



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2014/02.07.19.42-TDI

INJETORES CENTRÍFUGOS DUAIS E JATO-CENTRÍFUGOS PARA APLICAÇÃO EM PROPULSÃO DE FOGUETES

Gustavo Alexandre Achilles Fischer

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Combustão e Propulsão, orientada pelo Dr. Fernando de Souza Costa, aprovada em 25 de fevereiro de 2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3FMU43L>>

INPE
São José dos Campos
2014

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):

Presidente:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2014/02.07.19.42-TDI

INJETORES CENTRÍFUGOS DUAIS E JATO-CENTRÍFUGOS PARA APLICAÇÃO EM PROPULSÃO DE FOGUETES

Gustavo Alexandre Achilles Fischer

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Combustão e Propulsão, orientada pelo Dr. Fernando de Souza Costa, aprovada em 25 de fevereiro de 2014.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3FMU43L>>

INPE
São José dos Campos
2014

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Fischer, Gustavo Alexandre Achilles.

F522i Injetores centrífugos duais e jato-centrífugos para aplicação em propulsão de foguetes / Gustavo Alexandre Achilles Fischer. – São José dos Campos : INPE, 2014.
xxxvi + 230 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2014/02.07.19.42-TDI)

Dissertação (Mestrado em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Combustão e Propulsão) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2014.

Orientador : Dr. Fernando de Souza Costa.

1. injetor centrífugo dual. 2. injetor jato centrífugo. 3. atomização. 4. propulsão. I.Título.

CDU 629.76:621.176



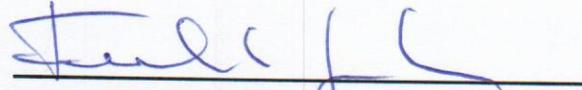
Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

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

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Mestre** em

**Engenharia e Tecnologia
Espaciais/Combustão e Propulsão**

Dr. Fernando de Souza Costa



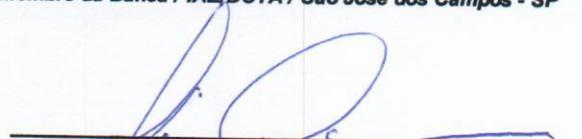
Presidente / Orientador(a) / INPE / Cachoeira Paulista - SP

Dr. Wladimir Mattos da Costa Dourado



Membro da Banca / IAE/DCTA / São José dos Campos - SP

Dr. Pedro Teixeira Lacava



Convidado(a) / ITA / SJC Campos - SP

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

(X) unanimidade

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

São José dos Campos, 25 de Fevereiro de 2014

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

Kingdom of Heaven

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

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

À minha namorada, Lucilena, por todo o apoio, compreensão e paciência ao longo dessa jornada.

AGRADECIMENTOS

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

À CAPES pela bolsa de mestrado concedida.

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

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 Queila Tiemi Wakai, 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.

Aos meus amigos de mestrado e doutorado do curso de pós-graduação, pela amizade, pelos inúmeros momentos de alegria que me proporcionaram e pelo apoio prestado durante o decorrer desta dissertação.

Gustavo Alexandre Achilles Fischer
Cachoeira Paulista / SP

RESUMO

Esse trabalho apresenta uma investigação teórico-experimental de injetores centrífugos duais e jato-centrífugos para utilização em propulsores bipropelentes líquidos. Esses tipos de injetores proporcionam atomização e mistura eficiente dos propelentes, 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 são apresentadas as teorias de Abramovich e Kliachko usadas na análise do escoamento interno e o projeto de injetores centrífugos duais. Uma nova metodologia é desenvolvida para análise e projeto de injetores jato-centrífugos, baseada na abordagem de Bayvel e Orzechowski e na teoria de Kliachko. A nova metodologia pode também ser aplicada ao projeto de injetores centrífugos simples e duais. Em seguida, são projetados e fabricados injetores seguindo os novos procedimentos de cálculo propostos, visando emprego de um único injetor em um propulsor bipropelente a etanol (C_2H_5O) 95% m/m e peróxido de hidrogênio (H_2O_2) 90% m/m com empuxo de 100 N. Foram estudadas as características da atomização dos injetores utilizando água e etanol como fluidos de teste, com a ajuda de uma bancada de testes a frio especialmente desenvolvida para esta pesquisa. Os coeficientes de descarga, os diâmetros representativos de gotas, as distribuições dos tamanhos de gotas, os ângulos de cone dos *sprays* e as vazões mássicas dos propelentes foram determinados para diferentes pressões de injeção. Tendo em vista reduzir o tamanho médio das gotas formadas, foi apresentado o projeto preliminar de um cabeçote de injeção com cinco injetores centrífugos duais centrais e oito injetores centrífugos simples periféricos.

DUAL SWIRL AND JET-SWIRL INJECTORS FOR APPLICATION IN ROCKET PROPULSION

ABSTRACT

This thesis presents a theoretical and experimental investigation of dual swirl and jet-swirl injectors for use in bipropellant thrusters. These types of injectors provide efficient atomization and mixing of propellants. They also allow the adjustment of the *spray* cone angle for a given pressure drop or flow rate, reducing the dimensions of the combustion chamber. Initially, the Abramovich and Kliachko theories were presented for analysis of the internal flow and design of dual pressure swirl injectors. A new methodology was developed for analysis and design of jet-swirl injectors, based on Bayvel and Orzechowski approaches and Kliachko theory. Next, injectors were designed and manufactured following the new proposed methodology, aiming utilization of a single injector in a bipropellant rocket engine using ethanol (C_2H_5O) and hydrogen peroxide (H_2O_2) to yield 100 N thrust. This new methodology can be also applied to design of single and dual pressure swirl injectors. Next, injectors were designed and manufactured following the new proposed methodology, aiming utilization of a single injector in a bipropellant rocket engine using ethanol (C_2H_5O) 95% m/m and hydrogen peroxide (H_2O_2) 90% m/m to yield 100 N thrust. The atomization characteristics of the injectors were studied using water and ethanol as test fluids, with a test bench for cold tests specially developed for this research. Discharge coefficients, representative drop diameters, drop size distributions, *spray* cone angles, and mass flow rates were determined for different injection pressures. Considering the large average drop diameters observed using a single injector, the preliminary design of an injection plate with five central dual swirl injectors and eight peripheral single swirl injectors was presented.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 1.1 - Esquema da formação de gotas a partir de um filme ou folha líquida.....	2
Figura 1.2 - Esquema de um <i>spray</i>	2
Figura 1.3 - Formação do <i>spray</i> pelo injetor a jato.	5
Figura 1.4 - Injetor do tipo jatos colidentes bipropelentes.....	6
Figura 1.5 - escoamento de líquido através de um injetor centrífugo.....	7
Figura 1.6 - Efeitos da pressão no filme líquido gerado pelos injetores centrífugos.....	8
Figura 1.7 - Injetor centrífugo bipropelente.....	10
Figura 1.8 - Padrões de <i>sprays</i> gerados por injetores: (1) centrífugos e (2) jato- centrífugos.....	11
Fonte: Lefebvre (1989)	11
Figura 1.9 - Tipos de injetores jato-centrífugos.	12
Figura 1.10 - Injetor rotativo.	13
Figura 2.1 - Esquema de um injetor centrífugo.....	22
Figura 2.2 - Esquema do escoamento de líquido em um injetor centrífugo.....	26
Figura 2.3 - Efeito do coeficiente de preenchimento sobre o coeficiente de descarga para vários parâmetros geométricos característicos e o valor ótimo de μ	34
Figura 2.4 - Relação dos coeficientes de descarga e preenchimento, μ e ε , e do ângulo α com o parâmetro geométrico K	34
Figura 2.5 - Esquema de funcionamento do injetor para cálculos de momento angular.	41
Figura 2.6 - Efeito do ângulo de inclinação dos orifícios de entrada sobre o coeficiente de perda ξ_e	56

Figura 3.1 - Injetores centrífugos duais com mistura externa. O injetor interno é indicado por 1 e o externo por 2.....	67
Figura 3.2 - Injetores centrífugos duais com mistura interna. O injetor interno é indicado por 1 e o externo por 2.....	71
Fonte: Bazarov <i>et al.</i> , (2004)	71
Figura 4.1 - Esquemas de injetores jato-centrífugos.....	73
Figura 4.2 – escoamento de líquido através de um injetor jato-centrífugo.	73
Figura 4.3 – Relação dos coeficientes de descarga e preenchimento, μ e ϵ , e do parâmetro geométrico K sobre o ângulo α para injetores jato-centrífugos.	83
Figura 5.1 - Esquema do escoamento de líquido em um orifício cilíndrico de raio constante.....	98
Figura 6.1 - 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.	107
Figura 6.2 - 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.....	108
Figura 6.3 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor centrífugo dual (dimensões em mm).	109
Figura 6.4 - Foto do injetor centrífugo dual (bi propelente) fabricado.....	109
Figura 6.5 - Desenho esquemático do injetor jato-centrífugo (dimensões em mm)...	113
Figura 6.6 - Foto do injetor jato-centrífugo fabricado.	113
Figura 6.7 - Bancada de testes utilizada nos experimentos.....	116
Figura 6.7 - Reservatórios para armazenamento de líquidos.	117
Figura 6.8 - O sistema de difração laser <i>Spraytec Malvern 2007</i>	117

Figura 7.1 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual.	126
Figura 7.2 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual.	126
Figura 7.3 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor centrífugo dual.	127
Figura 7.4 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual.....	127
Figura 7.5 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual em função pressão de injeção (manométrica).....	129
Figura 7.6 - Comparação dos valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual.	129
Figura 7.7 - Valores experimentais da pressão de injeção (manométrica) em função da vazão mássica do jato axial empregando água no injetor jato-centrífugo.....	131
Figura 7.8 - Valores experimentais da pressão de injeção (manométrica) em função da vazão mássica do jato axial empregando etanol no injetor jato-centrífugo.	132
Figura 7.9 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga em função da vazão mássica do jato axial empregando apenas água para o injetor jato-centrífugo.	132
Figura 7.10 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga em função da vazão mássica do jato axial empregando água e etanol para o injetor jato-centrífugo.	133
Figura 8.1 - Arranjo experimental para determinação do ângulo de cone do <i>spray</i> ...	142

Figura 8.2 - Câmera digital da Sony modelo DSC-F828.	143
Figura 8.3 - Interface do software de Vásquez (2011) para o processamento de imagens.	143
Figura 8.4 - Imagem calibrada com o resultado final da medição.	144
Figura 8.5 - Valores teóricos, empíricos e experimentais do ângulo de cone do <i>spray</i> em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual empregando-se água.	146
Figura 8.6 - Valores teóricos, empíricos e experimentais do ângulo de cone do <i>spray</i> em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual empregando-se etanol.	146
Figura 8.7 - Comparação dos ângulos de cone do <i>spray</i> experimentais para água e etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual.	147
Figura 8.8 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do <i>spray</i> em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor centrífugo dual empregando-se água.	148
Figura 8.9 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone resultante do <i>spray</i> em função da vazão mássica na câmara primária, com vazão de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual na condição de trabalho (40 g/s).	149
Figura 8.10 - Injetor centrífugo dual operando na condição de trabalho.	149
Figura 8.11 - Valores empíricos e experimentais do ângulo de cone do <i>spray</i> em função da vazão mássica para a injeção apenas do jato centrífugo do injetor jato- centrífugo.	151
Figura 8.12 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do <i>spray</i> em função da vazão mássica do jato axial, com vazão de 40 g/s no jato centrífugo do injetor jato-centrífugo.	151
Figura 8.13 - Injetor jato-centrífugo operando na condição de trabalho.	152

Figura 8.14 - Diagrama esquemático para o cálculo da espessura do filme líquido.	153
Figura 8.15 - Comparação entre os valores teóricos e aqueles estimados através de dados experimentais para a câmara primária do injetor centrífugo dual.	161
Figura 8.16 - Comparação entre os valores teóricos e aqueles estimados através de dados experimentais para a câmara secundária do injetor centrífugo dual.	162
Figura 9.1 - Exemplo de uma distribuição gaussiana.	167
Figura 9.2 - Exemplo de uma distribuição bimodal.	168
Figura 9.3 - Padrões de difração da luz observada para uma partícula maior (imagem da direita) e uma partícula menor (imagem da esquerda).	172
Figura 9.4 - Sistema de difração laser <i>Spraytec</i> da empresa Malvern.	173
Figura 9.5 - Sistema de difração laser <i>Spraytec</i> da empresa Malvern: (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. ...	175
Figura 9.6 - Definição da distância de trabalho para um sistema de difração laser. ...	176
Figura 9.7 - Imagem da posição espacial do injetor frente ao instrumento de difração laser.	178
Figura 9.8 - Valores experimentais e empíricos do <i>SMD</i> em função da vazão mássica para água na câmara primária do injetor centrífugo dual.	180
Figura 9.9 - Valores experimentais e empíricos do <i>SMD</i> em função da vazão mássica para etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual.	180
Figura 9.10 - Comparação entre os valores experimentais do diâmetro médio de Sauter para injeção de água e etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual. ...	181
Figura 9.11 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes vazões mássicas na câmara primária.	181
Figura 9.12 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes vazões mássicas na câmara primária.	182

Figura 9.13 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes vazões mássicas na câmara primária.	182
Figura 9.14 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes vazões mássicas na câmara primária.	183
Figura 9.15 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da vazão mássica para água na câmara primária do injetor centrífugo dual.	184
Figura 9.16 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes vazões mássicas na câmara secundária do injetor centrífugo dual. ...	185
Figura 9.17 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes vazões mássicas na câmara primária do injetor centrífugo dual.	185
Figura 9.18 - Valores empíricos e experimentais do diâmetro médio de Sauter em função da vazão mássica para o injetor jato-centrífugo operando como injetor centrífugo simples.	187
Figura 9.19 - Comparativo de desempenho em termos do <i>SMD</i> entre o injetor jato-centrífugo operando como um injetor centrífugo simples e a câmara secundária do injetor centrífugo dual.	188
Figura 9.20 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para o jato-centrífugo operando como injetor centrífugo simples.	188
Figura 9.21 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água no injetor jato-centrífugo operando como um injetor centrífugo simples em diferentes vazões.	189
Figura 9.22 - Comparação entre os diâmetros médios de Sauter em função da vazão mássica do jato axial e da câmara secundária do injetor centrífugo dual.	191
Figura 9.23 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para o injetor centrífugo dual.	191
Figura 9.24 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para o injetor jato-centrífugo.	192

Figura 9.25 - Curva de frequência e diâmetros característicos para o injetor centrífugo dual.....	192
Figura 9.26 - Curva de frequência e diâmetros característicos para o injetor jato-centrífugo.	193
Figura 10.1 - Desenho esquemático de um propulsor bipropelente.	195
Figura 10.2 - Esquema de injeção do propulsor bipropelente com empuxo de 100 N.	196
Figura 10.3 - Variação da temperatura de chama adiabática em função da razão de mistura oxidante/combustível m/m.	197
Figura 10.5 - Desenho esquemático das câmaras: a) primárias e b) secundárias dos injetores centrais bipropelentes (dimensões em mm).	199
Figura 10.6. Desenho esquemático do injetores periféricos de combustível (dimensões em mm).	203
Figura 10.7 – Vista em corte do propulsor bipropelente de 100 N (dimensões em mm).	206
Figura B.1 - Esquema da câmara primária do injetor centrífugo dual.	223
Figura B.2 - Esquema da câmara secundária do injetor centrífugo dual.	223
Figura C.1 - Esquema do injetor jato-centrífugo.	225
Figura D.1 - Esquema da câmara primária do injetor central bipropelente.	227
Figura D.1 - Esquema da câmara secundária do injetor central bipropelente.	227
Figura E.1 - Esquema do injetor periférico de combustível.	229

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 1.1 - Classificação dos injetores pelo tipo de energia empregada.	4
Tabela 1.2 – Potência específica necessária para a desintegração de um líquido.	16
Tabela 4.2 - Ângulo ϑ para diversas faixas do ângulo de <i>spray</i> α	95
Tabela 4.3 - Diâmetro do inserto D_i para vários valores de d_s	96
Tabela 6.1 - Resumo geral das dimensões do injetor centrífugo dual construído.	110
Tabela 6.2 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor centrífugo dual.	111
Tabela 6.2 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor centrífugo dual.	112
Tabela 6.3 - Resumo geral das dimensões do injetor jato-centrífugo.	114
Tabela 6.4 - Resumo geral das características do injetor jato-centrífugo.....	115
Tabela 9.1 - Diâmetros médios e suas aplicações.	165
Tabela 10.1 - Diâmetros do orifício de descarga para uma vazão de 1g/s e queda de pressão de 0,5 MPa em injetores centrífugos.....	199
Tabela 10.2 - Resumo geral das dimensões dos injetores centrais bipropelentes.	200
Tabela 10.3 - Resumo geral das características da câmara primária dos injetores centrais bipropelentes.....	201
Tabela 10.4 - Resumo geral das características da câmara secundária dos injetores centrais bipropelentes.....	202
Tabela 10.5 - Resumo geral das dimensões dos injetores centrífugos periféricos.	204
Tabela 10.6 - Resumo geral das características da câmara primária dos injetores periféricos.....	205

Tabela A.1 - Características do etanol hidratado fornecido pela Petrobrás

Distribuidora/SA..... 221

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

INPE	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
SID	Serviço de Informação e Documentação
TDI	Teses e Dissertações Internas
SPG	Serviço de Pós-Graduação

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 aberta, -
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 atomizador, 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_{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, -
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> , °
α_{eq}	Ângulo de cone do <i>spray</i> equivalente, °
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 da 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 orifício 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. Classificação e tipos de injetores.....	3
1.2. Eficiência dos injetores	14
1.3. Revisão bibliográfica	16
1.4. Objetivos	20
1.4.1. Objetivo geral	20
1.4.2. Objetivos específicos	20
2 TEORIA E PROJETO DE INJETORES CENTRÍFUGOS.....	21
2.1. Características do escoamento de um fluido ideal	21
2.2. Características do escoamento de um fluido viscoso.....	39
2.3. Procedimento de cálculo	60
3 PROJETO DE INJETORES CENTRÍFUGOS BIPROPELENTES	65
3.1. Injetores com mistura externa	65
3.2. Injetores do tipo fechado ou centrífugos duais	67
3.3. Injetor com mistura externa do tipo aberto.....	69
3.4. Injetores com mistura interna	70
4 TEORIA E PROJETO DE INJETORES JATO-CENTRÍFUGOS	73
4.1. Características do escoamento de um fluido ideal	74
4.2. Características do escoamento de um fluido viscoso em um injetor jato- centrífugo	83
4.3. Procedimento de Cálculo	92
5 TEORIA DA VAZÃO MÁXIMA.....	97
6 PROTÓTIPOS DOS INJETORES E A BANCADA DE TESTES.....	107
6.1. Fabricação do injetor centrífugo dual	109
6.2. Fabricação do injetor jato-centrífugo	112
6.3. Bancada de testes	115

7	ESCOAMENTOS EM INJETORES CENTRÍFUGOS E JATO-CENTRÍFUGOS	119
7.1.	Coeficiente de descarga	119
7.2.	Expressões empíricas para o coeficiente de descarga	120
7.3.	Resultados obtidos para as vazões e os coeficientes de descarga.....	124
7.3.1.	Câmara primária do injetor centrífugo dual	124
7.3.2.	Câmara secundária do injetor centrífugo dual	128
7.3.3.	Injetor jato-centrífugo	130
8	ÂNGULO DE CONE DO <i>SPRAY</i>	135
8.1.	Outras formulações teóricas para o ângulo de cone do <i>spray</i>	136
8.2.	Expressões empíricas para o ângulo de cone do <i>spray</i>	139
8.3.	Metodologia experimental	141
8.4.	Resultados obtidos das medições do ângulo de cone do <i>spray</i>	144
8.4.1.	Câmara primária do injetor centrífugo dual	144
8.4.2.	Câmara secundária do injetor centrífugo dual	147
8.4.3.	Ângulo de cone do <i>spray</i> resultante do injetor centrífugo dual.....	148
8.4.4.	Injetor jato-centrífugo	150
8.5.	Espessura do filme líquido em injetores centrífugos	152
8.5.1.	Formulação analítica para a espessura do filme líquido	152
8.5.2.	Expressões semiempíricas para a espessura do filme líquido	154
8.5.3.	Resultados obtidos para a espessura do filme líquido	160
9	DIÂMETRO DAS GOTAS FORMADAS PELOS INJETORES.....	163
9.1.	Diâmetros médios.....	163
9.2.	Diâmetros representativos	165
9.3.	Relações do tamanho de gotas.....	168
9.4.	Difração laser	172
9.5.	O tamanho das partículas	172
9.6.	Princípios do funcionamento do sistema a laser <i>Spraytec</i>	174
9.7.	Procedimento para aquisição de dados.....	177

9.8. Resultados obtidos para os diâmetros médios das gotas	178
9.8.1. Câmara primária do injetor centrífugo dual	178
9.8.2. Câmara secundária do injetor centrífugo dual	183
9.8.3. Injetor jato-centrífugo	186
9.8.4. Comparação entre os injetores	189
10 PROJETO DE UM CABEÇOTE DE INJEÇÃO	195
11 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	207
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	209
APÊNDICE A – CARACTERÍSTICAS DOS PROPELENTES	219
A.1. Peróxido de hidrogênio	219
A.2. Etanol	220
APÊNDICE B – DESENHOS DO INJETOR CENTRÍFUGO DUAL	223
APÊNDICE C – DESENHO DO INJETOR JATO-CENTRÍFUGO	225
APÊNDICE D – DESENHO DO INJETOR CENTRAL BIPROPELENTE	227
APÊNDICE E – DESENHO DO INJETOR PERIFÉRICO	229

1 INTRODUÇÃO

Os injetores são os elementos responsáveis pela atomização dos propelentes líquidos 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 atomização resulta da ação de forças de inércia, viscosas e de tensão superficial atuando sobre o líquido (LEFEBVRE, 1989) e ocorre mais facilmente quando o líquido encontra-se numa configuração de maior energia. Existem duas configurações principais que levam à formação do *spray*: jato líquido e filme líquido (MATOS, 2013).

Jatos líquidos, quando em contato com um meio gasoso, sofrem oscilações ao longo do seus comprimentos devido a interações na fronteira entre as duas fases. A desintegração de um jato líquido pode ser causada por ondas ou oscilações axissimétricas, assimétricas ou por forças aerodinâmicas que dependem essencialmente da velocidade do jato (BAYVEL E ORZECOWSKI, 1993).

Filmes líquidos apresentam oscilações devidas principalmente à competição entre as forças de ruptura e coesão que estão diretamente relacionadas com a velocidade do filme e, com maior influência, das propriedades do líquido. O aumento das oscilações leva a uma maior instabilidade do líquido que então dá início ao processo de formação de gotas (ASSUNÇÃO, 2012).

A Figura 1.1 apresenta as etapas básicas do processo de formação de gotas em um filme líquido. O filme líquido, ao sair do injetor, sofre uma expansão no sentido do escoamento, que dá origem a ligamentos que se separam do filme líquido devido à amplificação das oscilações, e em seguida sofrem rupturas que resultam em gotas.

