International Journal of Pharmaceutics**, v. 356, p. 44 – 51, 2008.

PEDRO, R. **Química orgânica aplicada a produtos cosméticos**. São Paulo: [s.n.], 2000.

PEDRO, R. **Reologia aplicada a produtos cosméticos**. São Paulo: Racine, 2000. Curso de Cosmetologia Express.

PEIN, R.; VARMA, M. Optimization of processing conditions for gel propellant production. **International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion**, v. 8, 501 – 513, 2009.

PEIXINHO, J. *et al.* Laminar transitional and turbulent flow of yield stress fluid in a pipe. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 128, p. 172 – 184, 2005.

PELEG, I.; TIMNAT, Y. M. Combustion of aluminum and boron slurry fuels in a damp combustor. In: SYMPOSIUM (INTERNATIONAL) ON COMBUSTION, 16., 1982. **Proceedings...** Pittsburgh, PA: The Combustion Institute, 1982. p. 557 – 563.

PELLACCIO, D. G.; PALASZEWSKI, B.; O'LEARY, R. Preliminary assessment of using gel and hybrid propellant propulsion for VTOL/SSTO launch systems. In: JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 33., 1997. **Proceedings...** AIAA, 1997.

PINNS, M. L. *et al.* **NACA research on slurry fuels**. Washington: NACA, 1958.

PLUMLEE, D.; STECIAK J. Development of a monopropellant micro-nozzle and ion mobility spectrometer in LTCC. In: CERAMIC

INTERCONNECT TECHNOLOGY WORKSHOP, 2004. **Proceedings...**
2004.

POURPOINT, T. L. **Hypergolic ignition of a catalytically promoted fuel with rocket grade hydrogen peroxide**. Thesis (Ph D in Aeronautics and Astronautics) - Purdue University, West Lafayette, IN, 2005.

PRYWER, J. Flow characteristics of jet-swirl atomizers. **Atomization and Sprays**, v.18, p. 343 – 361, 2008.

QIAN, L.; LIN, J.; BAO, F. Numerical models for viscoelastic liquid atomization spray. **Energies**, v. 9, 1079, 2016.

RADCLIFFE, A. **Fuel injection**: high speed aerodynamics and jet propulsion. Princeton: Princeton University Press, 1960.

RAHIMI, S. *et al.* Rheological matching of gel propellants. **Journal of Propulsion and Power**, v. 26, n. 2, 2010.

RAHIMI, S.; NATAN, B. Flow of gel fuels in tapered injectors. **Journal of Propulsion and Power**, v. 16, n. 3, p. 458 – 464, 2000.

RAHIMI, S.; NATAN, B. Atomization of gel propellants through an air-blast triplet atomizer. **Atomization and Sprays**, v. 16, n.4, p.379-400, 2006.

RAHIMI, S.; NATAN, B. Numerical solution of the flow of power-law gel propellants in converging injectors. **Propellants, Explosives, Pyrotechnics**, v. 25, p. 203 – 212, 2000.

RAHIMI, S.; NATAN, B. The injection process of gel fuels. In: JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 33., 1997. **Proceedings...** AIAA, 1997.

RAMASUBRAMANIAN, C.; NOTARO, V.; LEE, J. G. Characterization of near-field spray of nongelled and gelled-impinging doublets at high pressure. **Journal of Propulsion and Power**, v.31, n.6, p.1642-1652, 2015.

- RAPP, D.; ZURAWSKI, R. Characterization of aluminum/RP-1 gel propellant properties. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 24., 1988 Boston, MA, USA. **Proceedings...** AIAA, 1988.
- REN, N.; MARSHALL, A. W. Characterizing the initial spray from large Weber number impinging jets. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 58, p. 205 – 213, 2014.
- RISHA, G. A. *et al.* Hypergolic ignition of hydrogen peroxide/gel fuel impinging jets. **Journal of Propulsion and Power**, p. 1 – 7, 2017.
- RIVAS, J. R. R. **Modelo matemático e simulação numérica da atomização de líquidos em injetores centrífugos de uso aeroespacial.** Tese (Doutorado em Aerodinâmica, Propulsão e Energia) - Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, SP, Brasil, 2015.
- RIVAS, J. R. R., *et al.* Study of internal flow of a bipropellant swirl injector of a rocket engine. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 40, p. 289, 2018.
- RIZK, N. K.; LEFEBVRE, A. H. Internal flow characteristics of simplex swirl atomizers. **Journal Propulsion and Power**, v. 1, p. 193 -200, 1985.
- RIZK, N. K.; LEFEBVRE, A. H. Prediction of velocity coefficient and spray cone angle for simplex swirl atomizers. **International Journal of Turbo and Jet-Engines**, v. 4, p. 65 – 73, 1987.
- ROBBINS, J. M.; FEIST, R. W. The China Lake Propulsion Laboratories. In: JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 28., 1992. **Proceedings...** AIAA, 1992.
- RODRIGUES, N. S.; SOJKA, P. E. A parametric investigation of gelled propellant spray characteristics utilizing impinging jet geometry. In: AEROSPACE SCIENCES MEETING, 52., 2014, National Harbor, Maryland. **Proceedings...** AIAA, 2014.

ROTHSTEIN, J. P.; THOMPSON, J. C. The atomization of viscoelastic fluids in flat-fan and hollow-cone spray nozzles. **Journal Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 147, p. 11 – 12, 2007.

ROY, G. D. *et al.* **Metal slurry droplet and spray combustion**. Irvine: Department of Mechanical and Aerospace Engineering, University of California, 1993.

RUPE, J. A **Correlation between the dynamic properties of a pair of impinging streams and the uniformity of mixture-ratio distribution in the resulting spray**. Pasadena, CA: California Institute of Technology, 1956.

RYAN, H. M. *et al.* Atomization characteristics of impinging liquid jets. **Journal of Propulsion and Power**, v. 11, p. 135 – 146, 1995.

SAKAI, T.; SAITO, M. Single droplet combustion of coal slurry fuels. **Combustion and Flame**, v. 51, p. 141 - 154, 1983.