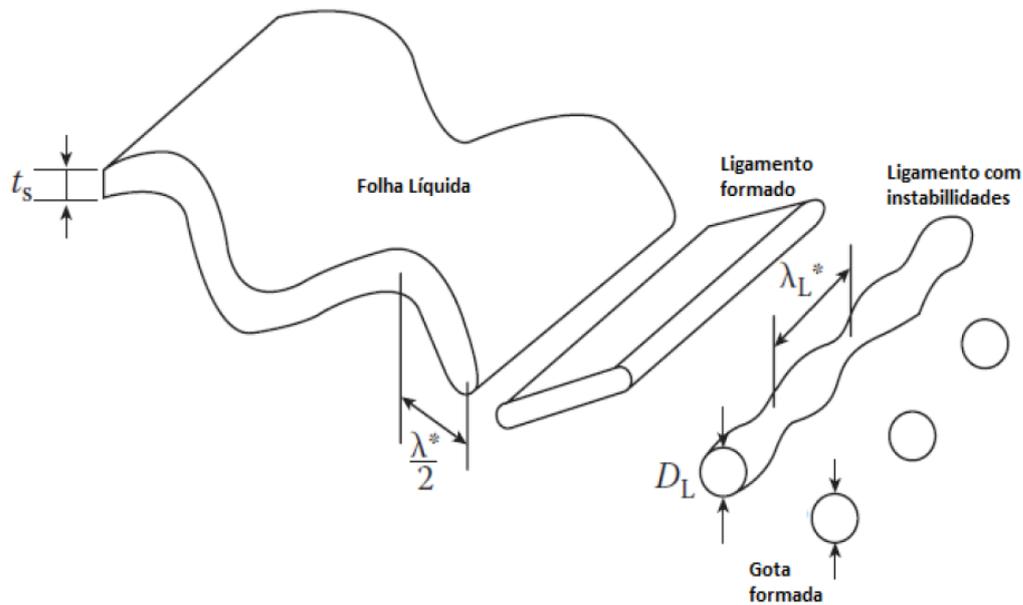


Figura 1.1 - Esquema da formação de gotas a partir de um filme ou folha líquida.

Fonte: adaptada de Dombrowski (1963)

Um *spray* é uma coleção ou nuvem de gotas em movimento, resultante do processo de atomização, conforme mostra o esquema da Figura 1.2. Em geral, existe uma grande variedade de tamanhos de gotas dentro de um *spray*.

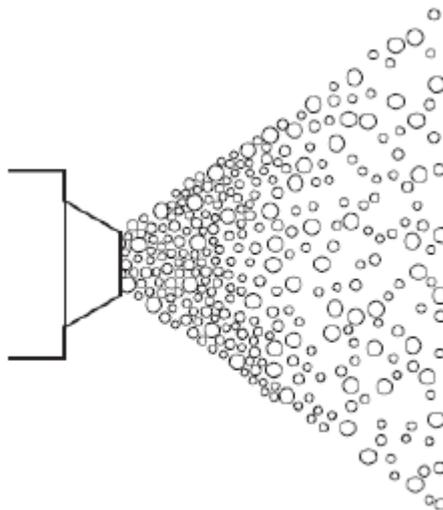


Figura 1.2 - Esquema de um *spray*.

Fonte: adaptada de Vásquez (2011)

As gotas tornam-se esféricas devido à tensão superficial do líquido no gás.

Se uma gota esférica de propelente com 1 cm^3 de volume e com área superficial de aproximadamente $4,83 \text{ cm}^2$ for atomizada em gotas menores

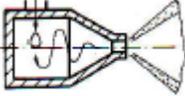
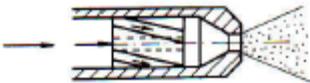
tendo diâmetro médio de 100 μm , serão produzidas $1,9 \times 10^6$ gotas, e a nova área superficial será de aproximadamente 600 cm^2 , cerca de 124 vezes maior que a área inicial. Esse aumento da área superficial torna o processo de vaporização, mistura e combustão mais rápido e eficiente.

A escolha do injetor e seu projeto são dependentes de vários fatores: a combinação dos propelentes e o estado físico dos propelentes na entrada do injetor, a razão de mistura de oxidante e combustível, a pressão na câmara, a queda de pressão do injetor, a geometria do *spray*, o diâmetro da câmara, o desempenho e os requerimentos da missão, além da experiência do próprio projetista do motor. Todos estes fatores são geralmente determinados logo antes do início dos testes do injetor, através da modelagem matemática, análises computacionais e experiências precedentes bem sucedidas. Um projeto ótimo de injetor é aquele que atende ao desempenho e aos pré-requisitos da missão do sistema de propulsão.

1.1. Classificação e tipos de injetores

A classificação dos injetores pode ser feita de várias formas, mas de acordo com Bayvel e Orzechowski (1993), a melhor maneira de classificá-los é pelo tipo de energia que é empregada na atomização do líquido. Como pode ser visto na Tabela 1.1, são diversas as fontes de energia que podem ser usadas.

Tabela 1.1 - Classificação dos injetores pelo tipo de energia empregada.

Tipo de Energia	Tipo de Injetor
Energia do líquido	<p data-bbox="869 353 1189 421">Injetores a jato contínuo ou intermitente</p>  <p data-bbox="895 528 1163 562">Injetores centrífugos</p>  <p data-bbox="866 698 1192 732">Injetores jato-centrífugos</p> 
Energia do gás	<p data-bbox="884 898 1177 931">Injetores pneumáticos</p> 
Energia mecânica	<p data-bbox="911 1106 1150 1140">Injetores rotativos</p> 
Energia de vibração, elétrica e outras fontes.	<p data-bbox="707 1279 1356 1346">Injetores acústicos, ultrassônicos, eletrostáticos e outros.</p>

Fonte: Adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993)

A energia mais comumente utilizada em propulsão é a energia do próprio líquido. Os injetores que possibilitam a conversão de energia do líquido, pela queda de pressão, em energia cinética resultando na atomização do líquido em pequenas gotas são também conhecidos como injetores por pressão. Eles são usados principalmente devido à sua simplicidade, mas não são adequados para atomização de líquidos viscosos e sua qualidade de atomização diminui com o aumento da vazão para uma dada queda de pressão. Este grupo de injetores pode ser dividido em três tipos: injetores a jato, injetores centrífugos e injetores jato-centrífugos.

Os injetores a jato são divididos em dois tipos: injetores contínuos (abertos) e injetores intermitentes (fechados). Os injetores a jato com operação contínua são os mais simples de todos os tipos de injetores quando se refere ao seu projeto e fabricação. Os injetores a jato com operação contínua são usados em motores-foguete, em pintura por pulverização e outros. Os injetores intermitentes são usados em motores a pistão com autoignição (diesel). Esses injetores intermitentes são também conhecidos como injetores descontínuos.

Os injetores a jato podem ser representados como um orifício (bocal) onde o líquido entra no injetor com alta pressão e então o deixa pelo orifício de descarga formando um jato de líquido em alta velocidade que rapidamente se desintegra formando um *spray*, como mostra a Figura 1.3.

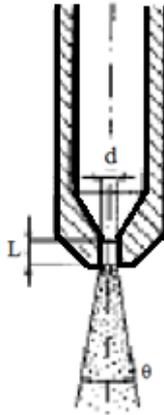


Figura 1.3 - Formação do *spray* pelo injetor a jato.

Fonte: adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993)

A atomização do jato em gotas ocorre a certa distância a partir do injetor que depende do tipo de orifício, das condições de operação e das propriedades do líquido e do ambiente externo. As condições de operação reguláveis são basicamente a queda de pressão, ΔP , ou seja, a desintegração do jato pode ser acelerada pelo aumento da velocidade de injeção que está diretamente relacionada com o aumento do ΔP . Para este fim, altas pressões de injeção são usadas e no caso de injetores com operação intermitente, a pressão de injeção pode chegar a dezenas de megapascals.

A desintegração do jato pode ser ainda otimizada utilizando grupos de injetores configurados de tal forma que os jatos resultantes de cada injetor colidam entre si, conforme a Figura 1.4.

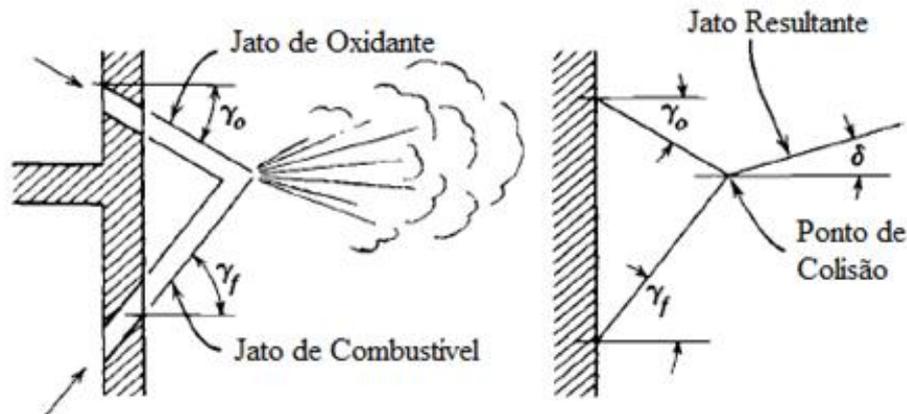


Figura 1.4 - Injetor do tipo jatos colidentes bipropelentes.

Fonte: adaptada de Sutton e Biblarz (2010)

De acordo com Bayvel e Orzechowski (1993), para injetores a jato, a queda de pressão é geralmente pequena e varia entre $\Delta P = 0,3 - 1$ MPa, que corresponde a uma velocidade de injeção variando entre 25 – 45 m/s, empregando água, e o diâmetros médios das gotas variando entre 200 – 500 μm , enquanto que para injetores centrífugos, é da ordem de 25 – 250 μm .

Segundo Bayvel e Orzechowski (1993), o ângulo do cone de *spray* dificilmente excede 10 – 15° e na maioria das aplicações está dentro do intervalo entre 2 – 10°. Pequenos ângulos não permitem adequada distribuição espacial do líquido atomizado e esta é uma grande desvantagem desses injetores para aplicações em motores-foguete quando utilizados no núcleo da câmara de combustão. O ângulo do cone de *spray* influencia no dimensionamento da câmara de combustão do motor. Quanto menor o ângulo do cone de *spray*, maior a velocidade axial do líquido, conseqüentemente para satisfazer à queima completa do propelente é necessário ter uma câmara de combustão mais comprida, o que resulta no aumento da massa do motor.

Outra desvantagem nesses injetores é que o ângulo dos *sprays* é afetado apenas pelo diâmetro do orifício de descarga e pela razão entre o comprimento e o diâmetro do injetor. Este tipo de injetor é fortemente dependente da

viscosidade e da tensão superficial do líquido e da turbulência do jato emitido. Grandes ângulos podem ser alcançados usando outros tipos de injetores por pressão.

Na Figura 1.5 é apresentado o escoamento de um líquido através de um injetor centrífugo. O nome injetor centrífugo é devido ao movimento de rotação do líquido dentro da câmara de vórtice. Estes injetores geralmente fornecem boa atomização para pressões moderadas e até mesmo para baixas pressões de injeção. Por causa disso e de seu projeto relativamente simples, os injetores centrífugos são os mais amplamente usados em aplicações para motores-foguete.

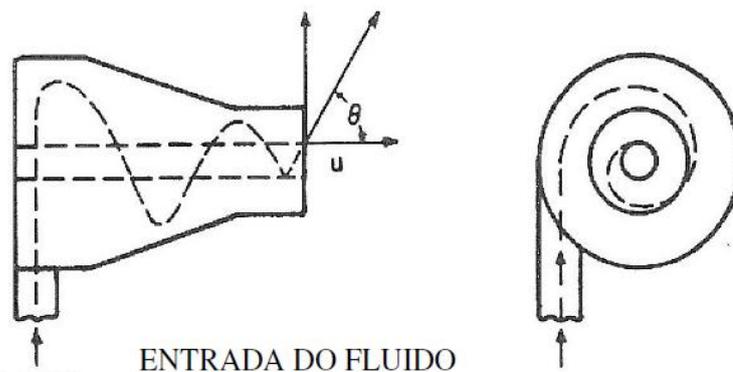


Figura 1.5 - Escoamento de líquido através de um injetor centrífugo.

Fonte: Adaptada de Borodin *et al.* (1967)

O injetor centrífugo é formado por uma câmara de vórtice, orifícios de entrada tangencial e um orifício de descarga. Os orifícios de entrada estão localizados na câmara de vórtice e são tangenciais à parede da câmara de vórtice, podendo variar entre 2 até 6. O maior número de orifícios de entrada tangencial fornece uma melhor distribuição de massa. O orifício de descarga geralmente tem um diâmetro menor do que a câmara de vórtice.

O funcionamento dos injetores centrífugos é baseado no princípio de que o movimento centrífugo do líquido na câmara de vórtice não leva à formação um jato compacto, mas em vez disso, forma uma folha cônica.

Na câmara de vórtice, devido ao movimento centrífugo do líquido, a pressão manométrica decresce a partir da parede para o centro. Numa certa distância

radial na superfície do líquido a pressão torna-se igual à pressão no vórtice de gás formado no seu interior. O escoamento através do orifício de descarga é formado por um filme cônico de líquido com espessura de apenas alguns décimos de milímetros. Após a saída do orifício, o filme líquido tem a forma de um cone oco truncado. Com o aumento do raio do cone do filme líquido, a espessura diminui e então se desintegra em gotas de dimensões muito pequenas.

De acordo com Lefebvre (1989), o filme cônico de líquido gerado pelos injetores centrífugos apresenta diferentes configurações (ver Figura 1.6) com o aumento da pressão de injeção até chegar na condição de trabalho, onde ocorre a atomização completa do propelente e o ângulo de cone do *spray* mantém-se praticamente constante.

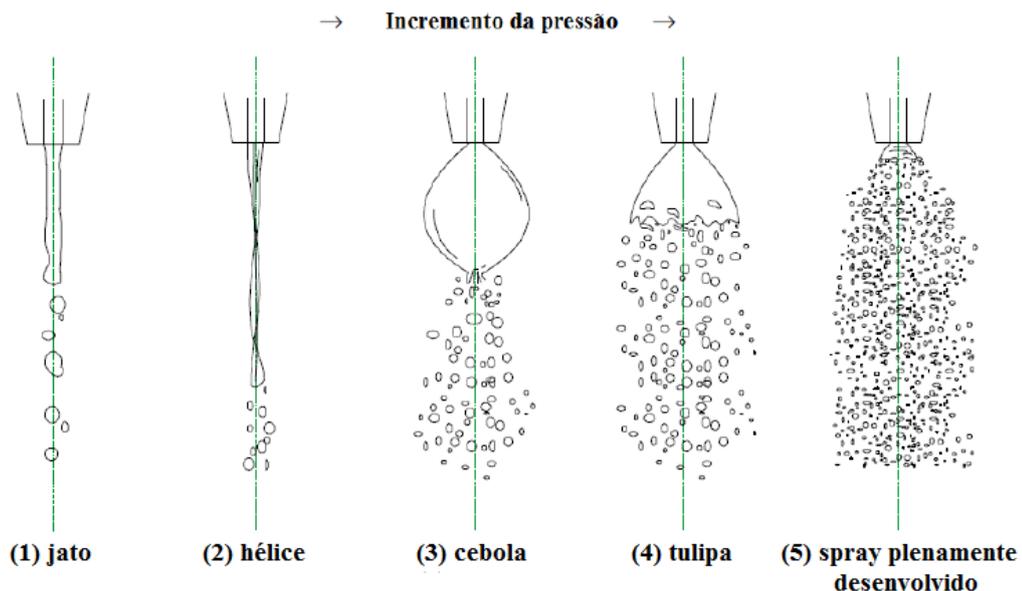


Figura 1.6 - Efeitos da pressão no filme líquido gerado pelos injetores centrífugos.

Fonte: adaptada de Vásquez (2011)

O escoamento de líquido ocorre através das seguintes etapas com o aumento da pressão:

1. O líquido é injetado em velocidade relativamente baixa e a desintegração ocorre devido ao aumento das oscilações axissimétricas induzidas pela tensão superficial.

2. Ocorre a geração de estruturais helicoidais de líquido ligadas por filmes finos.
3. Um cone forma-se na saída do orifício, mas é contraído pelas forças de tensão superficial, gerando um filme com aspecto de uma cebola.
4. A cebola abre-se e apresenta a forma de uma tulipa oca com uma terminação irregular.
5. A superfície curva da tulipa endireita-se para formar uma folha cônica. A folha expande-se e a sua espessura diminui tornando-se instável, e então desintegra-se em ligamento e em seguida gera gotas na forma de um *spray* de cone oco bem definido.

A desintegração do filme líquido na saída do injetor centrífugo começa numa menor distância em relação àquela encontrada nos injetores a jato. Essa característica resulta numa diminuição do tempo de residência do propelente na câmara de combustão e, conseqüentemente, resulta na diminuição do comprimento da mesma.

Além da vantagem de uma melhor atomização quando comparado aos injetores a jato, os injetores centrífugos têm a vantagem de que, para uma dada queda de pressão e vazão, a geometria pode ser ajustada através de mudanças nas dimensões do orifício de descarga, dos orifícios de entrada e da câmara de vórtice, com a finalidade de se obter o ângulo de cone do *spray* desejado e eliminar possíveis instabilidades na câmara de combustão. Em injetores a jato (não colidentes) a única dimensão que pode ser ajustada é o diâmetro do orifício de descarga. Em motores foguete essa propriedade é muito interessante, pois o projetista tem a liberdade de dimensionar os injetores para posicioná-los da maneira mais adequada no cabeçote do injetor (SAVONOV, 2011).

Um injetor centrífugo bipropelente consiste de um injetor centrífugo simples localizado de forma concêntrica dentro de outro injetor semelhante, conforme mostra a Figura 1.7.

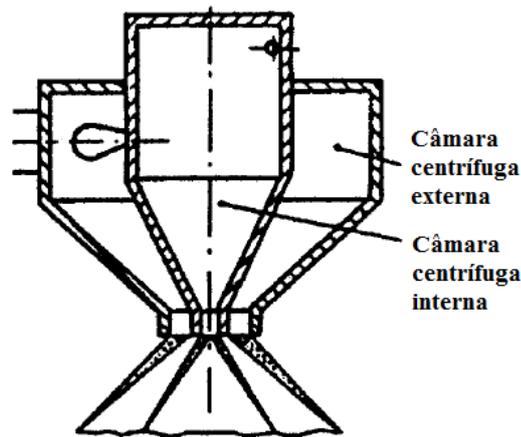


Figura 1.7 - Injetor centrífugo bipropelente.

Fonte: adaptada de Bazarov *et al.*, (2004)

Em propulsores a bipropelentes líquidos, as vazões dos propelentes são determinadas através de cálculos termodinâmicos e não podem ser alteradas, pois uma mudança nesse parâmetro e na razão de mistura dos propelentes altera o empuxo determinado no projeto do motor. Desse modo, o projetista pode variar as dimensões do injetor e determinar as mais adequadas para dimensionar o cabeçote e a câmara de combustão, sem alterar as condições de operação do propulsor, facilitando a fabricação e diminuindo o custo de projeto (SAVONOV, 2011).

Os injetores jato-centrífugos têm as características dos injetores a jato e dos injetores centrífugos combinadas entre si. Isto resulta em um novo tipo de injetor em que a distribuição da densidade do jato na 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.

Devido ao fato dos injetores jato-centrífugos serem uma combinação de dois tipos de injetores, parte do líquido escoar como um jato axial e a outra parte como um jato com formato anelar em movimento centrífugo. A transferência de massa e de quantidade de movimento entre estes jatos determina a distribuição do líquido na seção transversal do orifício de descarga e a

qualidade da atomização. Esta característica elimina a distribuição não uniforme típica dos injetores a jato e dos 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 (ver Figura 1.8).

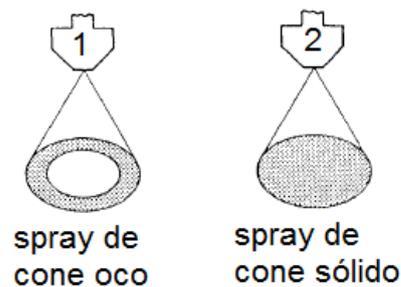


Figura 1.8 - Padrões de *sprays* gerados por injetores: (1) centrífugos e (2) jato-centrífugos.
Fonte: Lefebvre (1989)

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 grosseira no centro e mais fina na periferia do *spray*.

De acordo com Bayvel e Orzechowski (1993), existem aproximadamente trinta diferentes projetos de injetores jato-centrífugos no mercado. Em geral, estes injetores podem ser divididos em três grupos: injetores com orifícios de entrada tangenciais e injetores com um inserto de turbilhonamento e injetores com componentes estruturais especiais, conforme Figura 1.9.

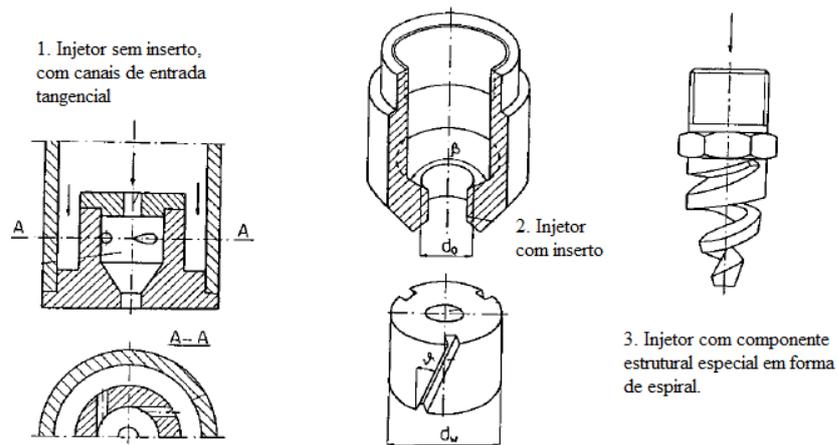


Figura 1.9 - Tipos de injetores jato-centrífugos.

Fonte: Adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993)

Os injetores jato-centrífugos com orifícios de entrada tangenciais são constituídos de uma câmara de mistura composta por uma câmara de vórtice, um setor cônico e pelo orifício de descarga. Esses injetores têm um orifício de entrada axial através do qual um jato livre de vórtice alimenta uma câmara de vórtice e os orifícios tangenciais localizados na câmara de vórtice fazem com que o jato central entre em rotação.

De acordo com Bayvel e Orzechowski (1993), esses injetores têm um grande ângulo de cone do *spray*, entre 80 e 110 graus, mas o ângulo é dificilmente controlado por mudanças no projeto. A maior mudança no ângulo pode ser alcançada variando o diâmetro da câmara de vórtice. Eles são usados para aplicações que necessitam de vazões moderadas e são os que apresentam a maior simplicidade em termos de fabricação dentre outros tipos de injetores jato-centrífugos.

Segundo Bayvel e Orzechowski (1993), os injetores jato-centrífugos com inserto são utilizados em aplicações que necessitam de baixas vazões. Eles geram um ângulo de cone do *spray* relativamente pequeno, não excedendo 70 – 80° graus. A vantagem desses injetores são a simplicidade do projeto e a possibilidade de substituir o inserto para aplicações específicas. É por isso que eles são usados com mais frequência do que outros tipos de injetores jato-centrífugos. Sua desvantagem é a forte tendência ao entupimento.

Por último, ainda existem os injetores com componentes estruturais especiais, onde é possível configurar toda a geometria do inserto de modo a obter as condições de operação de projeto. A desvantagem desses injetores são a alta complexidade do projeto e a difícil fabricação dos componentes.