SANTOS, P. H. S. *et al.* Characterization of JP-8/SiO₂ and RP-1/SiO₂ gels. **Engineering Letters**, v. 18, p. 41 – 48, 2010.

SAVONOV, R. I. **Análise numérica e teórica de injetores tipo “swirl” empregados em motores-foguetes a propelente líquido**. Tese (Doutorado em Engenharia Aeronáutica) - Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, SP, Brasil, 2011.

SAYLES, D. C. **Method of imparting hypergolicity to non-hypergolic rocket propellants**. U.S. PI 4316359, 1982.

SCHINDLER, R. C.; OLSON, A. M.; ARNOLD, C. J. A gelled propellant sustainer stage. In: AEROSPACE DESIGN CONFERENCE, 1992. **Proceedings...** AIAA, 1992.

SCHMIDT, E. W. **Hydrazine and its derivatives, preparation, properties, applications**. New York, USA: John Wiley & Sons, 1984

SCHMIDTS, T. *et al.* Multiple W/O/W emulsions: using the required HLB for emulsifier evaluation. **Colloids and Surfaces A: Physicochemical Engineering Aspects**, v. 372, p. 48 – 54, 2010.

SENECAL, P. K. *et al.* Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 25, p. 1073 – 1097, 1999.

SMIRNOV, N. N. *et al.* Combustion onset in non-uniform dispersed mixtures. **Acta Astronautica**, v. 115, p. 94 – 101, 2015.

SMIRNOV, N. N. *et al.* Ignition of fuel sprays by shock wave mathematical modeling and numerical simulation. **Acta Astronautica**, v. 87, p. 14 – 29, 2013.

SOM, S. K. Air core in pressure swirl atomizing nozzles. **Atomization and Sprays**, v. 22, p. 283 – 303, 2012.

SOM, S. K. Theoretical and experimental studies on the formation of an air core in a swirl spray pressure nozzle using a power law non-Newtonian liquid. **Applied Science Research**, v. 40, p. 71 – 91, 1983.

SON, M. *et al.* Effect of injection conditions on mixing performance of pintle injector for liquid rocket engines. **Acta Astronautica**, v.150, p.105-116, 2017.

SON, M. *et al.* Numerical study on the combustion characteristics of a fuel-centered pintle injector for methane rocket engines. **Acta Astronautica**, v. 135, p. 139 – 149, 2017.

SONG, M.; YE, D. Study of a new kind of multipulse rocket motor. **Journal of Propulsion and Power**, v. 17, n. 2, p. 380 – 384, 2001.

STARKOVICH, J.; ADAMS, S.; PALASZEWSKI, B. Nanoparticulate gellants for metallized gelled liquid hydrogen with aluminum. In: JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 32., 1996. **Proceedings...** AIAA, 1996.

STARKOVICH, J.; PALASZEWSKI, B. Technology for gelled liquid cryogenic propellants: metallized hydrogen / aluminum. In: JOINT PROPULSION CONFERENCE AND EXHIBIT, 29., 1993. **Proceedings...** AIAA, 1993.

STIERLE, R. *et al.* Free-flight demonstration of the gelled propellant rocket motor of MBDA-Bayern-Chemie. In: EUROPEAN CONFERENCE FOR AERONAUTICS AND SPACE SCIENCES, 4., 2011, St. Petersburg, Russia. **Proceedings...** 2011.

SUTTON, G. P.; BIBLARZ, O. **Rocket propulsion elements**. 8.ed. New York, USA: John Wiley & Sons, 2010.

SUYARI, M.; LEFEBVRE, A. H. Film thickness measurements in a simplex swirl atomizer. **Journal of Propulsion and Power**, v. 2, p. 528 - 533, 1986.

SZEKELEY, G. A. J.; FAETH, G. M. Combustion properties of carbon slurry drops. **AIAA Journal**, v. 20, p. 422 - 429, 1982.

SZEKELEY, G. A. J.; FAETH, G. M. Reaction of carbon black slurry agglomerates in combustion gases. In: SYMPOSIUM (INTERNATIONAL) ON COMBUSTION, 19., 1983. **Proceedings...** Pittsburgh, PA: The Combustion Institute, 1983. p. 1077 - 1085.

SZEKELEY, G. A. J.; FAETH, G. M.; TURNS, S. R. Effects of carbon-black properties on combustion of carbon-black slurry agglomerates. **Combustion and Flame**, v. 58, p. 31 – 43, 1984.

TAKAHASHI, F.; DRYER, F. L.; WILLIAMS, F. A. Combustion behavior of free boron slurry droplets. In: SYMPOSIUM (INTERNATIONAL) ON COMBUSTION, 21., 1986. **Proceedings...** Pittsburgh, PA: The Combustion Institute, 1986. p. 1983 - 1991.

TAYLOR, G. I. The boundary layer in the converging nozzle of a swirl atomizer. **The Quarterly Journal Mechanics and Applied Mathematics**, v. 3, p. 129 - 139, 1950.

TAYLOR, G. I. The mechanics of swirl atomisers. **Proceedings of the 7th International Congress of Applied Mechanics**, v. 2, p. 280 – 285, 1948.

TEPPER, F.; KALEDIN, L. Combustion characteristics of kerosene containing Alex® nano-aluminum. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON SPECIAL TOPICS IN CHEMICAL PROPULSION, 5., 2000, Stresa, Italy. **Proceedings...** 2000.

TRINH, K. T. **On the critical Reynolds number for transition from laminar to turbulent flow**. New Zealand: Institute of Food Nutrition and Human Health, Massey University, 2011.

URNS, S. R.; MUELLER, D. C. **Ignition and combustion characteristics of metallized propellants**. Washington: NASA, 1993. **(Grant No. NAG 3-1004)**.

URBON, B. C. **Atomization and combustion of a gelled, metallized slurry fuel**. Thesis (Master in Astronautical Engineering) – Naval Postgraduate School, Monterey, California, 1992.