Os injetores pneumáticos usam a alta energia cinética do gás, geralmente ar ou vapor, para a desintegração dos jatos ou folhas de líquido. Esses injetores encontram aplicações em vários campos, mas são especialmente úteis na atomização de óleos combustíveis muito viscosos usando vapor. Os injetores pneumáticos são os mais complexos em relação aos injetores descritos anteriormente, pois nesse caso existe a interação entre as duas fases, líquida e gasosa. Esta interação pode ter direção paralela, cruzada ou centrífuga e pode ocorrer na forma de jatos ou folhas entre o líquido e o gás. No caso de interação paralela, ondas desenvolvem-se na superfície de interação entre as fases e provocam a desintegração do líquido em gotas. Em uma interação cruzada, o líquido desintegra-se por causa da ação dinâmica do gás. Em uma interação centrífuga concorrente ou contracorrente, ambos os fenômenos de onda e dinâmico ocorrem. A interação entre os jatos de líquido e o gás em um injetor pneumático pode ocorrer dentro ou fora do mesmo.

Os injetores rotativos são mais comumente acionados por um motor elétrico e seus dispositivos giram em torno de seu próprio eixo vertical ou horizontal. A energia desse injetor é transmitida ao líquido e faz com que ele saia do injetor com alta energia cinética e então se desintegra, conforme Figura 1.10.

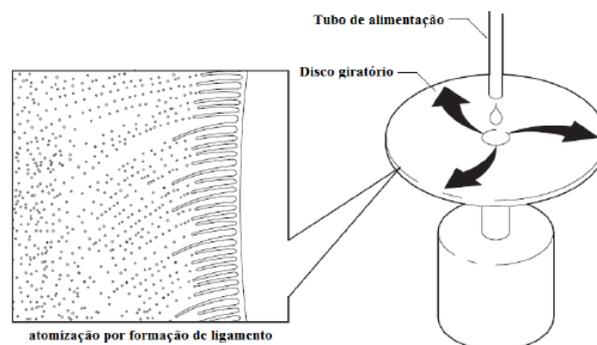


Figura 1.10 - Injetor rotativo.

Fonte: adaptada de Vásquez (2011)

Esse tipo de injetor pode garantir boa atomização e até mesmo gerar um padrão de gotas bastante homogêneo. Os injetores rotativos são usados principalmente para a atomização de soluções, como por exemplo em pintura, pois o injetor pode ser alimentado com um líquido em baixa pressão.

Os injetores rotativos são geralmente divididos em injetores a disco ou roda. Esse último tem muitas variações de projeto. O princípio de funcionamento é baseado na ação da força centrífuga atuando sobre o líquido. O líquido fornecido na vizinhança do eixo de rotação espalha-se sobre a superfície do injetor e então sobre o perímetro é injetado com alta velocidade para o ambiente. A principal desvantagem dos injetores rotativos é que eles requerem uma alta velocidade de rotação para que ocorra a atomização do líquido. Diversos estudos sobre este tipo de injetor estão dirigidos para a uma transferência de energia mais eficiente entre o injetor e o líquido através do emprego de rodas com pás.

Os injetores que usam outras fontes de energia têm diversos princípios de funcionamento. Eles são encontrados em diversas aplicações técnicas. Na prática, podem-se ter injetores que apresentam a combinação de dois ou mais tipos de injetores. Por exemplo, os injetores rotativos em caldeiras usam a energia adicional do ar e então são chamados de injetores pneumático-rotativos.

1.2. Eficiência dos injetores

A energia E fornecida ao injetor é dada por:

$$E = E_A + E_C + E_P \quad (1.1)$$

onde:

E_A = energia da atomização, isto é, a energia usada para superar a resistência das forças de tensão superficial durante a desintegração do líquido em gotas.

E_C = energia cinética, isto é, a energia usada para dar ao líquido movimentos translacional e rotacional.

E_p = energia perdida, isto é, usada para superar as forças de atrito no injetor.

A eficiência da atomização é dada por:

$$\eta = \frac{E_A}{E} \quad (1.2)$$

A eficiência η é definida como a razão entre a energia E_A usada para o desenvolvimento de uma nova superfície de líquido (superfície das gotas) pela energia total usada no processo. Para todos os injetores tradicionalmente usados, a eficiência é muito pequena, normalmente $\eta < 0,1\%$ (BAYVEL e ORZECOWSKI, 1993).

A eficiência da atomização depende principalmente do tipo de injetor, do diâmetro das gotas e das propriedades físicas do líquido. Uma atomização mais eficiente é inversamente proporcional à demanda de energia, isto é, o aumento da demanda de energia implica numa diminuição da eficiência de atomização.

No ramo aeroespacial os injetores por pressão são os mais indicados para aplicação em motores-foguete, pois apresentam a maior eficiência de atomização em comparação com outros tipos de atomizadores. Segundo Bayvel e Orzechowski (1993), injetores por pressão têm uma eficiência $\eta = 0,05 - 0,07\%$ para geração de gotas com um diâmetro de 100 μm e de vários centésimos de um por cento para a geração de gotas com um diâmetro menor do que 50 μm . Para outros tipos de injetores, a eficiência de atomização é ainda menor.

A Tabela 1.2 mostra a potência aproximada para a atomização de 1 kg de líquido.

Tabela 1.2 – Potência específica necessária para a desintegração de um líquido.

Tipo de injetor	Potência, W/kg
Injetores a jato	2 – 4
Injetores centrífugos	2 – 4
Injetores jato-centrífugos	2 – 4
Injetores pneumáticos	50 – 60
Injetores rotativos	15

Fonte: Adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993)

Como pode ser visto na Tabela 1.2, os injetores por pressão são os mais eficientes e entre eles, destacam-se os injetores centrífugos e jato-centrífugos devido às vantagens discutidas anteriormente.

1.3. Revisão bibliográfica

Nesta seção apresenta-se uma breve revisão de vários trabalhos recentes referentes ao estudo de injetores centrífugos e jato-centrífugos para aplicações em propulsão.

Chinn (1996) apresenta um estudo sobre o escoamento interno de injetores centrífugos para desenvolver uma ferramenta de projeto de injetores e, principalmente, permitir a produção de *sprays* mais finos de água para extinção de incêndios. O escoamento de líquido foi modelado computacionalmente considerando um escoamento bidimensional com uma nova metodologia capaz de determinar os perfis de velocidade, considerando a topologia do vórtice de gás e axissimetria. Os resultados numéricos foram comparados a dados da literatura e a valores experimentais. Chinn ainda faz uma revisão crítica de muitas técnicas analíticas simplificadas que têm sido utilizadas para estimar o tamanho do raio do vórtice de gás no orifício de descarga juntamente com os valores do coeficiente de descarga e do ângulo de cone do *spray*. Uma nova teoria analítica é apresentada que se baseia na quantidade de movimento axial através de um volume de controle. Os resultados da nova teoria são comparados com os valores relatados na literatura e mostram a necessidade de se incluir a razão entre os diâmetros da câmara de vórtice pelo orifício de descarga como uma variável independente.

Souza (2001) apresenta comparações entre a modelagem matemática proposta por Kessaev e Kupatenkov (2007) e testes experimentais de um injetor centrífugo bipropelente utilizado no motor russo RD-0109. Nesse trabalho, a modelagem matemática utiliza as teorias de Abramovich e Kliachko.

Rocco (2006) apresenta várias configurações de injetores centrífugos fabricados em latão e acrílico com o objetivo de visualizar a formação do *spray* de cone oco e caracterizar o tamanho das gotas geradas pelos injetores empregando querosene e parafina fundida para testes a frio e a quente, respectivamente. Posteriormente, Rocco (2013) avalia os efeitos da injeção de oxigênio gasoso, empregando injetores do tipo axial e centrífugo, sobre o empuxo e a pressão na câmara de combustão de um motor foguete híbrido experimental com grãos combustíveis de poliuretano e de parafina esférica estruturada em poliuretano.

Alves (2008) apresenta um estudo direcionado aos injetores centrífugos para aplicações em motores foguete a propelentes líquidos. Nesse trabalho apresenta-se uma compilação dos principais procedimentos de cálculos relativos aos injetores centrífugos obtidos a partir da literatura russa e uma metodologia de cálculo é proposta. Os resultados de ambos os trabalhos são comparados com os dados técnicos do injetor utilizado pelo motor foguete russo RD-0109 operado com oxigênio líquido e querosene e com os dados experimentais obtidos a partir de testes a frio. Alves também estuda os aspectos experimentais da influência dos orifícios de entrada tangenciais sobre o ângulo de cone do *spray*, distribuição da vazão mássica e razão de mistura.

Ommi *et al.* (2009) estudaram os fundamentos dos cálculos do injetor centrífugo e propuseram nova técnica de projeto do injetor. O método de projeto de um injetor centrífugo dual apresentado nesse trabalho foi baseado em cálculos teóricos e resultados experimentais. As condições específicas relacionadas ao injetor centrífugo dual foram analisadas e os resultados obtidos foram aplicados na manipulação do projeto. Foi elaborada uma rotina computacional para o desenvolvimento do projeto do injetor. Com base nessa rotina, foram fabricados quatro injetores. No laboratório foram medidas várias características macroscópicas do *spray*, tais como: homogeneidade de

distribuição das gotas, ângulo de cone do *spray*, efeitos de rotação do fluido. Utilizando a técnica PDA (Anemometria Doppler) foram obtidas as características microscópicas do *spray*. Os resultados obtidos foram satisfatórios.

Vásquez (2011) apresentou um estudo teórico-experimental de injetores centrífugos duais para atomização de biocombustíveis. Um protótipo de um injetor centrífugo dual foi construído para realização de testes comparativos com injeção de água destilada, etanol hidratado e biodiesel de soja B100. Foram avaliados experimentalmente os coeficientes de descarga, os diâmetros médios das gotas, as distribuições de diâmetros das gotas, os ângulos de cone do *spray*, as distribuições de massa do *spray* e os efeitos das pressões de operação e das vazões mássicas dos biocombustíveis sobre o desempenho do injetor.

Halder *et al.* (2003) realizaram investigações numéricas e experimentais sobre o coeficiente de descarga e o ângulo de cone do *spray* em um injetor jato-centrífugo com inserto. Os resultados numéricos foram obtidos a partir do cálculo numérico do escoamento no injetor utilizando o modelo de turbulência $k-\epsilon$ padrão. Os valores do coeficiente de descarga e do ângulo de cone do *spray* foram calculados a partir das distribuições das componentes da velocidade na saída do injetor. Foram realizados experimentos para medir os valores do coeficiente de descarga e do ângulo de cone do *spray* em diferentes condições de operação para validar os resultados numéricos. Eles observaram que o coeficiente de descarga e o ângulo de cone do *spray* permanecem praticamente constantes com a variação do número de Reynolds nos orifícios de entrada do injetor. O coeficiente de descarga praticamente não é influenciado para pequenos valores do parâmetro geométrico, mas diminui com grandes valores do parâmetro geométrico. O ângulo de cone do *spray*, por outro lado, sempre aumenta com um aumento no parâmetro geométrico. Para um dado número de Reynolds, um aumento na vazão através dos orifícios de entrada axial leva ao aumento do coeficiente de descarga e diminuição do ângulo de cone do *spray*. No entanto, a influência do coeficiente de descarga é proeminente em baixos valores da razão entre a área do orifício de entrada axial pela área total dos orifícios de entrada tangencial.

Pervin e Halder (2006) apresentaram um estudo numérico do coeficiente de descarga e do ângulo de cone do *spray* de injetores jato-centrífugos com e sem inserto. O modelo de turbulência k- ϵ padrão é adotado para cálculos numéricos do escoamento no injetor jato-centrífugo. Os valores do coeficiente de descarga e do ângulo de cone do *spray* foram avaliados a partir das distribuições das componentes da velocidade do escoamento de líquido na saída do orifício de descarga. Eles observaram que o coeficiente de descarga permanece quase constante e o ângulo de cone do *spray* diminui com o aumento do número de Reynolds nos orifícios de entrada do injetor jato-centrífugo. Os injetores jato-centrífugos com e sem inserto apresentaram desempenhos semelhantes. Em alguns casos, o injetor jato-centrífugo sem inserto produziu maior ângulo de cone do *spray* do que o injetor jato-centrífugo com inserto.

Prywer (2008) investigou o projeto de injetores jato-centrífugos com inserto através da caracterização do escoamento a partir de experimentos com vários injetores de diferentes configurações. A partir dos resultados experimentais, foi proposto um parâmetro geométrico modificado que compreende os parâmetros que descrevem todo o projeto do injetor incluindo o inserto.

Hamid e Atan (2009) apresentam uma investigação preliminar de injetores jato-centrífugos monopropelentes, fabricados em bronze e vendidos comercialmente, para câmaras de combustão. O desempenho dos dois tipos de padrão de *spray*, cone oco e cone sólido, foram investigados através de testes a frio. Dois injetores jato-centrífugos com os mesmos parâmetros, mas com diferentes diâmetros do orifício de entrada axial, foram analisados. Os dados experimentais obtidos mostram que os injetores jato-centrífugos apresentaram o mais alto coeficiente de descarga em torno de 0,6.

1.4. Objetivos

1.4.1. Objetivo geral

Essa dissertação apresenta um estudo teórico-experimental de injetores centrífugos duais e jato-centrífugos para aplicação em propulsores mono e bipropelentes líquidos e propulsores híbridos, visando aplicações em motores de apogeu, controle de rolamento de veículos lançadores, posicionamento de satélites e reentrada.

1.4.2. Objetivos específicos

1. Projetar e fabricar protótipos de injetor centrífugo dual e de injetor jato-centrífugo para aplicação em um propulsor a bipropelentes líquidos com empuxo de 100 N, empregando etanol e peróxido de hidrogênio.
2. Caracterizar os *sprays* gerados pelos injetores através de técnicas fotográficas e de um sistema por difração laser.
3. Determinar os efeitos das pressões de operação sobre as vazões de propelentes, coeficientes de descarga do injetor, ângulos de cone dos *sprays*, funções de distribuição dos tamanhos das gotas e os diâmetros característicos dos *sprays*.
4. Realizar o projeto de um cabeçote de injeção de um propulsor bipropelente de 100 N a partir dos resultados obtidos na caracterização dos injetores.

2 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 atomizadores centrífugos foram inicialmente utilizados em aplicações de combustão por Körting (1902), ano em que, provavelmente, foi patenteado o primeiro atomizador 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. Os cálculos são baseados no princípio da vazão máxima que será discutido em maiores detalhes posteriormente. Apesar disso, 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, Kliachko (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, Kliachko realizou extensivas investigações de injetores na faixa de $Re = 10^3$ e 10^5 e determinou uma equação para o coeficiente de atrito. O modelo de Kliachko descreve muito bem os fenômenos durante o escoamento de um líquido viscoso sendo mencionado nas obras de Borodin *et al.*, (1967), Kulagin (1970), Bayvel e Orzechowski (1993), Khavkin (2004) e Bazarov *et al.*, (2004).

2.1. 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 desenvolvido por Abramovich (1944). Pouco depois, resultados semelhantes foram obtidos por Taylor (1948), Novikov (1948), Giffen e Muraszew (1953) e Nieuwkamp (1985).

Um esquema de projeto de um injetor centrífugo é apresentado na Figura 2.1.

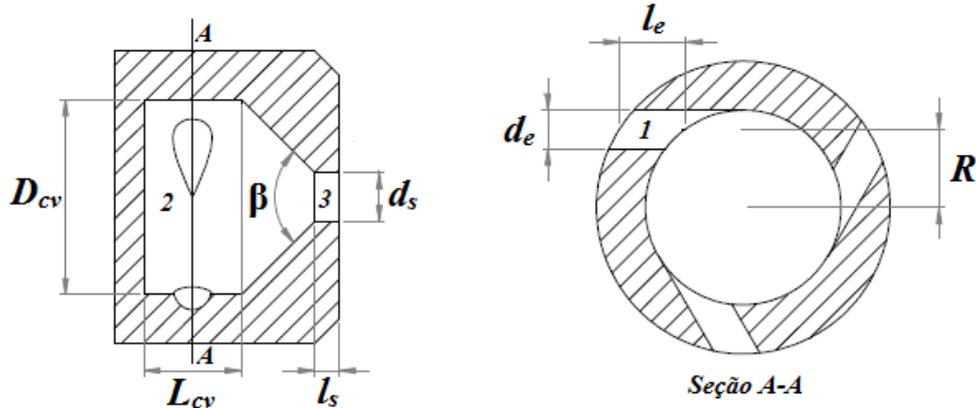


Figura 2.1 - Esquema de um injetor centrífugo.

Fonte: adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993)

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:

$$A_e = n\pi r_e^2 = n \frac{\pi d_e^2}{4} \quad (2.1)$$

onde n é o número de orifícios. Os orifícios de entrada tangencial frequentemente tem 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 $d_s = 2r_s$.

Considerando o escoamento dentro do injetor axissimétrico nas direções axial x , radial r e angular θ (coordenadas cilíndricas) e admitindo que o escoamento seja irrotacional, $\nabla \times \vec{V} = 0$, então:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{V} = \hat{x} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right) + \hat{r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ + \hat{\theta} \left(\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial r} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Observa-se que na componente \hat{x} , a velocidade tangencial v não depende da posição axial x e do ângulo θ e a velocidade radial w é desprezível. Integrando esta componente, obtém-se:

$$vr = \text{constante} \quad \text{ou} \quad vr = C_1 \quad (2.3)$$

Esta é a equação resultante da conservação da quantidade de movimento angular.

Para o escoamento de um líquido ideal a quantidade de movimento angular de qualquer partícula de líquido (com respeito ao eixo do orifício de descarga) permanece com um valor constante e igual à quantidade de movimento inicial dentro da câmara de vórtice, portanto:

$$vr = v_e r_{cv} \quad (2.4)$$

onde v é a componente tangencial da velocidade no orifício de descarga, r é a distância a partir do eixo central do injetor até a partícula de líquido no orifício de descarga, v_e é a velocidade nos orifícios de entrada tangencial e r_{cv} é o raio da câmara de vórtice.

A partir de uma análise da Equação 2.4, segue-se que próximo ao eixo do orifício de descarga, a componente tangencial da velocidade aumenta. No entanto, o escoamento permanece irrotacional.

Para um líquido ideal e incompressível a lei da conservação de energia é escrita na forma da equação de Bernoulli:

$$P + \frac{1}{2}\rho V^2 + \rho gh = \text{constante} \quad (2.5)$$

onde P é a pressão, ρ é a massa específica, g a aceleração da gravidade, h é a altura (comprimento) e V é a velocidade total em um ponto do escoamento. A velocidade total, V , é a soma vetorial de suas três componentes:

$$V^2 = u^2 + v^2 + w^2 \quad (2.6)$$

onde u , v e w são as componentes axial, tangencial e radial da velocidade, respectivamente. A equação de Bernoulli pode ser reescrita como:

$$P + \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2 + w^2) + \rho gh = \text{constante} = C_2 \quad (2.7)$$

A ação da gravidade é desprezada, o que é admissível para as pressões de alimentação geralmente usadas. A componente radial da velocidade, w , também pode ser desprezada devido à interação com as paredes do injetor.

A partir das Equações 2.4 e 2.7, segue-se que, próximo ao eixo do orifício de descarga ($r = 0$), a componente tangencial da velocidade deve ter um valor infinitamente grande e positivo e a pressão um valor infinitamente grande e negativo, o que é impossível. Na realidade próximo ao eixo do orifício de descarga, a velocidade aumenta e a pressão cai, mas apenas até a pressão atmosférica ou ambiente na qual o líquido é injetado.

A pressão do líquido não pode ser menor do que o ambiente interno, uma vez que o orifício de descarga está interligado com o ambiente. Consequentemente, a parte central do orifício de descarga não é preenchida com líquido, mas com ar na qual a pressão é igual a pressão ambiente ($P = P_{amb}$).

Quando a velocidade do líquido é zero, atinge-se a pressão de estagnação que, normalmente, corresponde à pressão no tanque de líquido. Todavia devido às perdas na linha de alimentação do injetor, pode-se considerar a pressão no líquido medida imediatamente antes de sua injeção, P_{inj} . Portanto, utilizando da equação anterior, obtém-se:

$$P + \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2) = P_{inj} \quad (2.8)$$

A componente axial da velocidade u varia e é constante apenas na região do orifício de descarga do injetor. Em termos práticos é conveniente trabalhar com a pressão manométrica $\Delta P = P_{inj} - P_{amb}$, de modo que:

$$\Delta P = \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2) \quad (2.9)$$

Em um injetor centrífugo, a pressão total sobre a superfície interna do vórtice de líquido é igual para a pressão na câmara de combustão. A energia potencial do líquido na forma de queda de pressão através do injetor é completamente convertida em energia cinética. Assim, a velocidade total, V , pode ser determinada em termos da queda de pressão ΔP usando a equação de Bernoulli:

$$V = \sqrt{2 \frac{\Delta P}{\rho}} \quad (2.10)$$

Uma vez que $\sqrt{2\Delta P/\rho}$ representa a velocidade total, $\pi r_s^2 \sqrt{2\Delta P/\rho}$ é a vazão volumétrica total possível através do bico do injetor. A vazão mássica, \dot{m} , pode ser expressa em termos da velocidade total, V , a área do bico do injetor, A_s , e a massa específica, ρ , bem como o coeficiente de descarga, μ , definido por Abramovich (1944):

$$\dot{m} = Q\rho = \mu\rho A_s V = \mu\rho\pi r_s^2 \sqrt{2 \frac{\Delta P}{\rho}} = \mu\pi r_s^2 \sqrt{2\rho\Delta P} \quad (2.11)$$

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 2.4, 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 de vórtice e no bico do injetor. Como a componente axial da velocidade é constante no orifício de descarga do injetor, pode-se utilizar a definição de vazão mássica para o escoamento, resultando:

$$u_s = \frac{\dot{m}}{\rho A_L} = \frac{\dot{m}}{\rho(A_s - A_{sna})} = \frac{\dot{m}}{\rho\pi(r_s^2 - r_{sna}^2)} \quad (2.12)$$

onde \dot{m} é a vazão mássica, ρ a densidade do líquido, A_s e A_{sna} são as áreas do orifício de descarga e do vórtice de gás na saída do injetor, respectivamente, conforme Figura 2.2.

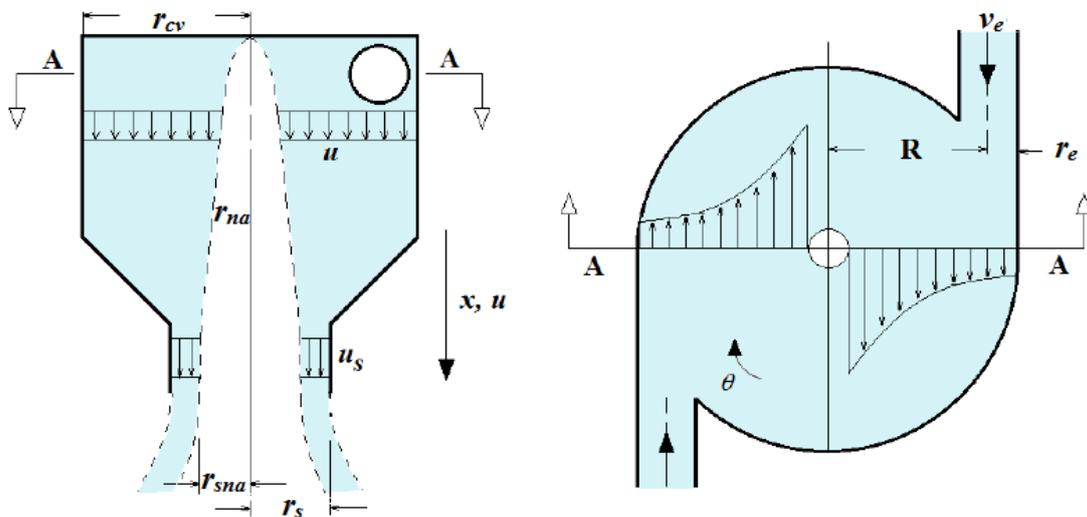


Figura 2.2 - Esquema do escoamento de líquido em um injetor centrífugo.

Fonte: adaptada de Vásquez (2011).

De modo similar, a velocidade axial do escoamento de líquido na câmara de vórtice do injetor é:

$$u_{cv} = \frac{\dot{m}}{\rho\pi(r_{cv}^2 - r_{na}^2)} \quad (2.13)$$

onde r_{cv} é o raio da câmara de vórtice e r_{na} é o raio do vórtice de gás no interior da câmara de vórtice.

Como os orifícios de entrada estão posicionados de maneira tangencial, a velocidade de entrada é tangencial, dada pela expressão:

$$v_e = \frac{\dot{m}}{\rho A_e} \quad (2.14)$$

Expressando-se a partir da equação da continuidade, pode-se definir a componente radial da velocidade w em termos da vazão mássica para o escoamento:

$$w = \frac{\dot{m}}{2\rho\pi r_s h} \quad (2.15)$$

onde h é o comprimento da câmara de vórtice, sendo aproximadamente $h = 2r_s$.

Para escoamento irrotacional, a velocidade centrífuga é dado por um vórtice livre de modo que no vórtice de gás dentro do orifício de saída:

$$vr = v_{sna}r_{sna} = C_1 \quad (2.16)$$

Também o raio da câmara de vórtice, r_{cv} , pode ser relacionado com a constante C , de acordo com a conservação da quantidade de movimento angular com respeito ao eixo da câmara de vórtice:

$$\rho vr = \rho v_e r_{cv} = \frac{\dot{m}}{\rho A_e} r_{cv} = C \quad \text{ou} \quad v = \frac{\dot{m} r_{cv}}{\rho A_e r} \quad (2.17)$$

Pode-se, alternativamente, conforme a teoria de Abramovich (1944) e apresentada por Bazarov *et al.* (2004), admitir que a velocidade de entrada v_e atua em um raio médio $r_{cv} - r_e$ que é a distância radial do centro da câmara de vórtice até o raio do orifício de entrada tangencial, assim,

$$\rho v r = \rho v_e (r_{cv} - r_e) = \frac{\dot{m}}{\rho A_e} (r_{cv} - r_e) = \frac{\dot{m} R}{\rho A_e} = C \quad (2.18)$$

$$v = \frac{\dot{m} (r_{cv} - r_e)}{\rho A_e r} = \frac{\dot{m} R}{\rho A_e r} \quad (2.19)$$

Em particular, fazendo $r = r_{sna}$, uma expressão da componente tangencial da velocidade do líquido sobre o contorno do vórtice de gás, v_{sna} , no orifício de descarga pode ser deduzida:

$$v_{sna} = \frac{\dot{m}}{\rho A_e} \frac{R}{r_{sna}} \quad \text{ou} \quad v_{sna} = \frac{\dot{m}}{\rho A_e} \frac{(r_{cv} - r_e)}{r_{sna}} \quad (2.20)$$

A perda de carga no injetor centrífugo é derivada a partir das leis de conservação. Como é formado um vórtice dentro da câmara, um elemento de massa do escoamento tem uma aceleração angular, v^2/r , que gera uma força, dF , que atua na direção radial em um elemento infinitesimal de superfície $dA = dl dx = r d\phi dx$. Um elemento líquido de raio r , com largura dr , comprimento $dl = r d\phi$, e espessura dx sofre a ação de uma força de pressão e de uma força de massa. A condição de equilíbrio dessas forças tem a forma:

$$dP = \frac{dF}{dA} = \frac{dm}{dA} \frac{v^2}{r} \quad (2.21)$$

Substituindo o elemento de massa $dm = \rho r d\phi dx dr$ e a velocidade tangencial sobre um raio médio, v , a partir da lei da conservação da quantidade de movimento angular:

$$v = \frac{v_{sna} r_{sna}}{r} \quad (2.22)$$

Substituindo a Equação 2.22 dentro da Equação 2.19, obtém-se:

$$dP = \frac{\rho r d\phi dx dr \left(\frac{v_{sna} r_{sna}}{r} \right)^2}{r d\phi dx} = \rho v_{sna}^2 r_{sna}^2 \frac{dr}{r^3} \quad (2.23)$$

Integrando a equação anterior, encontra-se:

$$P = -\frac{\rho}{2} v_{sna}^2 r_{sna}^2 \frac{1}{r^2} + C_3 \quad (2.24)$$

A constante de integração C_3 é determinada a partir da condição de que sobre o contorno do vórtice de gás, isto é, para $r = r_{sna}$, tem-se que $P = P_{amb}$. Assim, a distribuição de pressão na seção transversal do orifício de descarga é determinada pela expressão:

$$C_3 = \frac{\rho}{2} v_{sna}^2 + P_{amb} \quad (2.25)$$

Pela substituição de C_3 e v_{sna} , a partir das Equações 2.25 e 2.20, respectivamente, dentro da Equação 2.7, obtém-se a equação da distribuição de pressão na seção transversal do orifício de descarga:

$$P = \frac{\rho}{2} (v_{sna}^2 - v^2) + P_{amb} \quad (2.26)$$

Substituindo o valor de P , a partir da Equação 2.26, dentro da Equação 2.8 e rearranjando o resultado, obtêm-se:

$$u_s = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho} - v_{sna}^2} \quad (2.27)$$

Note que nessa equação e nas seguintes, $\Delta P = P_{inj} - P_{amb}$, refere-se à diferença de pressão máxima no injetor, isto é, entre um ponto imediatamente antes da injeção e o ambiente.

Através da conservação da quantidade de movimento angular, tem-se a componente tangencial da velocidade do líquido sobre o contorno do vórtice de gás no orifício de descarga é expressa por:

$$v_{sna} = \frac{\dot{m}R}{\rho A_e r_{sna}} \quad (2.28)$$

onde A_e é a área total dos orifícios tangenciais na câmara de vórtice. Substituindo a Equação 2.28 da velocidade tangencial do vórtice de gás, v_{sna} , na Equação 2.27, tem-se:

$$u_s = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho} - \frac{\dot{m}^2 R^2}{\rho^2 A_e^2 r_{sna}^2}} \quad (2.29)$$

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:

$$\varepsilon = \frac{A_L}{A_s} = \frac{\pi(r_s^2 - r_{sna}^2)}{\pi r_s^2} = 1 - \frac{r_{sna}^2}{r_s^2} \quad (2.30)$$

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 que quanto menor o raio do vórtice de gás, r_{sna} , no orifício de descarga e da saída do injetor, 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 2.30 e 2.29, respectivamente, a velocidade axial na saída do bico do injetor fica expressa como:

$$u_s = \frac{\dot{m}}{\rho \varepsilon \pi r_s^2} \quad (2.31)$$

Igualando as Equações 2.29 e 2.31, resulta:

$$\frac{\dot{m}}{\rho \varepsilon \pi r_s^2} = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho} - \frac{\dot{m}^2 R^2}{\rho^2 A_e^2 r_{sna}^2}} \quad (2.32)$$

Rearranjando a equação acima, tem-se:

$$\frac{2\Delta P}{\rho} = \frac{\dot{m}^2 R^2}{\rho^2 A_e^2 r_{sna}^2} + \left(\frac{\dot{m}}{\rho \varepsilon \pi r_s^2} \right)^2 \quad (2.33)$$

O coeficiente de descarga é dado por:

$$\mu = \frac{\dot{m}}{\rho \pi r_s^2 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}}} \quad (2.34)$$

A velocidade axial no bico do injetor pode ser escrita em termos dos coeficientes de descarga e de preenchimento μ e ε , respectivamente, a partir das Equações 2.31 e 2.34, ou seja:

$$u_s = \frac{\mu}{\varepsilon} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.35)$$

Os parâmetros μ e ε podem ser também relacionados entre si:

$$\mu = \frac{\rho u_s A_s \varepsilon}{\rho V A_s} = \frac{u_s \varepsilon}{V} \quad (2.36)$$

onde u_s é a velocidade axial no bico do injetor. Assim,

$$\mu = \varepsilon \sqrt{\frac{V^2 - v_s^2}{V^2}} = \varepsilon \sqrt{1 - \frac{r_{na}^2}{r_{sna}^2}} \quad (2.37)$$

Substituindo a Equação 2.34 na Equação 2.33, obtém-se:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi^2 R^2 r_s^4}{A_e^2 r_{sna}^2} + \frac{1}{\varepsilon^2}}} \quad (2.38)$$

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

$$K = \frac{v_e R}{u_s r_s} = \frac{A_s R}{A_e r_s} = \frac{\pi r_s^2 R}{A_e r_s} = \frac{\pi r_s R}{A_e} \quad (2.39)$$

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 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:

$$K = \frac{\pi r_s R}{A_e} \sin \vartheta \quad (2.40)$$

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

Combinando as Equações 2.38 e 2.39, resulta:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{K^2}{1-\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon^2}}} \quad (2.41)$$

A equação 2.41 fornece uma relação entre o coeficiente de descarga μ , o parâmetro geométrico característico K e o coeficiente de preenchimento ε .

Abramovich (1944) admitiu que no orifício de descarga um vórtice de gás está configurado para um certo ε , no qual o coeficiente de descarga μ , a uma dada pressão, assume um valor máximo, conhecido como princípio da vazão máxima, que será analisado com maiores detalhes numa seção posterior.

A Figura 2.3 mostra o coeficiente de descarga como uma função de ε para vários valores do parâmetro geométrico característico K . Um valor máximo de μ para cada valor de K é encontrado, indicando a existência de uma vazão máxima para um dado valor de K . Aplicando a condição $d\mu/d\varepsilon = 0$ na equação acima, obtém-se:

$$\frac{d\mu}{d\varepsilon} = -\frac{1}{2} \left(\frac{K^2}{1-\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon^2} \right)^{-3/2} \left(\frac{K^2}{(1-\varepsilon)^2} - \frac{2}{\varepsilon^3} \right) = 0 \quad (2.42)$$

Como o primeiro termo entre parênteses na equação acima é diferente de zero, o segundo termo deve ser igual à zero, resultando na seguinte relação entre o parâmetro geométrico característico K e o coeficiente de preenchimento ε :

$$K = \frac{(1-\varepsilon)\sqrt{2}}{\varepsilon\sqrt{\varepsilon}} \quad (2.43)$$

Substituindo a relação acima dentro da Equação 2.41, encontra-se a expressão para o valor ótimo do coeficiente de descarga μ :

$$\mu = \varepsilon \sqrt{\frac{\varepsilon}{2-\varepsilon}} \quad (2.44)$$

A Figura 2.4 apresenta as funções $\mu = f(K)$ e $\varepsilon = f(K)$ e, a partir das Equações 2.44 e 2.43, respectivamente.

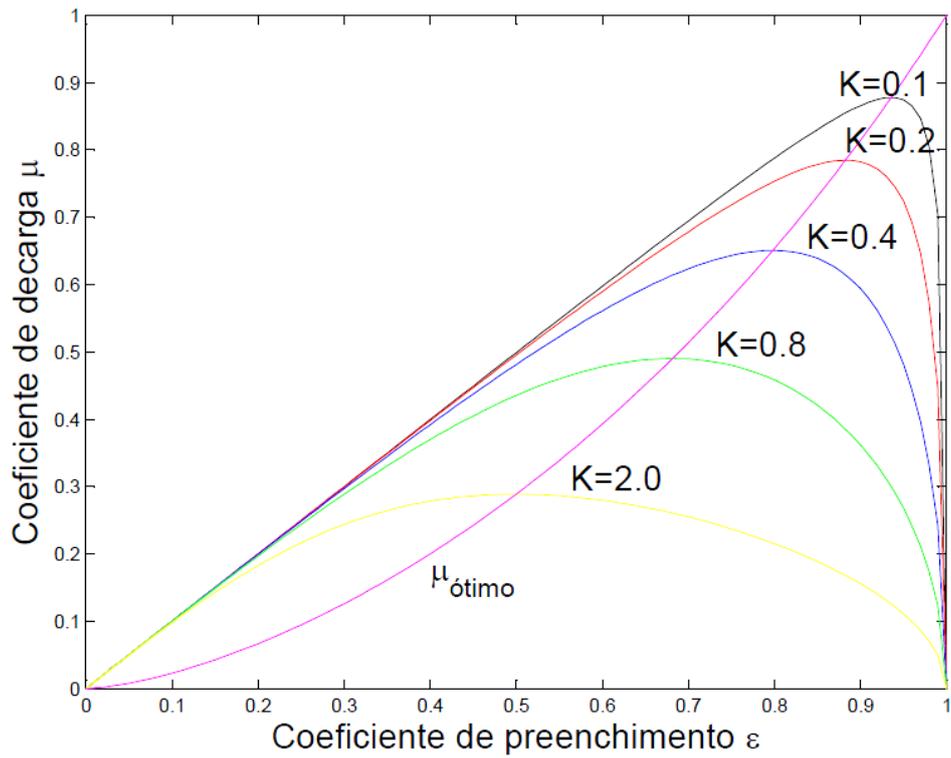


Figura 2.3 - Efeito do coeficiente de preenchimento sobre o coeficiente de descarga para vários parâmetros geométricos característicos e o valor ótimo de μ .

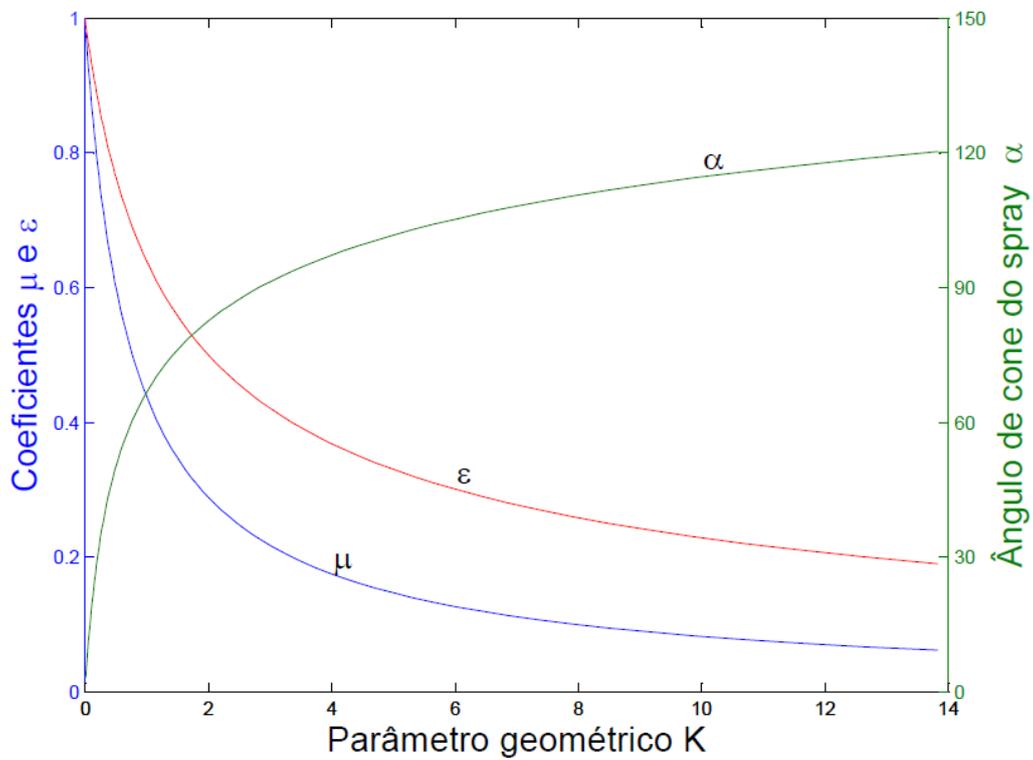


Figura 2.4 - Relação dos coeficientes de descarga e preenchimento, μ e ε , e do ângulo α com o parâmetro geométrico K .

Na seção do orifício de descarga, a pressão manométrica do líquido deve ser constante sobre a seção transversal inteira e igual à pressão ambiente (a pressão varia um pouco devido à tensão superficial, mas essa variação pode ser desprezada por ser pequena). Consequentemente, no orifício de descarga ocorre uma transformação do excesso de pressão devido à força centrífuga em pressão sobre as paredes (KULAGIN, 1970).

Esta transformação leva a um aumento na componente axial da velocidade e a formação de uma distribuição não uniforme da componente tangencial da velocidade sobre a seção transversal da área preenchida por líquido. Próximo à parede do orifício de descarga, a componente axial da velocidade torna-se maior do que sobre o limite do vórtice de gás. O raio do vórtice de gás sobre a seção do orifício de descarga é maior do que no interior da câmara de vórtice. Na verdade, considerando um líquido incompressível, no orifício de descarga a componente axial da velocidade pode aumentar apenas quando a seção transversal ocupada por líquido diminui, ou seja, quando o raio do vórtice de gás r_{sna} aumenta (KULAGIN, 1970).

O coeficiente de descarga não é naturalmente afetado por esse fenômeno, uma vez que a equação da continuidade ainda se mantém.

A distribuição da velocidade axial u pode ser determinada através da componente tangencial da velocidade, v , a partir da Equação 2.9, que após levar em conta a definição do coeficiente de descarga μ e do parâmetro geométrico característico K , obtém-se:

$$v = \frac{\dot{m}R}{\rho A_e r} = \frac{\mu \pi r_s^2 R}{A_e r} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} = \mu \frac{K r_s}{r} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.45)$$

Substituindo a Equação 2.36 dentro da Equação 2.21, resulta:

$$u = \sqrt{1 - \frac{\mu^2 K^2 r_s^2}{r^2}} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.46)$$

A vazão mássica, \dot{m} , é definida como:

$$\dot{m} = \rho Au \quad (2.47)$$

Diferenciando, obtém-se:

$$d\dot{m} = \rho u dA \quad (2.48)$$

onde $dA = 2\pi r dr$, então:

$$d\dot{m} = 2\rho\pi u r dr \quad (2.49)$$

A relação entre o raio do vórtice de gás, r_{sna} , e os parâmetros do injetor pode ser calculada a partir da seguinte equação integral:

$$\int_0^{\dot{m}} d\dot{m} = \int_{r_{sna}}^{r_s} 2\rho\pi u r dr \quad (2.50)$$

$$\dot{m} = \int_{r_{sna}}^{r_s} 2\rho\pi u r dr = \mu\rho\pi r_s^2 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.51)$$

Substituindo a velocidade axial, u , a partir da Equação 2.46, dentro da Equação 2.51, obtém-se a seguinte equação:

$$\dot{m} = 2\rho\pi \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \int_{r_{sna}}^{r_s} \sqrt{1 - \frac{\mu^2 K^2 r_s^2}{r^2}} r dr \quad (2.52)$$

Igualando as Equações 2.51 e 2.52, obtém-se:

$$\mu\rho\pi r_s^2 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} = 2\rho\pi \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \int_{r_{sna}}^{r_s} \sqrt{1 - \frac{\mu^2 K^2 r_s^2}{r^2}} r dr$$

Isolando μ , obtém-se:

$$\mu = \frac{2}{r_s^2} \int_{r_{sna}}^{r_s} \sqrt{1 - \frac{\mu^2 K^2 r_s^2}{r^2}} r dr = \frac{2}{r_s^2} \int_{r_{sna}}^{r_s} \sqrt{r^2 - \mu^2 K^2 r_s^2} dr \quad (2.53)$$

Fazendo-se uma mudança de variável $q = r/r_s \rightarrow dr = r_s dq$, os limites de integração tornam-se r_{sna}/r_s e $r_s/r_s = 1$ para os limites inferior e superior, respectivamente.

De acordo com Bayvel e Orzechowski (1993), 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, $S = r_{sna}/r_s$. A equação 2.53 se torna:

$$\mu = \frac{2}{r_s^2} \int_S^1 \sqrt{qr_s^2 - \mu^2 K^2 r_s^2} r_s dq = 2 \int_S^1 \sqrt{q - \mu^2 K^2 r_s^2} dq \quad (2.54)$$

Pelas tabelas de integração, tem-se:

$$\int \sqrt{x^2 - a^2} dx = \frac{x\sqrt{x^2 - a^2}}{2} - \frac{a^2}{2} \ln(x + \sqrt{x^2 - a^2})$$

Resolvendo a Equação 2.54, obtém-se a relação entre S e os parâmetros do injetor expressos pela seguinte equação transcendental:

$$\mu = \sqrt{1 - \mu^2 K^2} - S\sqrt{S^2 - \mu^2 K^2} - \mu^2 K^2 \left[\ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \mu^2 K^2}}{S + \sqrt{S^2 - \mu^2 K^2}} \right) \right] \quad (2.55)$$

O ângulo do cone de *spray* é a razão entre as velocidades tangencial e axial. As gotas do *spray* circunscrevem uma superfície hiperboloidal de revolução cuja assíntota é uma superfície cônica. O ângulo α pode ser calculado de forma simplificada através da razão:

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{\bar{v}}{\bar{u}} \quad (2.56)$$

onde \bar{v} e \bar{u} são as componentes tangencial e axial da velocidade, respectivamente, sobre um raio médio \bar{r} :

$$\bar{r} = \frac{1}{2}(r_s + r_{sna}) \quad (2.57)$$

As componentes tangencial \bar{v} e axial \bar{u} da velocidade sobre o raio \bar{r} podem ser calculadas a partir das Equações 2.45 e 2.46, respectivamente:

$$\bar{v} = \mu \frac{Kr_s}{\bar{r}} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad \text{e} \quad \bar{u} = \sqrt{1 - \frac{\mu^2 K^2 r_s^2}{\bar{r}^2}} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.58)$$

Levando em conta a definição do raio médio \bar{r} , as equações acima, tornam-se:

$$\bar{v} = \frac{\mu Kr_s}{\frac{1}{2}(r_s + r_{sna})} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad \text{e} \quad \bar{u} = \sqrt{1 - \frac{\mu^2 K^2 r_s^2}{\frac{1}{4}(r_s + r_{sna})^2}} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.59)$$

Utilizando a definição do raio adimensional do vórtice de gás, $S = r_{sna}/r_s$, obtêm-se:

$$\bar{v} = \frac{2\mu K}{(1+S)} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad \text{e} \quad \bar{u} = \frac{\sqrt{(1+S)^2 - 4\mu^2 K^2}}{(1+S)} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.60)$$

Substituindo as equações acima dentro da Equação 2.56, obtêm-se:

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{2\mu K}{\sqrt{(1+S)^2 - 4\mu^2 K^2}} \quad (2.61)$$

No trabalho de Kulagin (1970) uma equação mais completa é obtida para o ângulo de cone do *spray* considerando a interação de escoamentos circulares e elementares do líquido, saindo do orifício de descarga em diferentes ângulos (a equação anterior é calculada a partir de uma média onde o valor obtido é superior a dinâmica do escoamento obtida por esta equação). A equação obtida nesse trabalho tem a forma:

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{2\mu K \left[\sqrt{1 - \mu^2 K^2} - S \sqrt{S^2 - \mu^2 K^2} - \mu K \left(\cos^{-1}(\mu K) - \cos^{-1} \left(\frac{\mu K}{S} \right) \right) \right]}{1 - S^2 + 2\mu^2 K^2 \ln S} \quad (2.62)$$

Os parâmetros S e ε podem ser também relacionados entre si.

$$\varepsilon = 1 - S^2 \quad \text{ou} \quad S = \sqrt{1 - \varepsilon} \quad (2.63)$$

Como os parâmetros μ , K e S são dependentes de ε , conseqüentemente, o ângulo α , a partir da Equação 2.62, pode ser escrito da seguinte forma:

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{2\sqrt{2}(1 - \varepsilon)}{\sqrt{(2 - \varepsilon)(1 + \sqrt{1 - \varepsilon})^2 - 8(1 - \varepsilon)^2}} \quad (2.64)$$

Assim, as Equações 2.43, 2.44, 2.55 e 2.61 expressam a relação entre as dimensões geométricas e as condições de operação dos injetores centrífugos e do escoamento invíscido.