UTFUCKI, L. A. **Two-phase polymer systems**. New York, USA: Hansen Publishers, 1991.

VARGHESE, T. L. *et al.* Developmental studies on metallized UDMH and kerosene gels. **Defense Science Journal**, v. 45, n. 1, p. 25 – 30, 1995.

VÁSQUEZ, A. R. **Desenvolvimento de um injetor centrífugo dual para biocombustíveis líquidos**. Dissertação (Mestrado em Combustão e Propulsão) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, Brasil, 2011.

WANG, D. *et al.* An experimental study on fuel spray-induced vortex-like structures. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 57, p. 335 – 343, 2014.

WANG, D. *et al.* Experimental research on the water mist fire suppression performance in an enclosed space by changing the characteristics of

nozzles. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 52, p. 174 – 181, 2014.

WANG, F.; FU, Q.; YANG, L. Linear instability analysis of a power-law liquid sheet. **Journal of Aero Power**, v. 27, p. 876 – 881, 2012.

WANG, P.; XEI, X.; HE, W. Preparation and performance of a novel water gel explosive containing expired propellant grains. **Central European Journal of Energetic Materials**, v. 10, p. 495 – 507, 2013.

WANG, X. *et al.* Comprehensive study of cryogenic fluid dynamics of swirl injectors at supercritical conditions. **AIAA Journal**, v. 55, n. 9, p. 3109 – 3119, 2017.

WANG, X. *et al.* Geometric effects on liquid oxygen/kerosene bi-swirl injector flow dynamics at supercritical conditions. **AIAA Journal**, v. 55, n. 10, p. 3467 – 3475, 2017

WANG, X. *et al.* Near-field flame dynamics of liquid oxygen/kerosene bi-swirl injectors at supercritical conditions. **Combustion and Flame**, v. 190, p. 1 – 11, 2018.

WANG, X. *et al.* Spray characteristics of high pressure swirl injector fueled with methanol and ethanol. **Energy Fuel**, v. 19, p. 2394 – 2401, 2005.

WANG, X. F.; LEFEBVRE, A. H. Mean drop sizes from pressure-swirl nozzles. **Journal of Propulsion and Power**, v. 3, p. 11 – 20, 1987.

WANG, X.; YANG, V. Supercritical mixing and combustion of liquid-oxygen/ kerosene bi-swirl injectors. **Journal of Propulsion and Power**, v. 33, n. 2, p. 316 – 323, 2017.

WANG, Z. G. **Internal combustion processes of liquid rocket engines: modeling and numerical simulations**. New York, USA: John Wiley & Sons, 2016.

WARNAKULASURIYA, F. S. K.; WOREK, W. M. Drop formation of swirl-jet nozzles with high viscous solution in vacuum-new absorbent in spray

absorption refrigeration. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 51, p. 3362 – 3368, 2008.

WARNER, C. F. *et al.* **Studies of slurry fueled propulsion systems**. Lafayette, Indiana: Purdue University, 1972.

WERNIMONT, E. J. Monopropellant hydrogen peroxide rocket system: optimum for small scale. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 42., 2006, Sacramento, CA. **Proceedings...** AIAA, 2006. p. 9 – 12.

WIMMER, E.; BRENN, G. Viscous flow through the swirl chamber of a pressure-swirl atomizer. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 53, p. 100 – 113, 2013.

WONG, S. C.; LIN, A. C.; CHI, H. Y. Effects of surfactant on the evaporation, shell formation and disruptive behavior of slurry droplets. In: SYMPOSIUM (INTERNATIONAL) ON COMBUSTION, 23., 1990. **Proceedings...** Pittsburgh: The Combustion Institute, 1990. p. 1391 - 1397.

WONG, S. C.; TURNS, S. R. Disruptive burning of aluminum/carbon slurry droplets. **Combustion Science and Technology**, v. 66, p. 75 - 92, 1989.

WONG, S. C.; TURNS, S. R. Disruptive burning of aluminum/carbon slurry droplets. **Combustion Science and Technology**, v. 66, p. 299 - 318, 1989.

WONG, S. C.; TURNS, S. R. Ignition of aluminum slurry droplets. **Combustion Science and Technology**, v. 52, p. 221 - 242, 1987.

XIAO, H. *et al.* Atomization characteristics of gelled hypergolic propellant simulants. **International Journal of Precision Engineering and Manufacturing**, v. 16, n. 4, p. 743 – 747, 2015.

XUE, H. The modified Casson's equation and its application to pipe flows of shear-thickening fluid. **Acta Mechanica Sinica**, v. 21, p. 243 – 248, 2005.

- YANG, K. *et al.* Viscosity prediction of composite solid propellant slurry. **Propellants, Explosives, Pyrotechnics**, v. 11, p. 167 – 169, 1986.
- YANG, L. *et al.* Atomization of gelled propellants from swirl injectors with leaf spring in swirl chamber. **Atomization and Sprays**, v. 21, p. 949 – 969, 2011.
- YANG, L. *et al.* Spray characteristics of gelled propellants in swirl injectors. **Fuel**, v. 97, p. 253 – 261, 2012.
- YANG, L.; QINGFEI, F.; MINGLONG, D. Stability of an annular power-law liquid sheet. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineering**, v. 229, p. 2750 – 2759, 2015.
- YANG, V. *et al.* **Liquid rocket thrust chambers**: aspects of modeling, analysis, and design. Reston: AIAA, 2005. (Progress in Astronautics and Aeronautics, 200).
- YARIN, A. L. *et al.* Elongational behavior of gelled propellant simulants. **Journal of Rheology**, v. 48, p. 101 – 116, 2004.
- YEH, C. Turbulent flow investigation inside and outside plain-orifice atomizers with rounded orifice inlets. **Heat and Mass Transfer**, v. 41, n. 9, p. 810 – 823, 2005.
- YILDIRIM, G. Computer-based analysis of explicit approximations to the implicit Colebrook-White equation in turbulent flow friction factor calculation. **Advances in Engineering Software**, v. 40, No. 11, p. 1183 - 1190, 2009.
- YOO, S. S. **Heat transfer and friction factors for non-Newtonian fluids in turbulent pipe flow**. Thesis (Ph. D. in Mechanical Engineering) - University of Illinois, Chicago, 1974.
- YOON, C. *et al.* Numerical modeling of injection of shear-thinning gel propellants through plain-orifice atomizer. **Journal of Propulsion and Power**, v. 27, n. 5, p. 944 – 954, 2011.