A solução acima é um bom ponto de partida para obter as principais dimensões do injetor. A precisão da vazão mássica e do ângulo de cone do *spray* é boa para vazões acima de 5 g/s e baixos valores do parâmetro $B = R\sqrt{\pi/A_e}$ (HINCKEL *et al.*, 2008).

Os desvios em relação à solução ideal para baixas vazões mássicas são devidos principalmente às perdas viscosas que tornam-se mais importantes quando o número de Reynolds do fluxo diminui. Outra fonte de erros para baixa vazão mássica é a perda de precisão dimensional do mecanismo dos orifícios de entrada e do orifício de descarga (HINCKEL *et al.*, 2008).

2.2. Características do escoamento de um fluido viscoso

Como foi visto, a diferença básica entre os injetores centrífugos e outros tipos de injetores é que o líquido possui uma quantidade de movimento angular em relação ao eixo do injetor. A maior quantidade de movimento angular sobre o líquido condiciona uma série de características na operação de um injetor

centrífugo tais como a formação de um vórtice de gás, a diminuição do coeficiente de descarga e o aumento do ângulo de cone do *spray*.

No caso de um líquido ideal, a quantidade de movimento das forças externas atuando sobre o líquido na câmara de vórtice é igual a zero e o escoamento obedece à lei da conservação da quantidade de movimento. Aproximando-se do eixo do injetor, a componente tangencial da velocidade aumenta inversamente proporcional ao raio.

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 por Borodin *et al.*, (1967), com base na condição de que as forças em equilíbrio atuam sobre um elemento líquido, como apresentado na Figura 2.5.

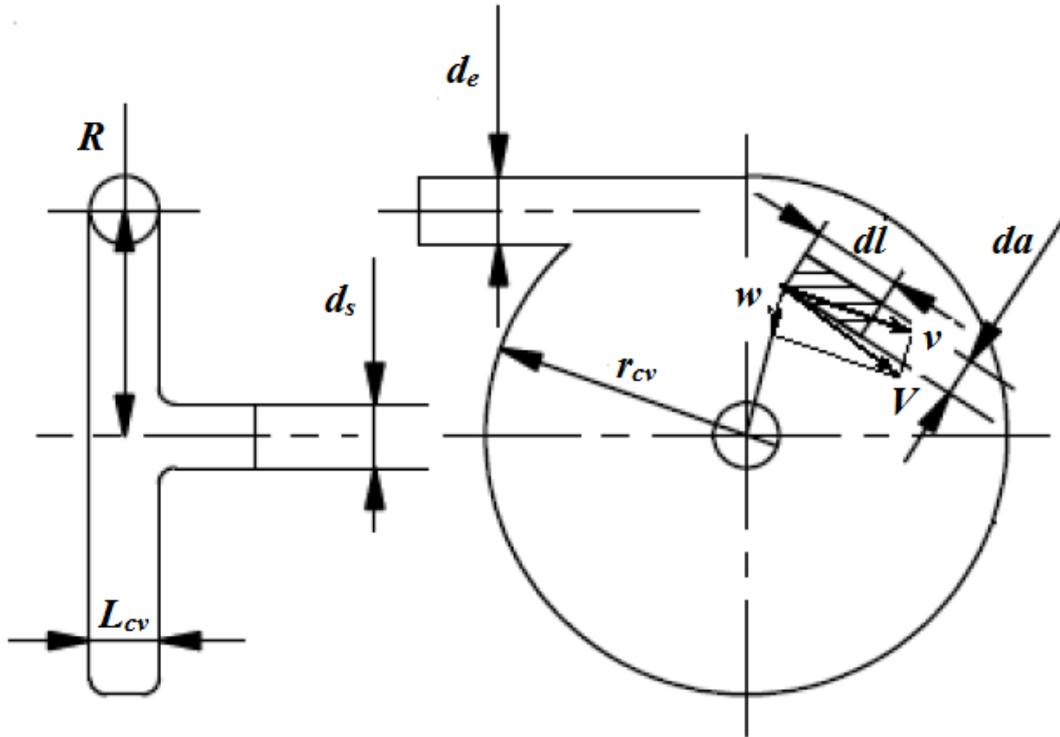


Figura 2.5 - Esquema de funcionamento do injetor para cálculos de momento angular.

Fonte: adaptada de Borodin *et al.*, (1967)

Considerando um elemento líquido de altura h , igual ao comprimento da câmara de vórtice ($h = L_{cv}$), com largura da , comprimento dl . A massa desse elemento é dado por:

$$dm = \rho h d l d a \quad (2.65)$$

e a quantidade de movimento angular,

$$M' = v r d m \quad (2.66)$$

Os lados do elemento de volume do líquido tocando as paredes da câmara de vórtice têm área $dA = 2 d l d a$. A força de atrito sobre esses lados é dada por:

$$dF = \tau d A \quad (2.67)$$

onde τ é a tensão de cisalhamento, função do coeficiente de atrito de Fanning λ e da velocidade total V do elemento de volume,

$$\tau = \frac{\lambda \rho V^2}{4} \frac{v}{2} \quad (2.68)$$

A quantidade de movimento da força de atrito (torque) é dado por:

$$N' = \vec{r} \times \overline{d\vec{F}} = |r| |dF| [\sin(-\theta)] = -r dF \frac{v}{V} \quad (2.69)$$

Então,

$$N' = -\frac{\lambda}{4} \rho V v r d\alpha \quad (2.70)$$

Tem-se que a variação da quantidade de movimento angular é igual à quantidade de movimento das forças externas:

$$\frac{dM'}{dt} = \frac{dM'}{dr} \frac{dr}{dt} = N' \quad (2.71)$$

A quantidade de movimento angular de uma unidade de volume de líquido incompressível é dada por:

$$M = \rho v r \quad (2.72)$$

Substituindo as expressões para M' e N e notando que $dr/dt = -w$, obtém-se:

$$dM = \frac{\lambda V \rho v r dr}{4 h w} \quad (2.73)$$

A componente radial da velocidade w em termos da vazão mássica é:

$$w = \frac{\dot{m}}{2\rho\pi r h} \quad (2.74)$$

Substituindo a velocidade total $V = \sqrt{v^2 + w^2}$ e a definição de w na Equação 2.74, obtém-se a equação diferencial que determina a variação da quantidade de movimento angular na câmara de vórtice durante o escoamento de um líquido viscoso:

$$\int_{M_e}^{M_s} \frac{dM}{M\sqrt{M^2 + \gamma^2}} = \frac{\lambda\pi}{2\dot{m}} \int_R^{r_s} dr \quad (2.75)$$

onde:

$$\gamma = \rho w r = \frac{\dot{m}}{2\pi h} \quad (2.76)$$

Pelas tabelas de integração, tem-se:

$$\int \frac{dx}{x\sqrt{x^2 + a^2}} = -\frac{1}{a} \ln \left(\frac{x + \sqrt{x^2 + a^2}}{x} \right)$$

Integrando o lado esquerdo da Equação 2.75 dentro dos limites de M_e até M_s e o lado direito dentro dos limites de R até r_s , encontra-se:

$$\ln \frac{M_s(\gamma + \sqrt{M_e^2 + \gamma^2})}{M_e(\gamma + \sqrt{M_s^2 + \gamma^2})} = -\frac{\lambda}{4h} (R - r_s) \quad (2.77)$$

Rearranjando esta equação, obtém-se:

$$\frac{M_s}{1 + \sqrt{\frac{M_s^2}{\gamma^2} + 1}} = \frac{M_e}{(\cosh \xi + \sinh \xi) \left(1 + \sqrt{\frac{M_e^2}{\gamma^2} + 1} \right)} \quad (2.78)$$

onde:

$$\xi = \frac{\lambda}{4h}(R - r_s) \quad (2.79)$$

Fazendo a distributiva no lado direito da equação, obtém-se:

$$\frac{M_s}{1 + \sqrt{\frac{M_s^2}{\gamma^2} + 1}} = \frac{M_e}{\cosh \xi + \sinh \xi + (\cosh \xi + \sinh \xi) \sqrt{\frac{M_e^2}{\gamma^2} + 1}} \quad (2.80)$$

A partir de uma análise desta expressão, segue-se que sob a influência do atrito, a quantidade de movimento angular diminui à medida que o líquido aproxima-se do orifício de descarga.

A Equação 2.82 pode ser simplificada, se $\cosh \xi$ e $\sinh \xi$ forem expandidos em séries de Taylor:

$$\cosh x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n)!} x^{2n} = 1 + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} + \frac{x^6}{6!} + \dots$$

$$\sinh x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)!} x^{2n+1} = x + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} + \frac{x^7}{7!} + \dots$$

Utilizando apenas o primeiro termo de cada série, isto é, admitindo que $\cosh \xi = 1$ e $\sinh \xi = \xi$, obtém-se a seguinte equação, conforme descrito por Borodin *et al.*, (1967):

$$M_s = \frac{M_e}{1 + \xi \sqrt{\frac{M_e^2}{\gamma^2} + 1}} \quad (2.81)$$

Considerando que o comprimento da câmara de vórtice é no mínimo igual a duas vezes o diâmetro do orifício de descarga ($h = L_{cv} = d_s = 2r_s$) - para evitar instabilidades - e uma vez que a quantidade de movimento angular inicial (quando o líquido entra na câmara de vórtice) é dado por

$$M_e = \rho v_e R = \frac{\dot{m}R}{A_e} \quad (2.82)$$

Substituindo M_e e γ , a partir das Equações 2.84 e 2.76, e utilizando a definição do parâmetro geométrico característico K , obtém-se a seguinte expressão:

$$M_s = \frac{M_e}{1 + \xi \sqrt{16K^2 + 1}} \quad (2.83)$$

O erro relativo existente nessa equação não excede 3%, se $K \leq 16$ e $\lambda \leq 0,2$, isto é, abrange praticamente toda a faixa de valores encontrados para K e λ utilizados em injetores centrífugos. Geralmente esse erro é uma fração de 1% (BORODIN *et al.*, 1967).

Quando $K > 1$, pode-se desprezar o número “1” na Equação acima em relação a “16K” e então a fórmula pode ser escrita como (BORODIN *et al.*, 1967):

$$M_s = \frac{M_e}{1 + \xi 4K} \quad (2.84)$$

Substituindo as definições de ξ e K , a partir das Equações 2.79 e 2.39, obtém-se:

$$M_s = \frac{M_e}{1 + \frac{\lambda}{2}(B^2 - K)} \quad (2.85)$$

onde B é um parâmetro definido como a razão entre o raio de vórtice e a área total dos orifícios de entrada:

$$B = R \sqrt{\frac{\pi}{A_e}} \quad (2.86)$$

O erro presente na Equação 2.85 não excede 1%. Assim, o erro relativo durante o cálculo da quantidade de movimento angular pela Equação 2.85 não excede 4% em relação aos resultados obtidos pela Equação completa em 2.83, se $1 < K < 16$ e $\lambda < 0,2$. Se $n \leq 6$ (números maiores de orifícios de entrada não são utilizados em injetores centrífugos), o erro na Equação 2.85 também é pequeno e não excede 1-2% (BORODIN *et al.*, 1967).

De acordo com a análise feita por Borodin *et al.*, (1967), na teoria do injetor centrífugo para líquidos reais, a Equação 2.85 é suficientemente precisa. A quantidade de movimento angular, de acordo com esta equação, diminui quando o coeficiente de atrito λ e o parâmetro geométrico característico K aumentam.

A Equação 2.85 pode ser obtida diretamente a partir da Equação 2.75, se considerar que a componente radial da velocidade w^2 é desprezível em relação a componente tangencial da velocidade v^2 , que é o mesmo que γ^2 em relação a M^2 , ou seja:

$$\int_{M_e}^{M_s} \frac{dM}{M^2} = \frac{\lambda\pi}{2\dot{m}} \int_R^{r_s} dr \quad (2.87)$$

Integrando a equação acima, obtém-se:

$$\frac{1}{M_s} - \frac{1}{M_e} = \frac{\lambda\pi}{2\dot{m}} (R - r_s) \quad (2.88)$$

Substituindo $\dot{m} = 2\pi\gamma h$ e a definição de ξ , com alguns rearranjos, obtém-se:

$$M_s = \frac{M_e}{1 + \xi \frac{M_e}{\gamma}} \quad (2.89)$$

A quantidade de movimento angular na saída do injetor é dado por:

$$M_s = \frac{\dot{m}K}{\pi r_s} \quad (2.90)$$

Substituindo as definições de M_s , M_e , γ e ξ , a partir das Equações 2.90, 2.82, 2.79 e 2.76, respectivamente, com alguns rearranjos, obtém-se:

$$K_{eq} = \frac{Rr_s}{\frac{A_e}{\pi} + \left(\frac{\lambda}{2}\right)R(R - r_s)} \quad (2.91)$$

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:

$$K_{eq} = \frac{K}{1 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)(B^2 - K)} \quad (2.92)$$

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:

$$K_{eq} = \frac{K}{1 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)(B^2 \sin \vartheta - K)} \quad (2.93)$$

A partir da análise das Equações 2.92 e 2.93, segue-se que o parâmetro característico equivalente K_{eq} é menor que o parâmetro geométrico K . Mas uma vez que K diminui, o coeficiente de descarga μ aumenta, chegando-se a uma importante conclusão de que o coeficiente de descarga do injetor

centrífugo aumenta com as perdas viscosas e estes aumentos serão mais fortes quanto maior for o coeficiente de atrito λ e o parâmetro B .

Comparando as Equações 2.85 e 2.92, vê-se que:

$$\frac{K_{eq}}{K} = \frac{M_s}{M_e} \quad (2.94)$$

A razão entre o parâmetro característico e o parâmetro geométrico é igual a razão entre a quantidade de movimento angular na saída do orifício de descarga e a quantidade de movimento angular na câmara de vórtice. Desta forma, o parâmetro característico equivalente causa uma diminuição da quantidade de movimento angular na câmara vórtice.

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.

No elemento líquido atua uma força dF . O trabalho desta força sobre a trajetória do líquido é dado por:

$$dW = dFds \quad (2.95)$$

Então a perda de energia por uma unidade de volume de líquido pode ser escrita na forma:

$$dE = \frac{\lambda}{4h} \rho V^2 ds \quad (2.96)$$

Mas ds pode ser facilmente expresso através de dr :

$$ds = -\frac{V}{w} dr \quad (2.97)$$

onde r é a distância do elemento em relação ao eixo da câmara de vórtice.

Substituindo w , a partir da Equação 2.74, obtém-se a equação diferencial das perdas de energia na câmara de vórtice:

$$dE = -\frac{\lambda\pi}{2Q} \rho V^3 r dr \quad (2.98)$$

Para simplificar a equação acima durante a integração, despreza-se a componente radial da velocidade w em relação a componente tangencial da velocidade v , isto é, assume-se que $V = v$.

A componente tangencial da velocidade v pode ser expressa pela equação da quantidade de movimento, a partir de uma equação semelhante a Equação 2.85, substituindo $M_s = \rho v r$ e M_e , a partir da Equação 2.82, na seguinte forma:

$$v = \frac{QR}{\left[1 + \frac{\lambda}{2}(B^2 - K)\right] A_e r} \quad (2.99)$$

Rearranjando a equação acima, obtém-se:

$$v = \frac{2Q}{\left(\frac{2r_s}{\lambda K} + R - r\right) \pi \lambda r} \quad (2.100)$$

Substituindo a Equação 2.100 dentro da Equação 2.98, obtém-se:

$$dE = \frac{4\rho Q^2}{\lambda^2 \pi^2} \frac{dr}{r^2 (r - x)^3} \quad (2.101)$$

onde:

$$x = R + \frac{2r_s}{\lambda K} \quad (2.102)$$

A perda total de energia na câmara de vórtice é:

$$\Delta E = \frac{4\rho Q^2}{\lambda^2 \pi^2} \int_R^{r_s} \frac{dr}{r^2(r-x)^3} \quad (2.103)$$

Fazendo-se uma mudança de variável $q = r/r_s \rightarrow dr = r_s dq$, os limites de integração tornam-se R/r_s e $r_s/r_s = 1$ para os limites inferior e superior, respectivamente.

De acordo com Borodin *et al.* (1967), pode-se definir 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, $C = R/r_s$. Contudo, a equação acima, torna-se:

$$\Delta E = \frac{4\rho Q^2}{\lambda^2 \pi^2 r_s^4} \int_C^1 \frac{dq}{q^2(q-y)^3} \quad (2.104)$$

onde:

$$y = C + \frac{2}{\lambda K} \quad (2.105)$$

Resolvendo a integral, obtém-se:

$$\Delta E = \frac{4\rho Q^2}{\lambda^2 \pi^2 r_s^4} \Delta \quad (2.106)$$

onde:

$$\Delta = \frac{1}{y^3 q} - \frac{1}{2y^2(q-y)^2} + \frac{2}{y^3(q-y)} + \frac{3}{y^4} \ln\left(\frac{q-y}{q}\right) \quad (2.107)$$

Aplicando os limites de integração em q a partir de C até 1, obtém-se:

$$\Delta = \frac{C-1}{y^3 C} + \frac{(1-y)^2 - (C-y)^2}{2y^2(1-y)^2(C-y)^2} + \frac{2(C-1)}{y^3(1-y)(C-y)} + \frac{3}{y^4} \ln\left(\frac{(1-y)C}{C-y}\right) \quad (2.108)$$

Com algumas transformações, torna-se:

$$\Delta E = \frac{\rho Q^2}{2\pi^2 r_s^4} \Delta \quad (2.109)$$

onde:

$$\Delta = \frac{\lambda}{\xi^2} \left\{ \frac{1}{\xi} \left(1 - \frac{1}{C} \right) + \lambda \left[\frac{K^2}{4} - \frac{1}{(2\xi - \lambda)^2} + \frac{K}{\xi} - \frac{2}{\xi(2\xi - \lambda)} + \frac{3}{2\xi^2} \ln\left(\frac{(2\xi - \lambda)KC}{2}\right) \right] \right\} \quad (2.110)$$

e,

$$(2.111)$$

$$\xi = \frac{1}{K} + \frac{\lambda}{2} C$$

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 de vórtice. De acordo com os experimentos realizados por Klyachko (1962), este coeficiente é uma função do número de Reynolds, dado por:

$$\log \lambda = \frac{25,8}{(\log Re)^{2,58}} - 2 \quad (2.112)$$

A Equação 2.112 foi estabelecida como resultado de extensivas investigações de injetores na faixa de $Re = 10^3-10^5$. Os valores de λ determinada a partir da Equação 2.112 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 número de Reynolds Re é calculado com base nas condições de entrada para o escoamento do líquido nos orifícios de entrada, dado pela seguinte fórmula:

$$Re = \frac{v_e d}{\nu} \quad (2.113)$$

onde ν é a viscosidade cinemática e d o diâmetro do orifício equivalente que pode ser determinado como segue:

$$\frac{\pi d^2}{4} = n \frac{\pi d_e^2}{4} \quad (2.114)$$

Por isso,

$$d = \sqrt{n} d_e \quad (2.115)$$

A velocidade v_e é dado por:

$$v_e = \frac{\dot{m}}{\rho A_e} = \frac{4\dot{m}}{\rho n \pi d_e^2} \quad (2.116)$$

Substituindo as duas relações acima dentro da Equação 2.113, obtém-se:

$$Re = \frac{4m\sqrt{nd_e}}{\pi\rho v n d_e^2} = \frac{4\dot{m}}{\pi\mu\sqrt{nd_e}} \quad (2.117)$$

Devido ao atrito na parede da câmara de vórtice, a quantidade de movimento angular e a pressão total na entrada do orifício de descarga é menor do que nos orifícios de entrada tangencial do injetor.

Mas na seção do orifício de descarga, entre r_s e r_{sna} , as leis da conservação da quantidade de movimento e energia mantêm-se.

Na prática, as condições reais podem ser levadas em conta, introduzindo o coeficiente de perda hidráulica ξ_i , que caracteriza a queda de pressão total no injetor, e o coeficiente de perda da quantidade de movimento angular K_λ (BAZAROV *et al.*, 2004):

$$\Delta P = \frac{1}{2}\rho(u_s^2 + v_{sna}^2 + \xi_i v_e^2) + \Delta E \quad (2.118)$$

Assim,

$$u_s = \sqrt{2\frac{\Delta P}{\rho} - \xi_i v_e^2 - v_{sna}^2 - 2\frac{\Delta E}{\rho}} \quad (2.119)$$

A vazão mássica real através do bico do injetor pode ser representada na seguinte forma:

$$\dot{m} = \rho \varepsilon \pi r_s^2 u_s = \rho \varepsilon \pi r_s^2 \sqrt{2\frac{\Delta P}{\rho} - \xi_i v_e^2 - v_{sna}^2 - 2\frac{\Delta E}{\rho}} \quad (2.120)$$

onde,

$$v_e = \frac{\dot{m}}{\rho A_e} \quad \text{e} \quad v_{sna} = \frac{K_\lambda R v_e}{r_{sna}} \quad (2.121)$$

onde K_λ representa a perda da quantidade de movimento angular. A substituição das definições do parâmetro geométrico, K , do coeficiente de preenchimento, ε , e do coeficiente de divergência do injetor, $C = R\sqrt{\pi/A_s} = R/r_s$, fornecem:

$$v_e = \frac{\dot{m}K}{\rho\pi r_s R} = \frac{\dot{m}K}{\rho\pi r_s^2 C} = \frac{\dot{m}K}{\rho A_s C} \quad (2.122)$$

e,

$$v_{sna} = \frac{K_\lambda R v_e}{r_s \sqrt{1-\varepsilon}} = \frac{K_\lambda R \dot{m}K}{\rho r_s A_s B \sqrt{1-\varepsilon}} = \frac{K_\lambda \dot{m}K}{\rho \pi r_s^2 \sqrt{1-\varepsilon}} \quad (2.123)$$

A substituição das Equações 2.122 e 2.123 dentro da Equação 2.119, levando a definição do coeficiente de descarga, μ , e o rearranjo do resultado produz uma expressão explícita para o parâmetro geométrico característico K que é responsável por perdas viscosas:

$$\mu = \frac{\dot{m}}{\rho \pi r_s^2 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}}} \quad (2.124)$$

onde o coeficiente de descarga, μ , toma a forma:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{K^2 K_\lambda^2}{1-\varepsilon} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}} \quad (2.125)$$

Como é evidente, o coeficiente de descarga, μ , depende do coeficiente de preenchimento, ε , da combinação dos parâmetros geométricos, K e C , da perda hidráulica, ξ_i , e da perda da quantidade de movimento angular, K_λ . Com o uso do princípio da vazão máxima, aplicando a condição $d\mu/d\varepsilon = 0$ na equação acima, obtém-se:

$$\frac{d\mu}{d\varepsilon} = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{K^2 K_\lambda^2}{1-\varepsilon} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta \right)^{-3/2} \left(\frac{K^2 K_\lambda^2}{(1-\varepsilon)^2} - \frac{2}{\varepsilon^3} \right) = 0 \quad (2.126)$$

Como o primeiro termo entre parênteses na equação acima é positivo, o segundo termo deve ser igual à zero, resultando na seguinte relação entre o parâmetro geométrico característico K , a perda da quantidade de movimento angular K_λ e o coeficiente de preenchimento ε :

$$KK_\lambda = \frac{(1-\varepsilon)\sqrt{2}}{\varepsilon\sqrt{\varepsilon}} \quad (2.127)$$

Como visto, $\xi_i(K^2/C^2)$ não depende de ε , e portanto, usando o princípio da vazão máxima, obteve-se a mesma relação entre K e ε , como na Equação 2.34. A substituição dessa relação acima dentro da Equação 2.125 com alguns rearranjos fornece o valor ótimo do coeficiente de descarga μ :

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{2-\varepsilon}{\varepsilon^3} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}} \quad (2.128)$$

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 assumir que (BAZAROV *et al.*, 2004):

$$\xi_i = \xi_e + \lambda \frac{l_e}{d_e} \quad (2.129)$$

onde ξ_e é o coeficiente de perda de pressão nos orifícios de entrada, obtido através da Figura 2.6, l_e/d_e a razão entre o comprimento pelo diâmetro do orifício de entrada e λ o coeficiente de atrito determinado experimentalmente.

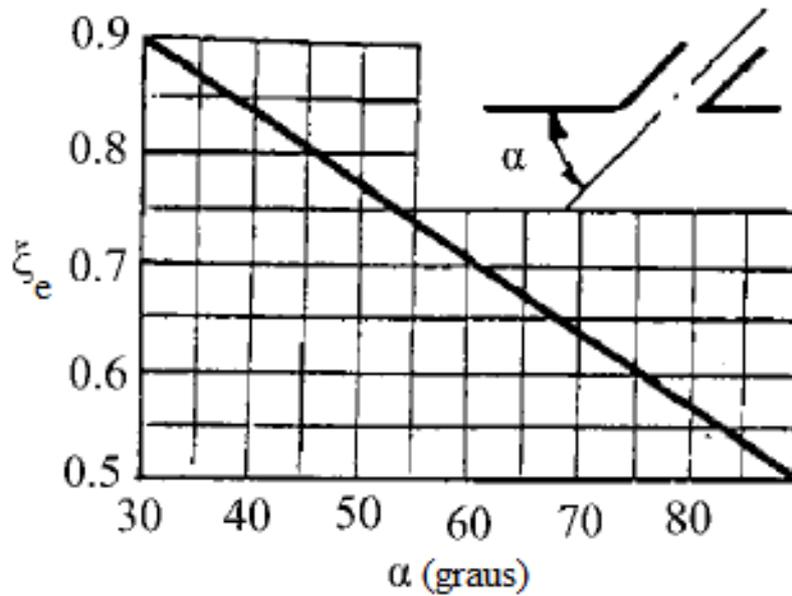


Figura 2.6 - Efeito do ângulo de inclinação dos orifícios de entrada sobre o coeficiente de perda ξ_e .

Fonte: Bazarov *et al.*, (2004)

Segundo Kulagin (1970), um método de cálculo para injetores centrífugos levando em conta a altura (comprimento) da câmara de vórtice foi elaborado por Kirsanov e Korobkov. Eles propuseram a seguinte equação para o cálculo do coeficiente de descarga:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{K^2 K_\lambda^2}{1 - \varepsilon} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Gamma}} \quad (2.130)$$

onde K é o parâmetro geométrico característico levando em conta a perda por atrito ao longo do comprimento da câmara de vórtice. Este parâmetro K é análogo ao parâmetro característico obtido por Klyachko (1962), distinguindo apenas pelos limites de integração que variam de 0 até $L_{cv}/2$ ao invés de R até r_s :

$$K_{eq} = \frac{Rr_s}{\frac{A_e}{\pi} + \left(\frac{\lambda}{2}\right)R\left(\frac{L_{cv}}{2}\right)} \quad (2.131)$$

O valor de Δ na Equação 2.128 que leva em conta a perda de energia devido ao atrito na face do topo da câmara de vórtice é agora substituído na Equação 2.130 pelo valor de Γ que representa a perda de energia durante o movimento do líquido ao longo do comprimento da câmara de vórtice. O valor de Γ pode ser determinado assim:

$$\Gamma = \left(1 - \frac{\mu^2 A_e^2}{K^2}\right) \left(\frac{1}{\xi_e^2} + \frac{r_s^2 K^2}{\mu R^2}\right) \quad (2.132)$$

O ângulo de cone do *spray* pode ser expresso por uma equação semelhante à Equação 2.46:

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{\bar{v}_\lambda}{\bar{u}_\lambda} \quad (2.133)$$

onde \bar{v}_λ e \bar{u}_λ são as componentes tangencial e axial da velocidade sobre um raio médio \bar{r} , respectivamente, a partir da Equação 2.59, com a introdução do coeficiente de perda da quantidade de movimento angular, K_λ , na velocidade \bar{v}_λ :

$$\bar{v}_\lambda = \mu \frac{K K_\lambda r_s}{\bar{r}} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad \text{e} \quad \bar{u}_\lambda = \sqrt{1 - \frac{\mu^2 K^2 K_\lambda^2 r_s^2}{\bar{r}^2}} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.134)$$

Utilizando a definição do raio adimensional do vórtice de gás, $S = r_{sna}/r_s$, obtêm-se:

$$\bar{v}_\lambda = \frac{2\mu K K_\lambda}{(1+S)} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.135)$$

e,

$$(2.136)$$

$$\bar{u}_\lambda = \frac{\sqrt{(1+S)^2 - 4\mu^2 K^2 K_\lambda^2}}{(1+S)} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}}$$

Conseqüentemente,

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{2\mu K K_\lambda}{\sqrt{(1+S)^2 - 4\mu^2 K^2 K_\lambda^2}} \quad (2.137)$$

A equação acima para determinação do ângulo de cone do *spray* para um líquido viscoso tem a mesma forma da equação para um líquido ideal, diferenciando apenas pelo fato de que o parâmetro geométrico característico é substituído pelo parâmetro característico equivalente do injetor. Esta equação não leva em consideração as perdas de energia.

Uma vez que o parâmetro característico equivalente é menor do que o parâmetro geométrico, o ângulo de cone do *spray* para um líquido viscoso é menor do que para um líquido ideal.

O desempenho do injetor pode ser convenientemente avaliado pelo parâmetro característico equivalente do injetor K_{eq} , a partir da Equação 2.63 (BAZAROV *et al.*, 2004):

$$K_{eq} \equiv K K_\lambda = \frac{(1 - \varepsilon_{eq})\sqrt{2}}{\varepsilon_{eq}\sqrt{\varepsilon_{eq}}} \quad (2.138)$$

Conseqüentemente,

$$\mu_{eq} = \varepsilon_{eq} \sqrt{\frac{\varepsilon_{eq}}{2 - \varepsilon_{eq}}} \quad \text{e} \quad \mu_\lambda = \frac{\mu_{eq}}{\sqrt{1 + \mu_{eq}^2 \left(\xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta \right)}} \quad (2.139)$$

Este método é conveniente porque as relações numéricas obtidas para um injetor ideal permanecem válidas para o injetor equivalente pela substituição de

K com K_{eq} . Uma vez que $K_\lambda < 1$ e $K_{eq} < K$, para o mesmo injetor sob o efeito da viscosidade. É evidente que o coeficiente de perda da quantidade de movimento angular, ξ_i , leva ao aumento dos coeficientes de descarga equivalente, μ_{eq} , e de preenchimento, ε_{eq} , e uma diminuição do ângulo de cone do *spray* equivalente α_{eq} dado por (BAZAROV *et al.*, 2004):

$$\mu_{eq} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_{eq}^2} + \frac{K_{eq}^2}{1 - \varepsilon_{eq}} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}} \quad (2.140)$$

$$\tan \frac{\alpha_{eq}}{2} = \frac{2\mu_{eq}K_{eq}}{\sqrt{(1 + S_{eq})^2 - 4\mu_{eq}^2 K_{eq}^2}} \quad \text{e} \quad S_{eq} = 1 - \varepsilon_{eq}^2 \quad (2.141)$$

A Equação 2.139 indica que para $K = \text{constante}$, o coeficiente μ_λ depende apenas do coeficiente de divergência do injetor C . De acordo com Bayvel e Orzechowski (1993), os resultados experimentais concordam muito bem com a Equação 2.140 quando K é substituído por K_{eq} , a partir da Equação 2.91. Para $C < 3$, deve-se levar em conta as perdas nos orifícios de entrada, uma vez que o coeficiente de descarga experimental é significativamente menor do que o calculado.

2.3. 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. 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 2.4.
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 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:

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

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 2.6, 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:

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

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 corrigir 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, uma vez que uma longa câmara determina 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 saída 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 .

3 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 interna e a externa é que a câmara externa possui maior área superficial de líquido e conseqüentemente a menor área ou até mesmo ausência do vórtice de gás. Nestes injetores, a mistura da fase líquida ocorre antes mesmo do filme líquido começar a desintegrar. A mistura dos propelentes podem ser feitas através de processos de mistura externa ou interna (BAZAROV *et al.*, 2004).

Injetores centrífugos bipropelentes foram utilizados extensivamente no programa espacial Russo. A abordagem Russa para o projeto do injetor foi empírica.

Os primeiros injetores centrífugos bipropelentes com mistura interna foram projetados para o motor OPM-11, onde apenas um dos propelentes era submetido a rotação. Pchenikova e Klyachko (1962) estudaram um injetor centrífugo com mistura externa, onde ambos os estágios eram centrífugos. Paralelamente desenvolveu-se o injetor centrífugo bipropelente com mistura interna (SOUZA, 2001).

O motor Russo RD-0110, empregado no terceiro estágio do veículo espacial Soyuz utilizava injetores centrífugos bipropelentes para injeção de querosene e oxigênio líquido. Estes injetores tinham 6 orifícios de entrada tangencial em ambas as câmaras de vórtice (SOUZA, 2001).

3.1. Injetores com mistura externa

A Figura 3.1 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 injetor externo para que os filmes de combustível e oxidante interceptem e 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 categorias: fechado, semiaberto e aberto.

Na primeira versão (a), o fluido do 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 projetado 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 hidraulicamente independentes e a atomização depende diretamente da interação entre os fluxos das duas câmaras.

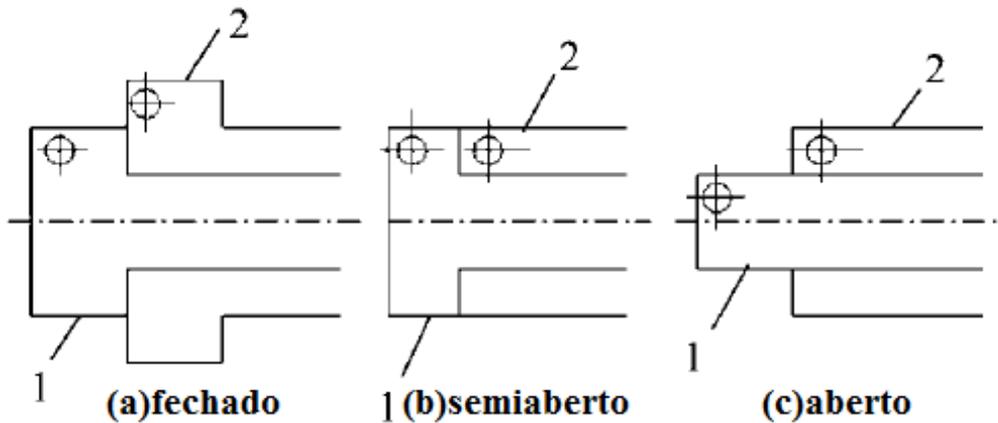


Figura 3.1 - Injetores centrífugos duais com mistura externa. O injetor interno é indicado por 1 e o externo por 2.
 Fonte: Bazarov *et al.*, (2004)

3.2. 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.

Semelhante a proposta de Abramovich (1944), define-se o parâmetro geométrico característico K_2 para a câmara secundária como:

$$K_2 = \frac{A_{s2}R_2}{A_{e2}(r_{s2} - r_{s1})} = \frac{\pi R_2(r_{s2}^2 - r_{s1}^2)}{A_{e2}(r_{s2} - r_{s1})} \quad (3.1)$$

O raio do orifício de descarga da câmara primária é dado por:

$$r_{s1} = r_s + \delta_{s1} \quad (3.2)$$

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.

Conforme visto anteriormente, a equação que determina a variação da quantidade de movimento na câmara de vórtice durante o escoamento de um líquido viscoso, é dado por:

$$(3.3)$$

$$M_s = \frac{M_e}{1 + \xi \frac{M_e}{\gamma}}$$

onde:

$$\xi = \frac{\lambda}{4h_2} [R_2 - (r_{s2} - r_{s1})] \quad \text{e} \quad \gamma = \rho wr = \frac{\dot{m}}{2\pi h_2} \quad (3.4)$$

O comprimento da câmara de vórtice h_2 é aproximadamente:

$$h_2 = 2(r_{s2} - r_{s1}) \quad (3.5)$$

A quantidade de movimento angular inicial (quando o líquido entra na câmara de vórtice) é dada por:

$$M_e = \rho v_{e2} R_2 = \frac{\dot{m} R_2}{A_{e2}} \quad (3.6)$$

A quantidade de movimento angular na saída do injetor é dada por:

$$M_s = \frac{\dot{m} K_2 (r_{s2} - r_{s1})}{\pi (r_{s2}^2 - r_{s1}^2)} \quad (3.7)$$

Substituindo M_e e γ , a partir das Equações 3.5 e 3.6, dentro da Equação 3.7 e introduzindo o parâmetro K , obtém-se:

$$M_s = \frac{M_e}{1 + 4\xi K_2 \frac{(r_{s2} - r_{s1})^2}{(r_{s2}^2 - r_{s1}^2)}} \quad (3.8)$$

Substituindo as definições de M_s , M_e , γ e ξ , a partir das Equações 3.8, 3.6 e 3.4, respectivamente, com alguns rearranjos, obtém-se:

$$K_{eq2} = \frac{R_2(r_{s2}^2 - r_{s1}^2)}{\frac{A_{e2}(r_{s2} - r_{s1})}{\pi} + \frac{\lambda}{2}R_2(r_{s2} - r_{s1})[R_2 - (r_{s2} - r_{s1})]} \quad (3.9)$$

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 a câmara primária através da Equação 2.110.

Em injetores centrífugo duais, quando ambas as folhas de líquido colidem-se 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:

$$\tan \frac{\alpha_f}{2} = \frac{v_f}{u_f} = \frac{\dot{m}_2 V_2 \sin\left(\frac{\alpha_2}{2}\right) + \dot{m}_1 V_1 \sin\left(\frac{\alpha_1}{2}\right)}{\dot{m}_2 V_2 \cos\left(\frac{\alpha_2}{2}\right) + \dot{m}_1 V_1 \cos\left(\frac{\alpha_1}{2}\right)} \quad (3.10)$$

onde V_2 e V_1 são obtidos através das seguintes equações:

$$V_2 = \mu_2 \sqrt{\frac{2\Delta P_2}{\rho_2}} \quad \text{e} \quad V_1 = \mu_1 \sqrt{\frac{2\Delta P_1}{\rho_1}} \quad (3.11)$$

3.3. Injetor 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 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 parâmetro geométrico característico K e o coeficiente de descarga μ para o injetor externo a partir do gráfico da Figura 2.4.
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 $K > 4 - 5$, $l_{s2} = (0,25 - 0,5) d_{s2}$.

3.4. Injetores com mistura interna

A Figura 3.2 mostra três configurações diferentes de injetores com mistura interna. De modo similar aos injetores com mistura externa, a câmara primária está localizada concêntricamente 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. Nessa região do injetor externo onde ocorre a colisão é denominado misturador e seu comprimento l_{mix} pode ser variado para fornecer o tempo de residência τ_{mix} desejado do fluxo misturado.

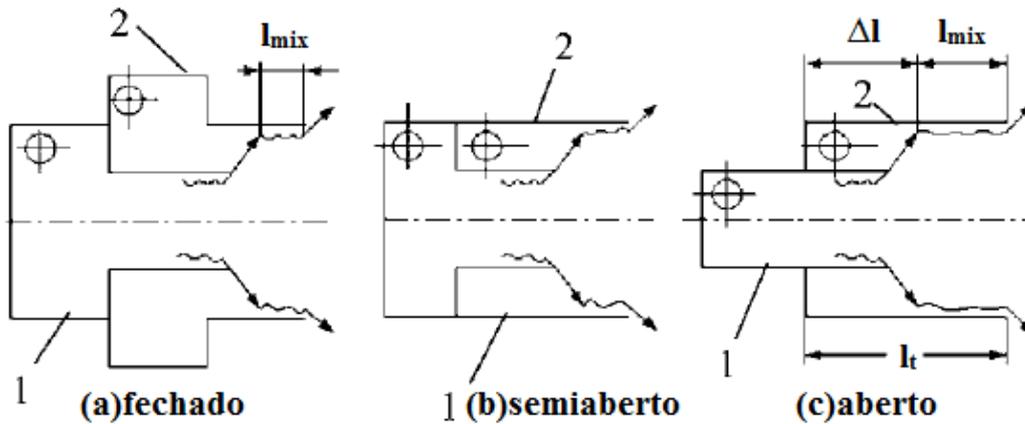


Figura 3.2 - Injetores centrífugos duais com mistura interna. O injetor interno é indicado por 1 e o externo por 2.
 Fonte: Bazarov *et al.*, (2004)

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).

O comprimento do misturador l_{mix} pode ser calculado utilizando a seguinte equação empírica:

$$l_{mix} = \sqrt{2}\tau_{mix} \left(\frac{K_m \mu_2}{(K_m + 1)\varepsilon_2} \sqrt{\frac{\Delta P_2}{\rho_2}} + \frac{\mu_1}{(K_m + 1)\varepsilon_1} \sqrt{\frac{\Delta P_1}{\rho_1}} \right) \quad (3.12)$$

onde K_m é definido como a razão entre os coeficientes de preenchimento dos injetores interno e externo:

$$K_m = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (3.13)$$

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.

4 TEORIA E PROJETO DE INJETORES JATO-CENTRÍFUGOS

Os injetores jato-centrífugos têm as características dos injetores a jato e dos injetores centrífugos combinadas entre si. Um esquema de projeto de injetores jato-centrífugos com ou sem inserto são apresentados na Figura 4.1.

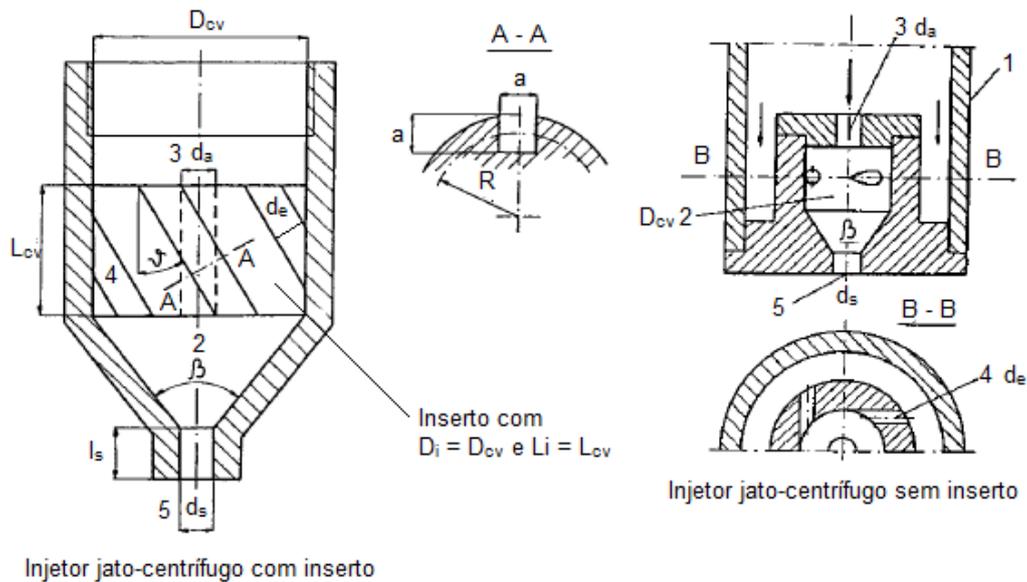


Figura 4.1 - Esquemas de injetores jato-centrífugos.

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 4.2 é apresentado o escoamento de um líquido através de um injetor jato-centrífugo.

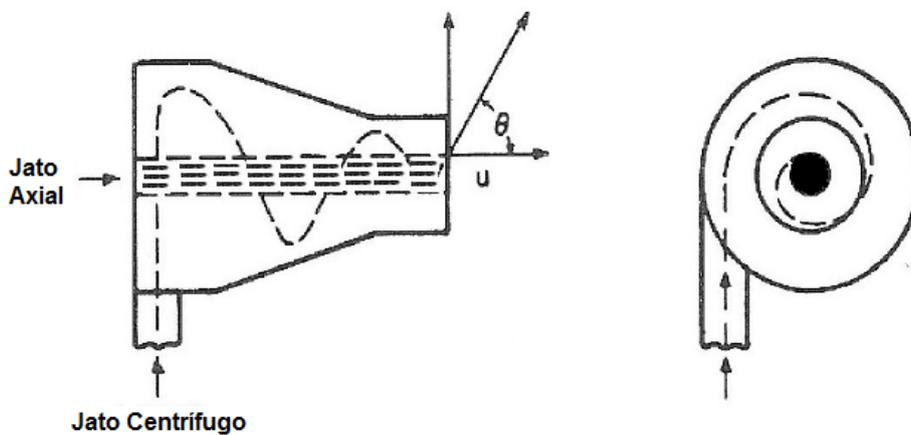


Figura 4.2 – Escoamento de líquido através de um injetor jato-centrífugo.

O jato centrífugo tem uma componente tangencial v e axial u da velocidade, sendo esta última menor do que a velocidade do jato axial $u < u_a$. O jato centrífugo move-se 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 (BAYVEL e ORZECOWSKI, 1993).

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 ocorrem 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 (BAYVEL e ORZECOWSKI, 1993).

4.1. 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 atomizador 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,

(4.1)

$$\frac{v}{r} = \frac{v_s}{r_s}$$

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 esta 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-se que:

$$P_e = \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2) + P_s \quad (4.2)$$

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 :

$$\dot{m}_s = \dot{m}_a + \dot{m}_l \quad (4.3)$$

Além disso, esse raciocínio é relevante para um atomizador com uma inserção de turbilhão, no entanto, é válida também para outros projetos de atomizadores jato-centrífugos.

Os termos na equação anterior são:

$$\dot{m}_s = \varepsilon \rho A_s u_s$$

$$\dot{m}_a = \varepsilon_a \rho A_a u_a$$

$$\dot{m}_l = \sum (\varepsilon_l \rho A_l) u_l$$

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:

$$A_s = \frac{\pi d_s^2}{4}, \quad A_a = \frac{\pi d_a^2}{4}, \quad A_l = na^2 \cos \vartheta$$

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 atomizador 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} na saída do bico injetor. Conforme a Equação 2.30,

$$\varepsilon = \frac{r_s^2 - r_{sna}^2}{r_s^2} = 1 - \frac{r_{sna}^2}{r_s^2}$$

A partir da Equação 4.3, obtém-se:

$$u_l = \frac{\varepsilon A_s u_s}{A_a + A_l} \quad (4.4)$$

A partir da equação da conservação da quantidade de movimento angular, tem-se que a quantidade de movimento total nos orifícios laterais M_l é igual à quantidade de movimento M_s numa seção transversal arbitrária da saída do bico injetor. A quantidade de movimento M_l é dada por:

$$M_l = \dot{m}_l u_l R \sin \theta = \rho u_l^2 R \sin \theta A_l \quad (4.5)$$

onde:

u_l = a velocidade do líquido nos orifícios laterais

R = o raio médio dos orifícios laterais, semelhante ao R para o injetor centrífugo

θ = o ângulo de inclinação dos orifícios laterais em relação ao eixo do injetor

A_l = área total da seção transversal dos orifícios laterais.