YOON, C. *et al.* Numerical simulations of gel propellant flow through orifices. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 45., 2009, Denver, Colorado. **Proceedings...** AIAA, 2009.

YOON, C. *et al.* Simulation of injection of shear-thinning gel propellants through plain-orifice atomizer. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINT PROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 46., 2010, Nashville, TN. **Proceedings...** AIAA, 2010.

YOON, C. *et al.* Simulations of plain-orifice injection of gelled propellants under manifold crossflow conditions. **Journal of Propulsion and Power**, v. 29, n. 1, p. 136 – 146, 2013.

YOON, W. *et al.* Spray characteristics of aluminized-gel fuels sprayed using pressure-swirl atomizer. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 249, p. 36 – 47, 2017.

YOON, Y. *et al.* Study on spray patterns of gas-centered swirl coaxial (GCSC) injectors in high pressure conditions. **Aerospace Science and Technology**, v. 27, p. 171 – 178, 2013.

YUAN, T.; HUANG, B. Optical analysis of the mixing effect in fully developed like-doublet impinging jet sprays. **Atomization and Sprays**, v. 22, p. 391 – 408, 2012.

ZHANG, X. *et al.* An image-processing based method for the measurement of the film thickness of a swirl atomizer. **Journal of Visualization**, v. 20, p. 1 – 5, 2017.

ZHDANOV, V. I. Special features of applying the maximal discharge principle and equation of momentum to calculate the flow coefficient for liquid centrifugal atomizers. **Russian Aeronautics (Iz.VUZ)**, v. 53, n. 4, p. 394 – 400, 2010.

APÊNDICE A - CARACTERÍSTICAS DOS PROPELENTES

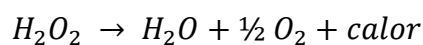
Para definir o projeto dos injetores centrífugos duais e jato-centrífugos duais e realizar a análise dos resultados experimentais é necessário ter o conhecimento das características dos fluidos a serem atomizados. As propriedades físicas do líquido, tais como a densidade e a viscosidade são fundamentais no processo de atomização. Os fluidos empregados nesse trabalho foram o etanol, etanol em gel e a água representado o peróxido de hidrogênio devido a questões técnicas e principalmente ao seu alto grau de oxidação.

A seguir serão abordadas as propriedades físico-químicas individuais do peróxido de hidrogênio, etanol e etanol em gel.

A.1. Peróxido de hidrogênio

Em aplicações para foguetes, o peróxido de hidrogênio (H₂O₂) tem sido usado em uma forma altamente concentrada de 70 até 99% m/v. O peróxido de hidrogênio concentrado foi usado em geradores de gás e para aplicações em foguetes entre 1938 e 1965 (os aviões hipersônicos experimentais X-1 e X-15).

Na câmara de combustão, o propelente decompõe-se de acordo com a seguinte reação química, formando vapor superaquecido e oxigênio gasoso:



Esta decomposição é provocada pela ação de catalisadores tal como permanganatos de sódio ou potássio líquidos (NaMnO₃ ou KMnO₃), dióxido de manganês sólido (MnO₂), platina (Pt) e óxido de ferro (Fe₂O₃). De fato, mais impurezas agem como um catalisador. O peróxido de hidrogênio (H₂O₂) é hipergólico com hidrazina (N₂H₄) e queima bem com querosene (JET-A). O impulso específico teórico de 90% de peróxido de hidrogênio é de 154 segundos, quando usado com um monopropelente com um leito de catalisador sólido.

O peróxido de hidrogênio por ser um propelente atóxico, não inflamável, barato, limpo e facilmente disponível, torna-se uma alternativa viável para sistemas de micropropulsão de satélites (PLUMLEE e STECIAK, 2004; WERNIMONT, 2006; MAIA, 2012; GOUVÊA, 2007, 2016).

Peróxido concentrado causa severas queimaduras quando em contato com pele humana e pode ignitar e causar incêndios quando em contato com madeira, óleos, e muitos outros materiais orgânicos. No passado, motores foguetes utilizando peróxido de hidrogênio como oxidante foram empregados em boosters das aeronaves German Me 163 e US F-104 e em um míssil Britânico chamado Black Knight.

A.2. Etanol

O etanol ou álcool etílico ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$) é um composto orgânico obtido por meio da fermentação dos açúcares, como a sacarose existente na cana-de-açúcar, batata doce, beterraba, uva ou ainda mediante processos sintéticos com a hidratação do gás eteno. É um líquido incolor, volátil, inflamável, solúvel em água e com odor característico. É um composto polar devido ao grupo hidroxila (OH) presente em sua molécula o que faz dele um solvente fortemente polar (REIS, 2010).

O etanol representa um dos combustíveis da classe de propelentes líquidos à temperatura e pressão ambiente. Possui uma enorme disponibilidade no mercado, uma vez que o Brasil é um dos maiores produtores deste tipo de combustível. Além disso, possui a vantagem de ser ecologicamente correto, pois é uma fonte de energia renovável.

O etanol 85% m/m foi utilizado como combustível nos primórdios do desenvolvimento de foguetes, desde o míssil alemão V-2 até no míssil americano Redstone, ambos os projetos da equipe de Wernher Von Braun, e também nas versões iniciais do avião hipersônico X-15, da Força Aérea Americana.

O álcool utilizado nos testes dos injetores é o álcool etílico hidratado cujas características físico-químicas são apresentadas na Tabela A.1.