A quantidade de movimento M_s é igual:

$$M_s = 2\pi\rho \int_{r_{sna}}^{r_s} u_s v r^2 dr \quad (4.6)$$

Substituindo v , a partir da Equação 4.1 na equação acima e integrando, obtém-se:

$$M_s = \frac{1}{2}\pi\rho u_s v_s \left(\frac{r_s^4 - r_{sna}^4}{r_s} \right) = \frac{1}{2}\rho A_s r_s u_s v_s \left(\frac{r_s^4 - r_{sna}^4}{r_s^4} \right) \quad (4.7)$$

Substituindo a definição do coeficiente de preenchimento ε , a partir da Equação 2.26, obtém-se:

$$M_s = \frac{1}{2}\rho A_s r_s u_s v_s (2 - \varepsilon)\varepsilon \quad (4.8)$$

A partir da condição $M_s = M_l$ e usando as Equações 2.30, 4.4 e 4.5, obtém-se a razão das componentes de velocidade:

$$\frac{v_s}{u_s} = \frac{R}{r_s} \sin \theta \frac{A_s A_l}{(A_a + A_l)^2} \frac{2\varepsilon}{(2 - \varepsilon)} = \frac{2\varepsilon}{(2 - \varepsilon)} K \quad (4.9)$$

onde K é a constante geométrica do atomizador jato centrífugo:

$$K = \frac{R}{r_s} \sin \theta \frac{A_s A_l}{(A_a + A_l)^2} \quad (4.10)$$

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 4.10 torna-se semelhante a constante K para o injetor centrífugo:

$$K = \frac{RA_s A_l}{r_s A_l^2} = \frac{RA_s}{r_s A_l} = \frac{R\pi r_s^2}{r_s A_l} = \frac{\pi r_s R}{A_l} \equiv \frac{\pi r_s R}{A_e}$$

As relações acima comprovam que o injetor centrífugo é um caso particular do injetor jato-centrífugo. O ângulo do cone de *spray* é a razão entre as velocidades tangencial e axial, sendo igual a:

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{2\varepsilon K}{(2 - \varepsilon)} \quad \text{ou} \quad \alpha = 2 \tan^{-1} \frac{2\varepsilon K}{(2 - \varepsilon)} \quad (4.11)$$

De acordo com Bayvel e Orzechowski (1993), os experimentos mostram que valor do ângulo α para todos os injetores jatos-centrífugos com inserto não excedem 90 graus.

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:

$$P_e = \frac{\rho}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) + \bar{P}_s \quad (4.12)$$

onde a partir desta equação podem-se determinar os parâmetros médios que caracterizam o escoamento através do atomizador 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 5.1, igual a $v = v_s r_{sna} / r_s$. Portanto, utilizando o conceito de média quadrática, a velocidade média \bar{v}^2 torna-se:

$$\bar{v}^2 = \frac{1}{2} \left(v_s^2 + v_s^2 \frac{r_{sna}^2}{r_s^2} \right) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{r_{sna}^2}{r_s^2} \right) v_s^2 \quad (4.13)$$

Levando em conta a Equação 2.30, obtém-se:

$$\bar{v}^2 = \frac{(2 - \varepsilon)}{2} v_s^2 \quad (4.14)$$

A perda de carga no injetor jato centrífugo é derivada a partir das leis de conservação. Um elemento de massa do escoamento tem uma aceleração angular, v^2/r , que gera uma força, dF , que atua na direção radial em um elemento infinitesimal de superfície $dA = dl dh$. Considerando um elemento líquido de altura dh , largura dr , comprimento dl e massa dm , rotacionando sobre o raio r com relação ao eixo do orifício de saída do bico injetor, é balanceado pela força centrífuga:

$$dP_s = \frac{dF}{dA} = \frac{dm}{dA} \frac{v^2}{r} \quad (4.15)$$

Substituindo o elemento de massa $dm = \rho dl dr dh$ e a velocidade tangencial, v , a partir da Equação 4.1, dentro da Equação 4.15, obtém-se:

$$dP_s = \frac{\rho dl dr dh r \left(\frac{v_s r}{r_s}\right)^2}{dl dh} = \rho \frac{v_s^2}{r_s^2} r dr \quad (4.16)$$

Integrando a equação anterior, obtém-se:

$$P_s = \rho \frac{v_s^2}{2r_s^2} r^2 + C \quad (4.17)$$

Após a integração, determina-se a constante de integração C a partir da condição de que sobre o contorno do vórtice de gás, isto é, para $r = r_{sna}$, têm-se que a pressão estática, $P_s = P_{amb}$, por isso:

$$C = P_{amb} - \frac{v_s^2}{2r_s^2} r_{sna}^2 \quad (4.18)$$

Pela substituição de C , a partir da Equação 4.18, dentro da Equação 4.17, obtém-se a equação de distribuição da pressão estática em uma seção transversal arbitrária do orifício de saída do bico injetor:

$$P_s(r) - P_{amb} = \rho \frac{v_s^2}{2r_s^2} (r^2 - r_{sna}^2) \quad (4.19)$$

A pressão média segue a partir da condição de que:

$$\bar{P}_s = \frac{F}{\pi(r_s^2 - r_{sna}^2)} = \frac{F}{\varepsilon A_s} \quad (4.20)$$

onde a força F é igual a:

$$F = \int_{r_{sna}}^{r_s} dF = \int_{r_{sna}}^{r_s} (P_s(r) - P_{amb}) dA$$

$$F = \int_{r_{sna}}^{r_s} (P_s(r) - P_{amb}) 2\pi r dr$$

Substituindo $P_s(r)$, a partir da Equação 4.19, dentro da equação acima e integrando, obtém-se:

$$F = \int_{r_{sna}}^{r_s} 2\pi\rho \frac{v_s^2}{2r_s^2} (r^2 - r_{sna}^2) r dr = \frac{1}{4} \pi\rho v_s^2 \left(\frac{r_s^2 - r_{sna}^2}{r_s} \right)^2 \quad (4.21)$$

Levando em conta a Equação 2.30, obtém-se:

$$F = \frac{1}{4} \pi\varepsilon\rho v_s^2 (r_s^2 - r_{sna}^2) = \frac{1}{4} \varepsilon^2 \rho v_s^2 A_s \quad (4.22)$$

Substituindo F , a partir da Equação 4.22, dentro da Equação 4.20, obtém-se:

$$\bar{P}_s = \frac{1}{4} \varepsilon \rho v_s^2 \quad (4.23)$$

A partir das Equações 4.9, 4.12, 4.13 e 4.14, obtém-se o valor médio da componente axial da velocidade $\bar{u}_s = u_s$ no orifício de saída do bico injetor:

$$u_s = \sqrt{\frac{2P_e}{\rho}} \left(1 + \frac{4K^2}{(2-\varepsilon)^2} \right)^{-0,5} \quad (4.24)$$

A vazão mássica do líquido é dada por:

$$Q = \varepsilon \rho A_s u_s \quad (4.25)$$

Por outro lado, pode ser escrito como:

$$Q = \mu \rho A_s \sqrt{\frac{2P_e}{\rho}} \quad (4.26)$$

onde μ é o coeficiente de descarga do atomizador. A partir das Equações 4.24, 4.25 e 4.26, segue-se que:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{4K^2}{(2-\varepsilon)^2} + \frac{1}{\varepsilon^2}}} \quad (4.27)$$

Com o intuito de definir uma relação entre coeficiente de preenchimento ε e a constante geométrica K , o princípio de fluxo mássico será usado. Aplicando a condição $d\mu/d\varepsilon = 0$ na equação acima, obtém-se:

$$\frac{d\mu}{d\varepsilon} = -\frac{1}{2} \left(\frac{4K^2}{(2-\varepsilon)^2} + \frac{1}{\varepsilon^2} \right)^{-3/2} \left(\frac{8K^2}{(2-\varepsilon)^3} - \frac{2}{\varepsilon^3} \right) = 0 \quad (4.28)$$

Como o primeiro termo entre parênteses na equação acima é positivo, o segundo termo deve ser igual à zero, resultando na seguinte relação entre o parâmetro geométrico característico K e o coeficiente de preenchimento ε :

$$K = \frac{(2 - \varepsilon)\sqrt{2 - \varepsilon}}{2\varepsilon\sqrt{\varepsilon}} \quad (4.29)$$

Para $\varepsilon = 1$, isto é, para o completo preenchimento do orifício de descarga, obtém-se $K = 0,5$. Segue-se que para $K \leq 0,5$ a seção transversal do orifício é completamente preenchida e para $K > 0,5$ um vórtice de gás existe no orifício de descarga. A substituição dessa relação acima dentro da Equação 4.27 com alguns rearranjos fornece o valor ótimo do coeficiente de descarga μ :

$$\mu = \frac{\varepsilon\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{2}} \quad (4.30)$$

A Figura 4.3 mostra o parâmetro geométrico característico, K , e os coeficientes de descarga e preenchimento, μ e ε , respectivamente, em função do ângulo do cone de *spray* α para um injetor jato-centrífugo.

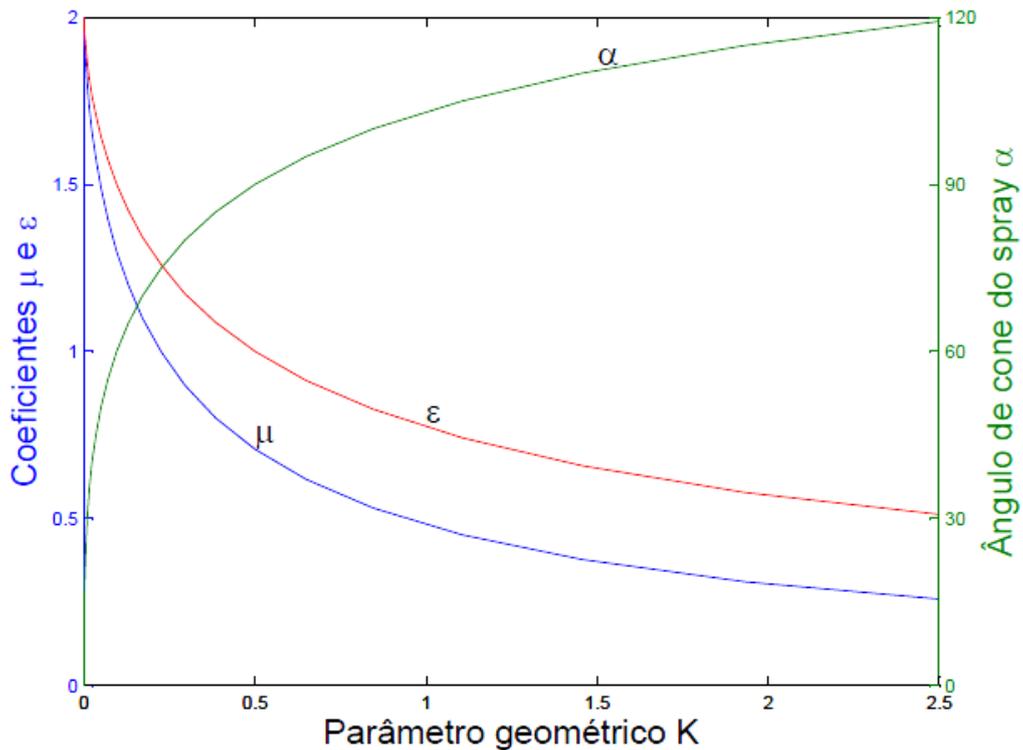


Figura 4.3 – Relação dos coeficientes de descarga e preenchimento, μ e ε , e do parâmetro geométrico K sobre o ângulo α para injetores jato-centrífugos.

4.2. Características do escoamento de um fluido viscoso em um injetor jato-centrífugo

Perdas devido a 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 atomizador (BAYVEL E ORZECOWSKI, 1993).

Conforme visto anteriormente, a equação que determina a variação da quantidade de movimento angular na câmara de vórtice durante o escoamento de um líquido viscoso, é dada por:

$$M_s = \frac{M_e}{1 + \xi \frac{M_e}{\gamma}} \quad (4.31)$$

onde:

$$\xi = \frac{\lambda}{4h}(R - r_s) \quad \text{e} \quad \gamma = \rho wr = \frac{\dot{m}}{2\pi h} \quad (4.32)$$

onde h é o comprimento da câmara de vórtice, sendo aproximadamente:

$$h = \frac{A_s A_l}{r_s(A_a + A_l)} \quad (4.33)$$

A quantidade de movimento angular inicial (quando o líquido entra na câmara de vórtice) é dada por:

$$M_e = \rho u_l R \sin \theta = \frac{\dot{m} R \sin \theta}{A_a + A_l} \quad (4.34)$$

A quantidade de movimento angular na saída do injetor é dada por:

$$M_s = \frac{\dot{m} K r_s (A_a + A_l)}{A_s A_l} \quad (4.35)$$

Substituindo M_e e γ , a partir das Equações 4.34 e 4.32, dentro da Equação 4.35 e introduzindo o parâmetro K , a partir da Equação 4.10, obtém-se:

$$M_s = \frac{M_e}{1 + \xi 2\pi K} \quad (4.36)$$

Substituindo as definições de ξ e K , a partir das Equações 4.32 e 4.10, obtém-se:

$$K_{eq} = \frac{Rr_s \sin \theta}{\frac{(A_a + A_l)^2}{\pi A_l} + \left(\frac{\lambda}{2}\right) R \sin \theta \frac{(A_a + A_l)}{A_l} (R - r_s)} \quad (4.37)$$

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 4.37 torna-se semelhante à constante K para o injetor centrífugo:

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

A relação acima novamente comprova que o injetor centrífugo é um caso particular do injetor jato-centrífugo.

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.

Conforme visto anteriormente, a equação diferencial das perdas de energia na câmara de vórtice é dada por:

$$dE = -\frac{\lambda\pi}{2Q} \rho V^3 r dr \quad (4.38)$$

Para simplificar a equação acima durante a integração, despreza-se a componente radial da velocidade w em relação à componente tangencial da velocidade v , isto é, admite-se que $V = v$.

A componente tangencial da velocidade v pode ser expressa pela equação da quantidade de movimento, a partir de uma equação semelhante a Equação 4.36, substituindo $M_s = \rho v r$ e M_e , a partir da Equação 4.34, e introduzindo as definições de ξ e K na seguinte forma:

$$v = \frac{QR \sin \theta}{\left[1 + \frac{\lambda \pi}{2} \frac{R \sin \theta}{(A_a + A_l)} (R - r_s)\right] (A_a + A_l) r} \quad (4.39)$$

Rearranjando a equação acima, obtém-se:

$$v = \frac{2Q}{\left(\frac{2r_s A_l}{\lambda K (A_a + A_l)} + R - r\right) \pi \lambda r} \quad (4.40)$$

Introduzindo um parâmetro D definido por:

$$D = \frac{A_a + A_l}{A_l} = \frac{A_a}{A_l} + 1 = \frac{r_a^2}{r_l^2} + 1 \quad (4.41)$$

obtém-se:

$$v = \frac{2Q}{\left(\frac{2r_s}{\lambda K D} + R - r\right) \pi \lambda r} \quad (4.42)$$

Substituindo a Equação 4.42 dentro da Equação 4.38, obtém-se:

$$dE = \frac{4\rho Q^2}{\lambda^2 \pi^2} \frac{dr}{r^2 (r - x)^3} \quad (4.43)$$

onde:

$$x = R + \frac{2r_s}{\lambda K D} \quad (4.44)$$

Conforme visto anteriormente, a perda total de energia na câmara de vórtice é:

$$\Delta E = \frac{4\rho Q^2}{\lambda^2 \pi^2} \int_R^{r_s} \frac{dr}{r^2(r-x)^3} \quad (4.45)$$

Fazendo-se uma mudança de variável $q = r/r_s \rightarrow dr = r_s dq$, os limites de integração tornam-se R/r_s e $r_s/r_s = 1$ para os limites inferior e superior, respectivamente.

De acordo com Borodin *et al.* (1967), pode-se definir o parâmetro C , conhecido como raio adimensional do injetor centrífugo, que relaciona o raio da câmara de vórtice com raio do orifício de descarga, $C = R/r_s$. Contudo, a equação acima torna-se:

$$\Delta E = \frac{4\rho Q^2}{\lambda^2 \pi^2 r_s^4} \int_C^1 \frac{dq}{q^2(q-y)^3} \quad (4.46)$$

onde:

$$y = C + \frac{2}{\lambda K D} \quad (4.47)$$

Resolvendo a integral e fazendo algumas transformações, obtém-se:

$$\Delta E = \frac{\rho Q^2}{2\pi^2 r_s^4} \Delta \quad (4.48)$$

onde:

$$\begin{aligned} \Delta = & \frac{\lambda}{\xi^2} \left\{ \frac{1}{\xi} \left(1 - \frac{1}{C} \right) \right. \\ & + \lambda \left[\frac{K^2}{4} - \frac{1}{(2\xi - \lambda)^2} + \frac{K}{\xi} - \frac{2}{\xi(2\xi - \lambda)} \right. \\ & \left. \left. + \frac{3}{2\xi^2} \ln \left(\frac{(2\xi - \lambda)KC}{2} \right) \right] \right\} \quad (4.49) \end{aligned}$$

e,

$$\xi = \frac{1}{KD} + \frac{\lambda}{2}C \quad (4.50)$$

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 de vórtice. De acordo com os experimentos realizados por Klyachko (1962), este coeficiente é uma função do número de Reynolds, dado por:

$$\log \lambda = \frac{25,8}{(\log Re)^{2,58}} - 2 \quad (4.51)$$

O número de Reynolds Re é calculado com base nas condições de entrada para o escoamento do líquido nos orifícios de entrada, dado pela seguinte fórmula:

$$Re = \frac{v_e d}{\nu} \quad (4.52)$$

Onde ν é a viscosidade cinemática e d o diâmetro do orifício equivalente que pode ser determinado como segue:

$$\frac{\pi d^2}{4} = \frac{\pi}{4} (d_a^2 + n d_l^2) \quad (4.53)$$

Por isso,

$$d = d_a + \sqrt{n} d_l \quad (4.54)$$

A velocidade v_e é dada por:

$$v_e = \frac{\dot{m}}{\rho(A_a + A_l)} = \frac{4\dot{m}}{\rho\pi(d_a^2 + nd_l^2)} \quad (4.55)$$

Substituindo as duas relações acima dentro da Equação 4.7, obtém-se:

$$Re = \frac{4\dot{m}(d_a + \sqrt{nd_l})}{\pi\rho v(d_a^2 + nd_l^2)} = \frac{4\dot{m}}{\pi\mu(d_a + \sqrt{nd_l})} \quad (4.56)$$

Devido ao atrito na parede da câmara de vórtice, a quantidade de movimento angular e a pressão total na entrada do orifício de descarga são menores do que nos orifícios de entrada do injetor. A partir da condição $M_s = M_l$ e introduzindo um coeficiente de perda de quantidade de movimento angular K_λ , obtém-se a razão das componentes de velocidade:

$$\frac{v_s}{u_s} = \frac{2\varepsilon}{(2 - \varepsilon)} K K_\lambda \quad (4.57)$$

Na prática, as condições reais podem ser levadas em conta introduzindo a perda de energia total na câmara de vórtice:

$$u_s = \sqrt{\frac{2P_e}{\rho} \left(1 + \frac{4K^2 K_\lambda^2}{(2 - \varepsilon)^2} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta \right)^{-0,5}} \quad (4.58)$$

A vazão mássica do líquido é dada por:

$$\dot{m} = \varepsilon\rho A_s u_s \quad (4.59)$$

A vazão mássica real através do bico do injetor pode ser representada na seguinte forma:

$$\dot{m} = \mu \rho \pi r_s^2 \sqrt{\frac{2P_e}{\rho}} \quad (4.60)$$

onde μ é o coeficiente de descarga do atomizador. A partir das Equações 4.58, 4.59 e 4.60, segue-se que:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{4K^2K_\lambda^2}{(2-\varepsilon)^2} + \frac{1}{\varepsilon^2} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}} \quad (4.61)$$

Como é evidente, o coeficiente de descarga, μ , depende do coeficiente de preenchimento, ε , da combinação dos parâmetros geométricos, K e C , da perda hidráulica, ξ_i , e da perda da quantidade de movimento angular, K_λ . Com o uso do princípio da vazão máxima, aplicando a condição $d\mu/d\varepsilon = 0$ na equação acima, obtém-se:

$$\frac{d\mu}{d\varepsilon} = -\frac{1}{2} \left(\frac{4K^2K_\lambda^2}{(2-\varepsilon)^2} + \frac{1}{\varepsilon^2} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta \right)^{-3/2} \left(\frac{8K^2K_\lambda^2}{(2-\varepsilon)^3} - \frac{2}{\varepsilon^3} \right) = 0 \quad (4.62)$$

Como o primeiro termo entre parênteses na equação acima é positivo, o segundo termo deve ser igual a zero, resultando na seguinte relação entre o parâmetro geométrico característico K , a perda da quantidade de movimento angular K_λ e o coeficiente de preenchimento ε :

$$KK_\lambda = \frac{(2-\varepsilon)\sqrt{2-\varepsilon}}{2\varepsilon\sqrt{\varepsilon}} \quad (4.63)$$

A substituição dessa relação acima dentro da Equação 4.61 com alguns rearranjos fornece o valor ótimo do coeficiente de descarga μ :

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{\varepsilon^3} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}} \quad (4.64)$$

O ângulo real do cone de *spray* pode ser expresso pela introdução do coeficiente de perda da quantidade de movimento angular K_λ por uma equação semelhante à Equação 4.11:

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{2\varepsilon K K_\lambda}{(2 - \varepsilon)} \quad \text{ou} \quad \alpha = 2 \tan^{-1} \frac{2\varepsilon K K_\lambda}{(2 - \varepsilon)} \quad (4.65)$$

O desempenho do injetor pode ser convenientemente avaliado pelo parâmetro característico equivalente do injetor K_{eq} , a partir da Equação 4.37:

$$K_{eq} \equiv K K_\lambda = \frac{(2 - \varepsilon_{eq}) \sqrt{2 - \varepsilon_{eq}}}{2 \varepsilon_{eq} \sqrt{\varepsilon_{eq}}} \quad (4.66)$$

Consequentemente,

$$\mu_{eq} = \frac{\varepsilon_{eq} \sqrt{\varepsilon_{eq}}}{\sqrt{2}} \quad e \quad \mu_\lambda = \frac{\mu_{eq}}{\sqrt{1 + \mu_{eq}^2 \left(\xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta \right)}} \quad (4.67)$$

Este método é conveniente porque as relações numéricas obtidas para um injetor ideal permanecem válidas para o injetor equivalente pela substituição de K com K_{eq} . Uma vez que $K_\lambda < 1$ e $K_{eq} < K$, para o mesmo injetor sob o efeito da viscosidade. É evidente que o coeficiente de perda da quantidade de movimento angular, K_λ , leva ao aumento dos coeficientes de descarga equivalente, μ_{eq} , e de preenchimento, ε_{eq} , e uma diminuição do ângulo de cone do *spray* equivalente α_{eq} dado por:

$$\mu_{eq} = \frac{1}{\sqrt{\frac{K_{eq}^2}{(2 - \varepsilon_{eq})^2} + \frac{1}{\varepsilon_{eq}^2} + \xi_i \frac{K^2}{C^2} + \Delta}} \quad (4.68)$$

$$\tan \frac{\alpha_{eq}}{2} = \frac{2\varepsilon_{eq}K_{eq}}{(2 - \varepsilon_{eq})} \quad \text{ou} \quad \alpha_{eq} = 2 \tan^{-1} \frac{2\varepsilon_{eq}K_{eq}}{(2 - \varepsilon_{eq})} \quad (4.69)$$

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. 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 menor que 90 graus). O parâmetro geométrico característico K e o coeficiente de descarga μ são então determinados a partir do gráfico da Figura 2.5.
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 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 4.1.