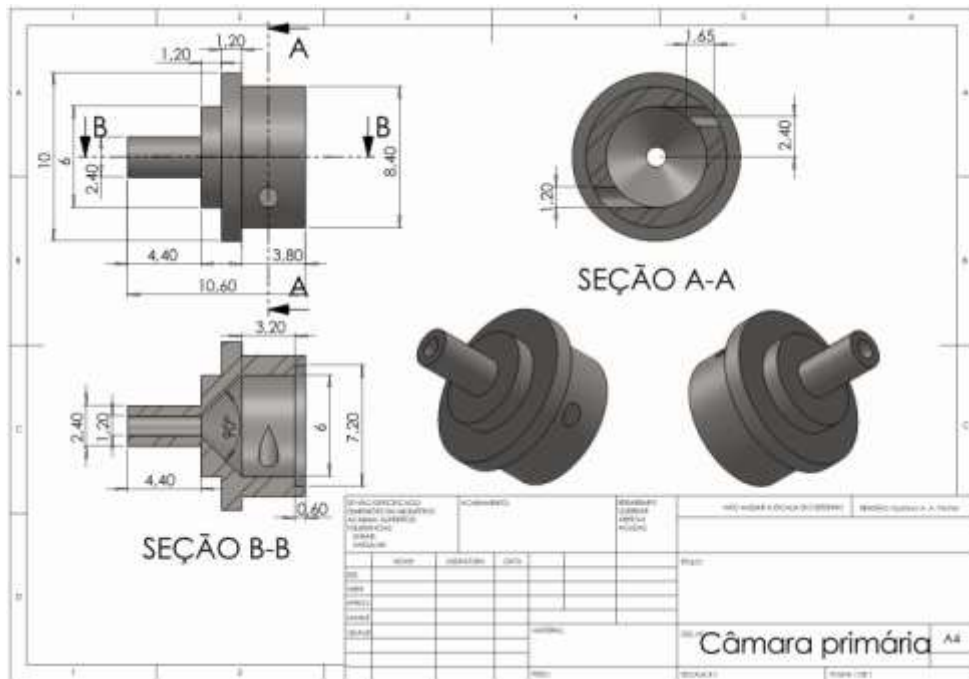
Tabela A.1 - Características do etanol hidratado fornecido pela Petrobrás Distribuidora/SA.

Ingredientes	Concentração
Etanol	92,6 - 93,8% (p/p)
Água	6,2 - 74% (p/p)
Gasolina	Max. 30 mL/L (p/p)
Ponto de fusão	-118 °C
Ponto de ebulição	77 °C /1 atm
Ponto de fulgor	15 °C
Taxa de evaporação	5,9 Pa, a 20 °C
Densidade do vapor	1,59
Densidade	809,3 kg/m ³
Temperatura de autoignição	>400 °C
Viscosidade	1,2 cP, a 20 °C

Fonte: Produção do autor.

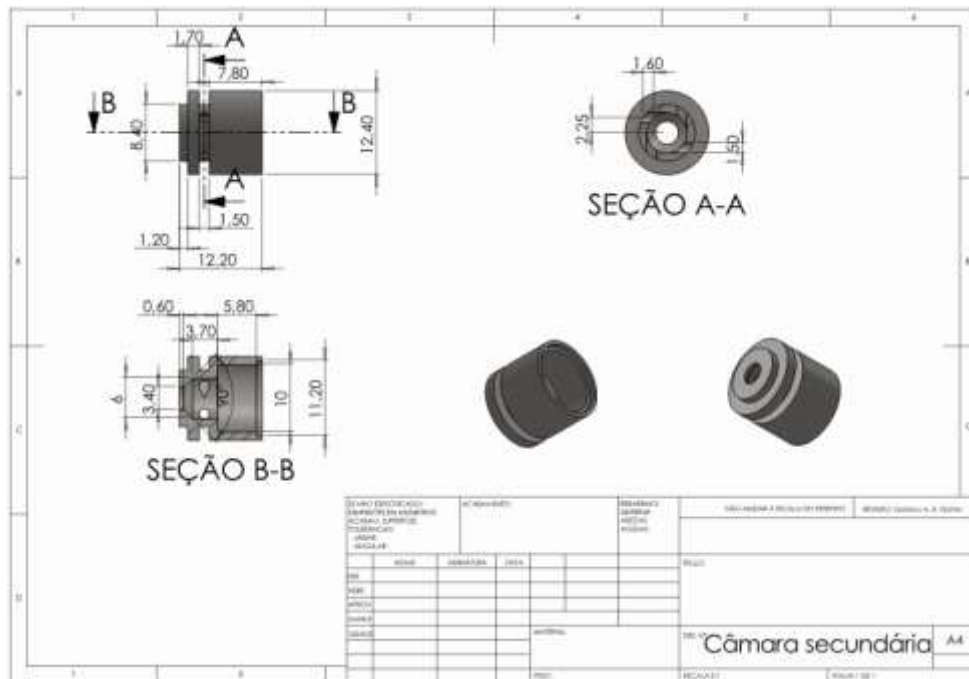
APÊNDICE B - DESENHOS DO INJETOR CENTRÍFUGO DUAL A

Figura B.1 - Esquema da câmara primária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

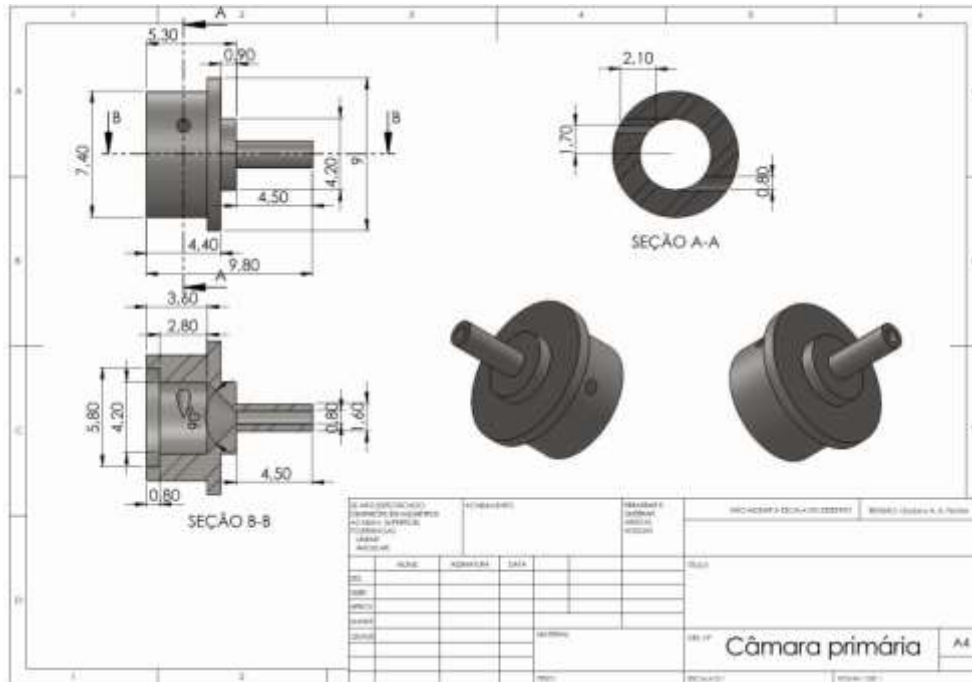
Figura B.2 - Esquema da câmara secundária do injetor centrífugo dual A.



Fonte: Produção do autor.

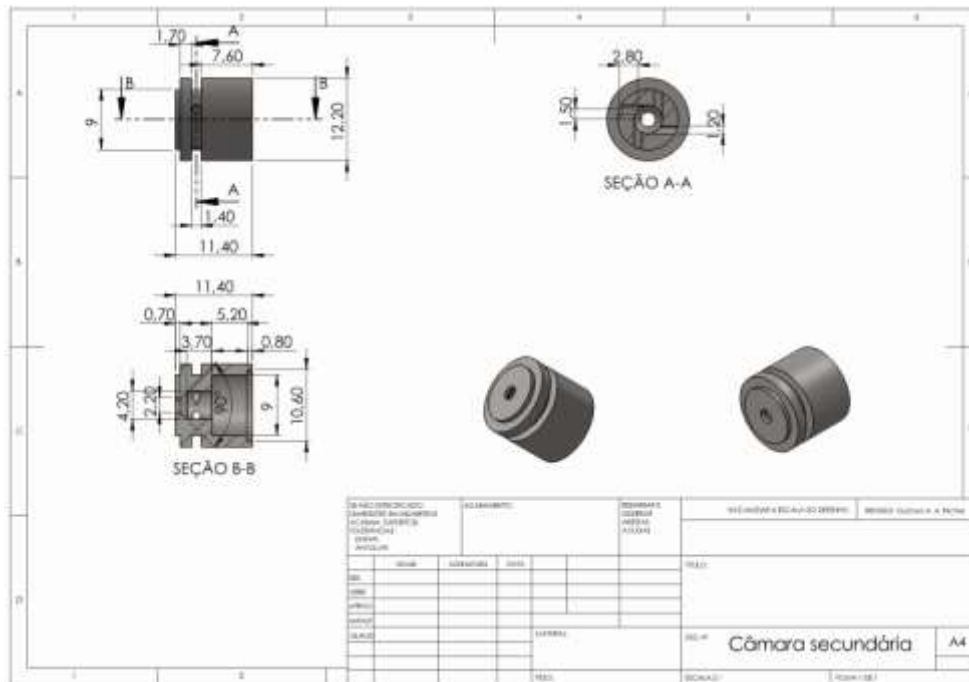
APÊNDICE C - DESENHOS DO INJETOR CENTRÍFUGO DUAL B

Figura C.1 - Esquema da câmara primária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

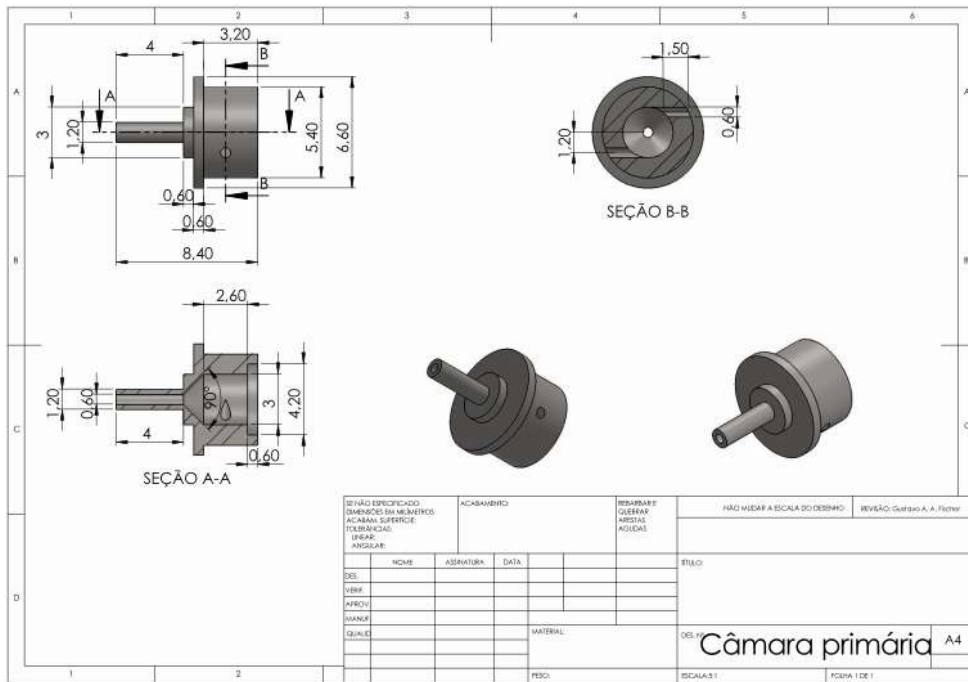
Figura C.2 - Esquema da câmara secundária do injetor centrífugo dual B.



Fonte: Produção do autor.

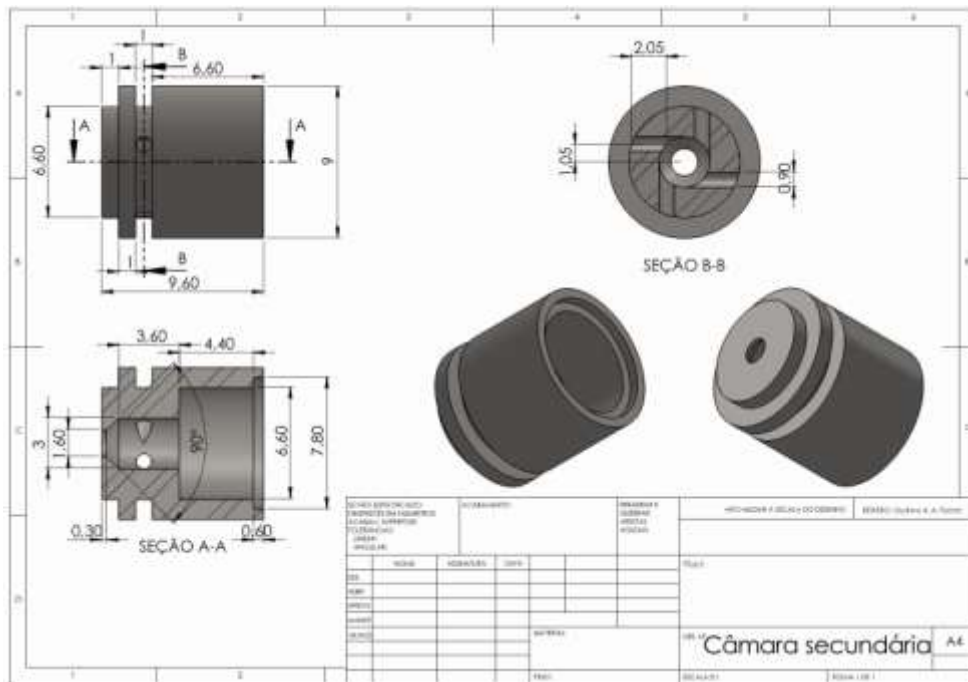
APÊNDICE D - DESENHOS DO INJETOR CENTRÍFUGO DUAL C

Figura D.1 - Esquema da câmara primária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

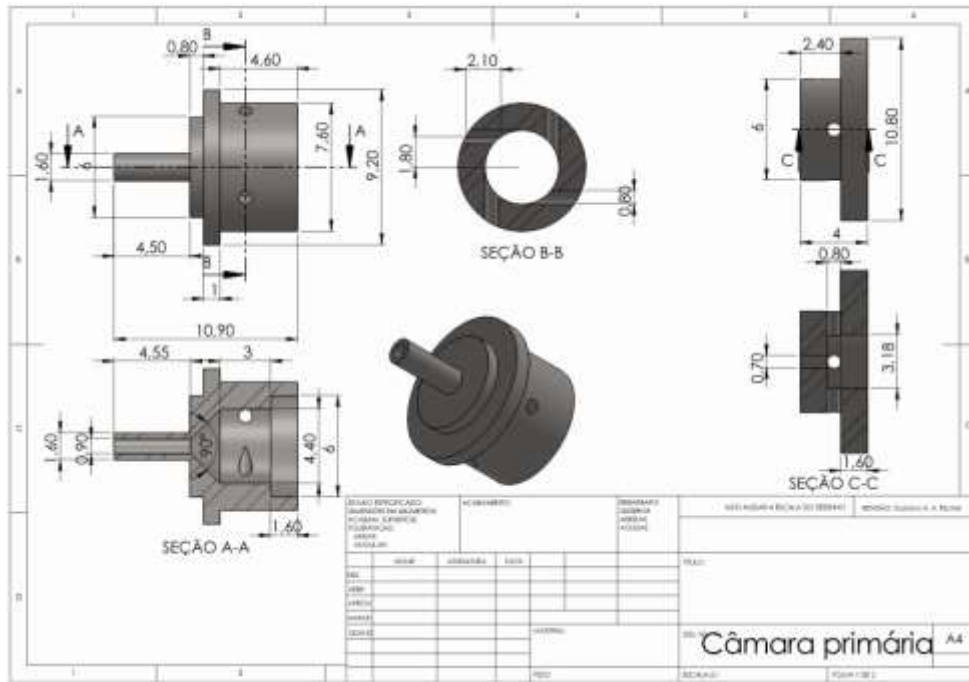
Figura D.2 - Esquema da câmara secundária do injetor centrífugo dual C.



Fonte: Produção do autor.

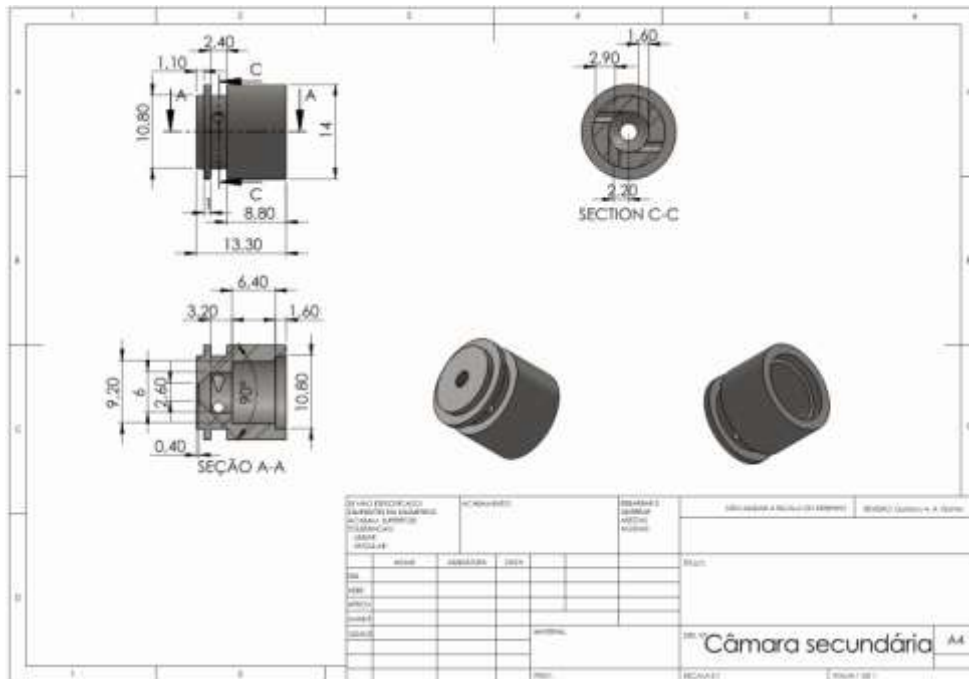
APÊNDICE E - DESENHOS DO INJETOR JATO-CENTRÍFUGO DUAL

Figura E.1 - Esquema da câmara primária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

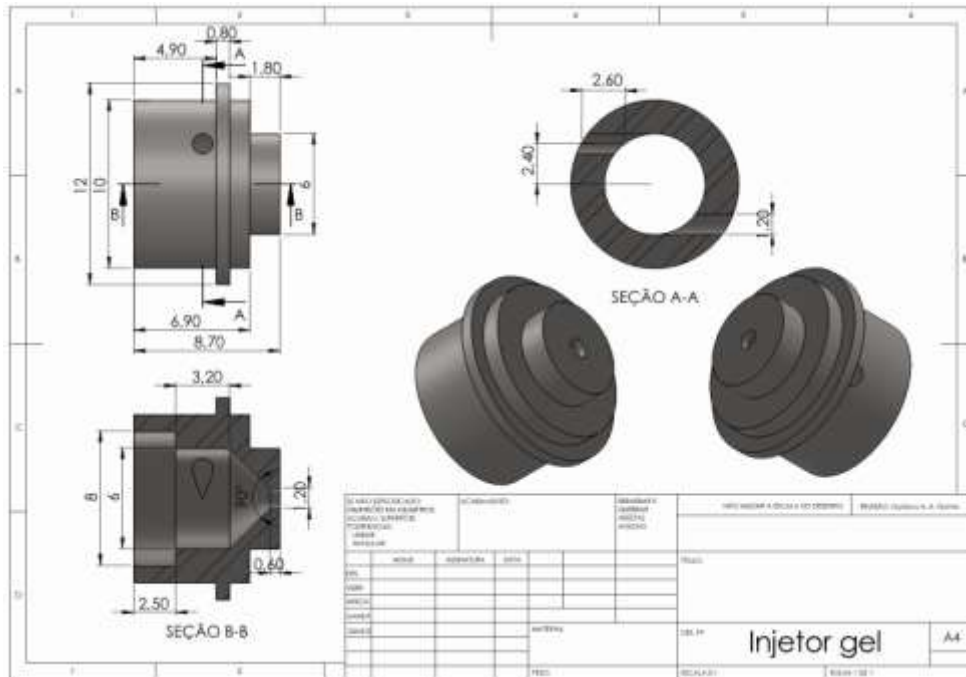
Figura E.2 - Esquema da câmara secundária do injetor jato-centrífugo dual.



Fonte: Produção do autor.

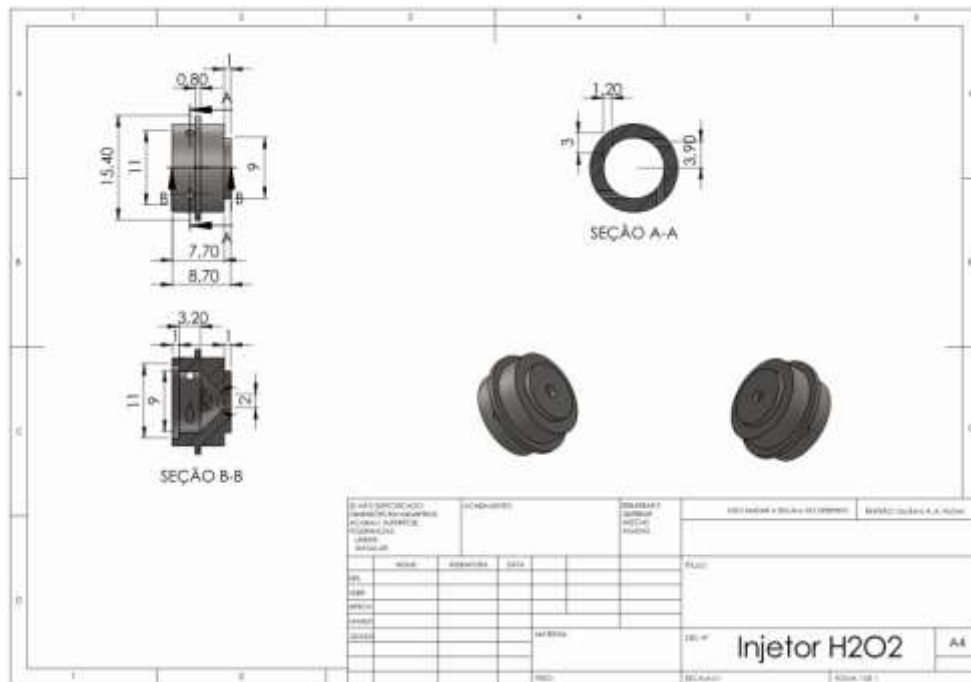
APÊNDICE F - DESENHOS DOS INJETORES CENTRÍFUGOS

Figura F.1 - Esquema do injetor centrífugo simples para etanol gelificado.



Fonte: Produção do autor.

Figura F.2 - Esquema do injetor centrífugo simples para peróxido de hidrogênio.



Fonte: Produção do autor.