Tabela 4.1 - Ângulo θ para diversas faixas do ângulo de *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:

$$Re = \frac{4\dot{m}}{\pi\mu(d_a + \sqrt{n}d_l)}$$

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:

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

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 2.5, 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 4.2:

Tabela 4.2 - Ângulo ϑ para diversas faixas do ângulo de *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 4.3.

Tabela 4.3 - Diâmetro do inserto D_i para vários valores de d_s .

d_s (mm)	<2	2-15	>15
d_r (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:

$$L_{cv} \geq \frac{d_r}{2}$$

O comprimento do inserto h_i é dado por no mínimo:

$$h_i \geq \frac{D_i}{3}$$

17. 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 TEORIA DA VAZÃO MÁXIMA

O escoamento em um injetor centrífugo simples, formado sob a ação de uma força centrífuga, é acompanhado pela formação de uma superfície livre – a superfície do vórtice de gás estabelecido à pressão ambiente.

O escoamento de líquido no injetor centrífugo simples é semelhante ao escoamento de um líquido ao longo de um canal de raio constante. Para esse 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 também é válida em relação a um injetor centrífugo: a velocidade do líquido no orifício de descarga em regime estacionário deve ser igual à velocidade de propagação de onda ao longo da superfície livre do líquido sob a ação de uma força centrífuga. Como será mostrada a seguir, a vazão através de um injetor apresenta um valor máximo para uma dada pressão.

A aplicação de tal interpretação do princípio da vazão máxima foi primeiro proposta por Novikov e então desenvolvida por Abramovich (1944) (BORODIN *et al.*, 1967).

Seguindo a teoria desenvolvida por Abramovich (1944), será demonstrado que a vazão máxima do escoamento no orifício de descarga do injetor tem velocidade máxima igual à velocidade de propagação de onda ao longo da superfície do vórtice de gás.

Primeiramente, encontra-se uma expressão para a velocidade de propagação de onda sobre uma superfície livre do líquido em um campo de força centrífuga. A análise será feita para um escoamento de líquido em um orifício cilíndrico de raio constante (ver Figura 5.1).

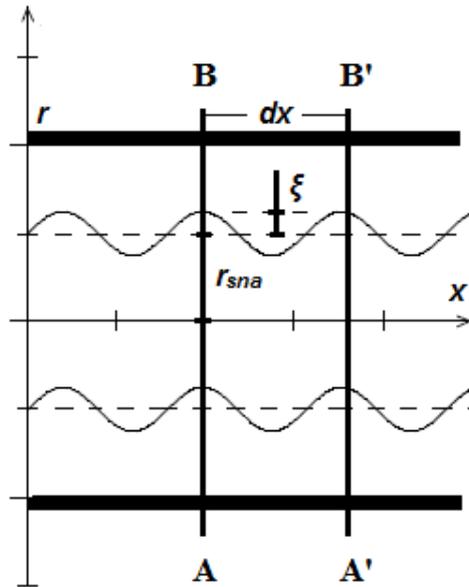


Figura 5.1 - Esquema do escoamento de líquido em um orifício cilíndrico de raio constante.

O escoamento no orifício de descarga possui simetria axial e, portanto, a equação de Euler será escrita em coordenadas cilíndricas:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{v^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (5.1)$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (5.2)$$

onde u , v e w são as componentes axial, tangencial e radial da velocidade, respectivamente.

Admitiu-se que, exceto a força centrífuga, outras forças de massa não atuam sobre o líquido. A aceleração centrífuga é igual a v^2/r e é direcionada ao longo do raio a partir do eixo do orifício de descarga.

As seguintes hipóteses serão feitas sobre o caráter do processo de onda, geralmente feito na teoria de longas ondas:

1. A componente radial da velocidade w muda muito pouco. Consequentemente, a aceleração radial das partículas pode ser desprezada, isto é,

$$\frac{dw}{dt} = 0 \quad (5.3)$$

2. A amplitude ξ da oscilação das partículas de líquido é pequena quando comparado ao raio do vórtice de gás r_{sna} e a espessura da folha de líquido no orifício de descarga do injetor.

Então a Equação 7.1 toma a forma:

$$\frac{v^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad (5.4)$$

A componente tangencial da velocidade é determinada a partir da lei da conservação da quantidade de movimento angular:

$$v = \frac{v_e R}{r} \quad (5.5)$$

Integrando a Equação 7.4, encontra-se a relação da pressão sobre o raio:

$$P = -\frac{\rho v_e^2 R^2}{2 r^2} + f(x, t) \quad (5.6)$$

onde $f(x, t)$ é uma função arbitrária do eixo x e do tempo t .

Sobre o contorno da superfície livre, tem-se que $r = r_{sna} + \xi$ e a pressão é constante e igual à pressão ambiente ($P = P_{amb}$):

$$P_{amb} = -\frac{\rho v_e^2 R^2}{2 (r_{sna} + \xi)^2} + f(x, t) \quad (5.7)$$

onde r_{sna} é o raio da superfície não perturbada do vórtice de gás e ξ o desvio radial do perfil da superfície livre da onda a partir da posição de equilíbrio. Obviamente, ξ é uma função da coordenada x e do tempo t .

Calculando a queda de pressão $\Delta P = P - P_{amb}$, obtém-se:

$$\Delta P = P - P_{amb} = \frac{\rho}{2} v_e^2 R^2 \left[\frac{1}{(r_{sna} + \xi)^2} - \frac{1}{r^2} \right] \quad (5.8)$$

Diferenciando em relação a x , obtém-se:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\rho \frac{v_e^2 R^2}{(r_{sna} + \xi)^3} \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (5.9)$$

Voltando à análise da Equação 5.2, segue-se a partir de que a aceleração na direção axial du/dt não depende do raio do orifício. Conseqüentemente, a uniformidade da distribuição da componente axial da velocidade sobre a seção transversal do anel de líquido existente no caso de um escoamento não distribuído no orifício de descarga vai ocorrer mesmo na presença de oscilações. Assim, u é uma função apenas de x e t , portanto:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \quad (5.10)$$

Mas o último termo, como foi mostrado no trabalho de Kochin, pode ser desprezado, então (BORODIN *et al.*, 1967):

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} \quad (5.11)$$

Portanto a Equação 5.2, após a substituição de dP/dx a partir da Equação 5.9 toma a forma:

$$\frac{du}{dt} = \frac{v_e^2 R^2}{(r_{sna} + \xi)^3} \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (5.12)$$

Em virtude da segunda hipótese, desprezando ξ em comparação com r_{sna} , obtém-se finalmente:

$$\frac{du}{dt} = \frac{v_e^2 R^2}{r_{sna}^3} \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (5.13)$$

Agora considerando um volume de líquido entre dois planos AB e A'B', perpendiculares ao eixo do orifício de descarga e localizados numa distância dx um do outro. O volume de líquido passando durante um tempo dt através do plano AB será expresso como:

$$V = (u\pi(r_s^2 - (r_{sna} + \xi)^2))_x dt \quad (5.14)$$

O volume de líquido passando através do plano A'B' no mesmo intervalo de tempo é:

$$V' = (u\pi(r_s^2 - (r_{sna} + \xi)^2))_{x+dx} dt \quad (5.15)$$

O volume de líquido entre os dois planos durante o tempo dt varia por uma magnitude igual a:

$$dV = V' - V = \frac{\partial(u\pi(r_s^2 - (r_{sna} + \xi)^2))}{\partial x} dx dt \quad (5.16)$$

Mas para um líquido incompressível esta mudança do volume pode ocorrer apenas devido a um aumento ou diminuição do nível de líquido entre os dois planos AB e A'B'. Durante o tempo dt o nível muda por $(\partial \xi / \partial t) dt$ e o volume de líquido entre AB e A'B' aumenta por:

$$dV = 2\pi r_{sna} \frac{\partial \xi}{\partial t} dx dt \quad (5.17)$$

Igualando as Equações 5.16 e 5.17, encontra-se:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{1}{2r_{sna}} \frac{\partial (u(r_s^2 - (r_{sna} + \xi)^2))}{\partial x} \quad (5.18)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{r_s^2 - (r_{sna} + \xi)^2}{2r_{sna}} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{r_{sna} + \xi}{r_{sna}} u \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (5.19)$$

O último termo do lado direito pode ser desconsiderado por ser de magnitude de segunda ordem. Então, desconsiderando ξ em relação a r_{sna} , obtém-se a equação da continuidade para o caso examinado na forma:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{r_s^2 - r_{sna}^2}{2r_{sna}} \frac{\partial u}{\partial x} \quad (5.20)$$

Diferenciando a equação 5.20 em relação a t , obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{r_s^2 - r_{sna}^2}{2r_{sna}} \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x} \quad (5.21)$$

Diferenciando a Equação 5.13 em relação a x , obtém-se:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x} = \frac{v_e^2 R^2}{r_{sna}^3} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (5.22)$$

Substituindo $\partial^2 u / \partial t \partial x$, a partir da Equação 5.22, dentro da Equação 5.21, elimina-se a componente axial da velocidade u e fornece:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{v_e^2 R^2 (r_s^2 - r_{sna}^2)}{2r_{sna}^4} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (5.23)$$

Como é conhecida, a solução geral da equação de onda obtida tem a forma:

$$\xi = \Phi_1(x - Ct) + \Phi_2(x + Ct)$$

onde:

$$C = \frac{v_e R}{r_{sna}^2} \sqrt{\frac{r_s^2 - r_{sna}^2}{2}} \quad (5.24)$$

A Equação 5.24 é a velocidade de propagação de ondas sobre a superfície de líquido em um campo de força centrífuga (Φ_1 e Φ_2 são funções arbitrárias).

A partir da equação para propagação de onda, é fácil mostrar que a velocidade para a vazão máxima de líquido no orifício de descarga coincide com a velocidade de propagação de onda.

$$u_s = \frac{\dot{m}}{\rho A_L} = \frac{\dot{m}}{\rho (A_s - A_{sna})} = \frac{\dot{m}}{\rho \pi (r_s^2 - r_{sna}^2)} = \frac{\dot{m}}{\rho \pi r_s^2 \varepsilon} \quad (5.25)$$

onde ε é o coeficiente de preenchimento, definido por:

$$\varepsilon = \frac{r_s^2 - r_{sna}^2}{r_s^2} = 1 - \frac{r_{sna}^2}{r_s^2} \quad (5.26)$$

Expressando a vazão mássica através da velocidade nos orifícios de entrada tangencial, obtém-se:

$$\dot{m} = \rho v_e A_e \quad (5.27)$$

Substituindo a vazão mássica a partir da Equação 5.27, dentro da Equação 5.25, obtém-se:

$$u_s = \frac{v_e A_e}{\pi r_s^2 \varepsilon} \quad (5.28)$$

O parâmetro geométrico característico K é definido como:

$$K = \frac{\pi R r_s}{A_e} \quad (5.29)$$

Substituindo a definição do parâmetro K , a partir da Equação 5.29, dentro da Equação 5.28, obtém-se:

$$u_s = \frac{v_e R}{r_s K \varepsilon} \quad (5.30)$$

Mas na vazão máxima, o parâmetro geométrico característico K está relacionado diretamente com o coeficiente de preenchimento ε , pela equação:

$$K = \frac{(1 - \varepsilon)\sqrt{2}}{\varepsilon\sqrt{\varepsilon}} \quad (5.31)$$

Substituindo o parâmetro K , a partir da Equação 5.31, dentro das Equações 5.32 e 5.26, obtém-se:

$$u_s = \frac{v_e R}{r_{sna}^2} \sqrt{\frac{r_s^2 - r_{sna}^2}{2}} \quad (5.32)$$

As Equações 5.24 e 5.32 são idênticas $u_s = C$. Segue-se a partir disto que a componente axial da velocidade no orifício de descarga e a velocidade de propagação de onda são iguais, e a vazão alcança seu valor máximo.

Assim, o princípio da vazão máxima através do injetor é o resultado da igualdade entre a componente axial da velocidade do injetor e a velocidade de propagação de onda sobre a superfície livre do vórtice de gás em um campo de

força centrífuga. Quando esta igualdade for cumprida, o movimento do líquido em um injetor ainda será estável. Vazões menores não são práticas.

A mesma condição deve ser o ponto de partida ao estabelecer uma relação entre o parâmetro geométrico característico K e os parâmetros hidráulicos de um injetor centrífugo (coeficiente de preenchimento, coeficiente de descarga e ângulo de cone do *spray*). Esta condição é expressa pelas Equações 2.41, 2.43 e 2.44.

6 PROTÓTIPOS DOS INJETORES E A BANCADA DE TESTES

Neste capítulo apresentam-se o projeto dos injetores e a bancada de testes.

Os injetores bipropelentes foram projetados considerando um propulsor com empuxo de 100 N, empregando peróxido de hidrogênio 90% m/m como oxidante e etanol 95% m/m como combustível, ambos misturados com água, numa vazão de 40 g/s e 10 g/s, respectivamente.

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 e pressões ambientes menores, usando tubeiras com maior razão de expansão. As Figuras 6.1 e 6.2 mostram os efeitos de O/C, em massa, e da pressão na câmara sobre o impulso específico, 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.

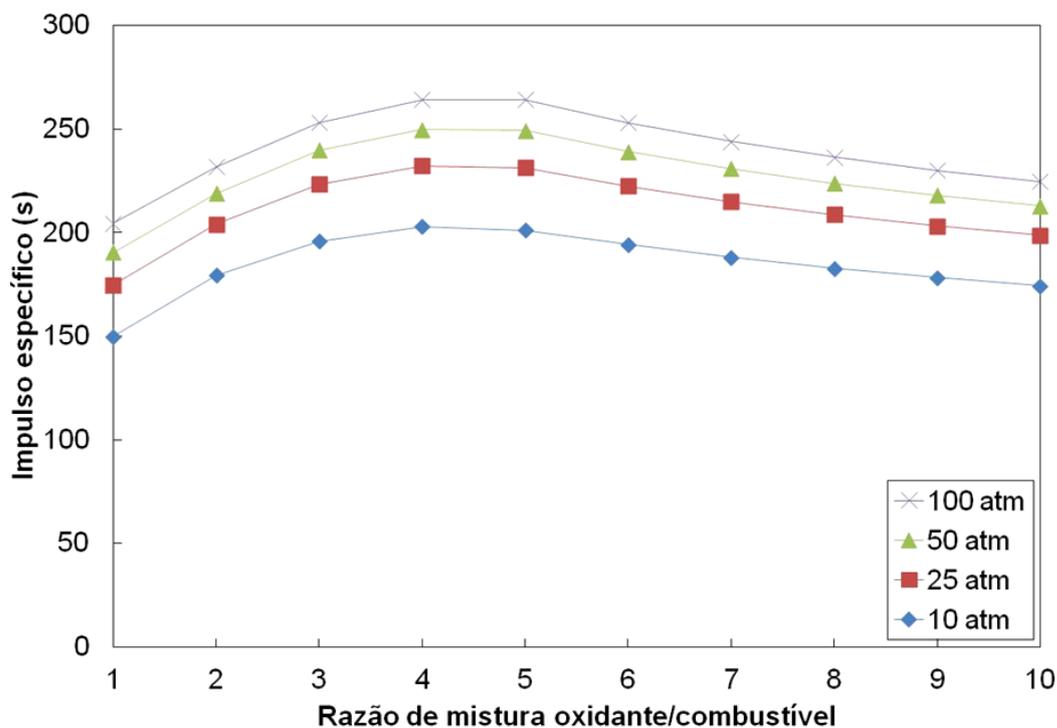


Figura 6.1 - Impulso específico para diferentes pressões na câmara versus razões de mistura O/C em massa de etanol e peróxido de hidrogênio para tubeira adaptada a pressão ambiente igual a 1 atm.

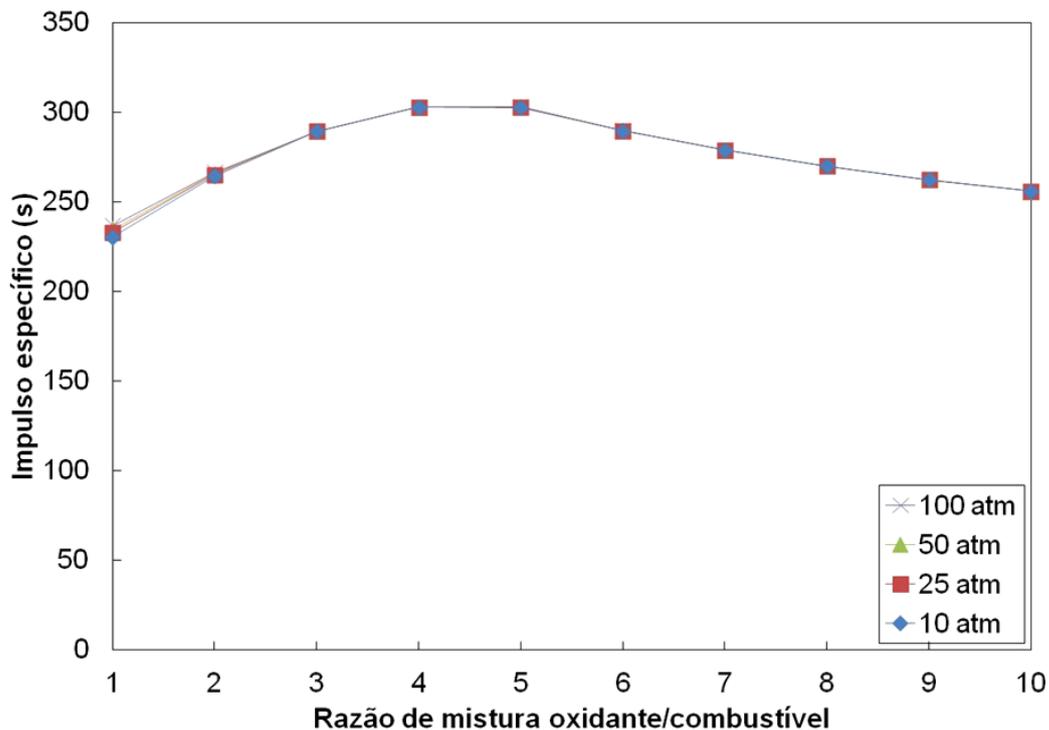


Figura 6.2 - Impulso específico para diferentes pressões na câmara versus razões de mistura O/C em massa de etanol e peróxido de hidrogênio para tubeira com razão de expansão = 100, com expansão no vácuo.

A utilização do par peróxido de hidrogênio/etanol 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.

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 LCP/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 2, 3 e 4. As peças foram fabricadas com uma tolerância de $\pm 0,03$ mm.

6.1. Fabricação do injetor centrífugo dual

As Figuras 6.3 e 6.4 apresentam as duas câmaras do injetor alinhadas e uma foto do injetor centrífugo dual fabricado, respectivamente. Os desenhos técnicos das câmaras primárias e secundárias encontram-se disponíveis no Apêndice B.

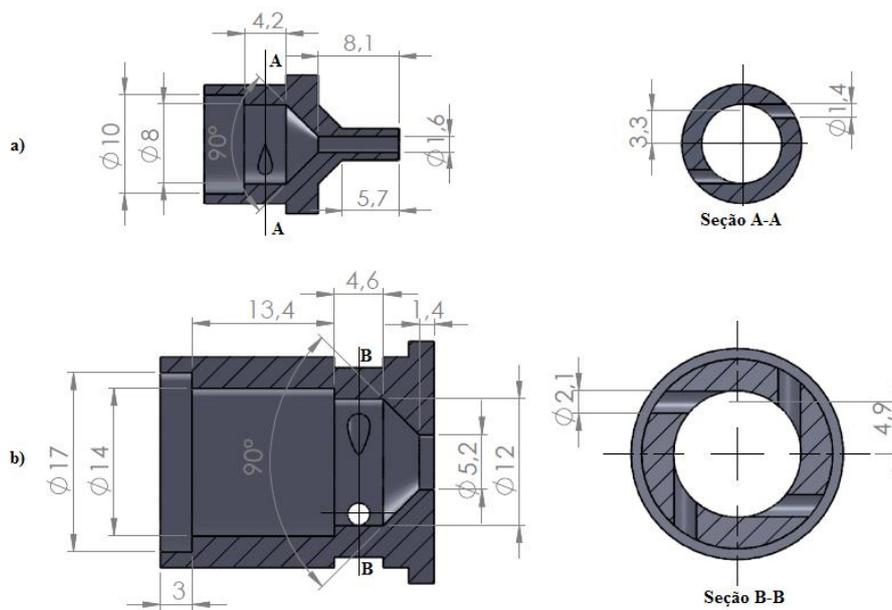


Figura 6.3 - Desenho esquemático das câmaras: a) primária e b) secundária do injetor centrífugo dual (dimensões em mm).

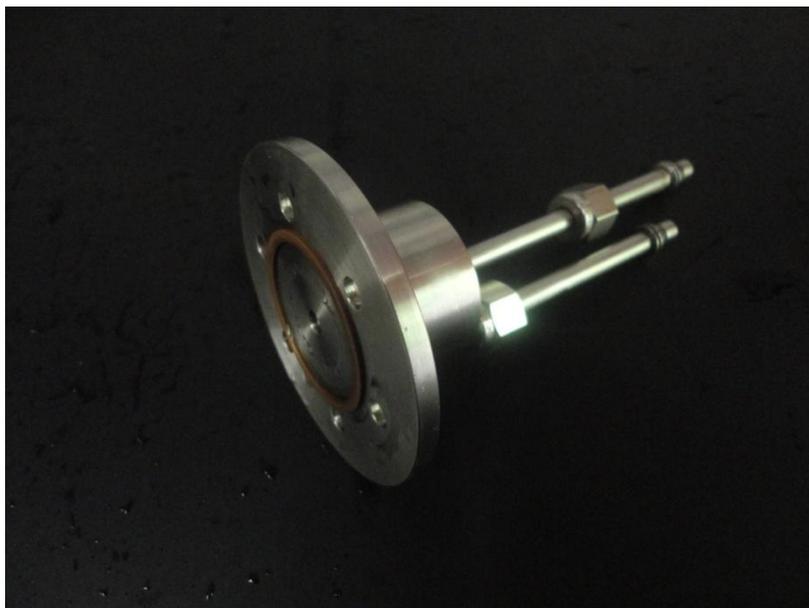


Figura 6.4 - Foto do injetor centrífugo dual (bipropelente) fabricado.

A Tabela 6.1 apresenta um resumo geral das dimensões do injetor fabricado.

As Tabelas 6.2 e 6.3 apresentam um resumo geral das características da câmara primária e secundária do injetor, respectivamente.

Tabela 6.1 - Resumo geral das dimensões do injetor centrífugo dual construído.

Injetor	Interno	Externo
Diâmetro do orifício de descarga – d_s (mm)	1,6	5,2
Comprimento do orifício de descarga – l_s (mm)	8,1	1,4
Número de orifícios de entrada tangencial – n	2	4
Diâmetro do canal de entrada tangencial – d_e (mm)	1,4	2,1
Comprimento do canal de entrada tangencial – l_e (mm)	2,8	4,3
Raio do centro até o canal de entrada tangencial – R (mm)	3,3	4,9
Diâmetro da câmara de vórtice – D_{cv} (mm)	8	12
Comprimento da câmara de vórtice – L_{cv} (mm)	4,2	4,6
Ângulo do cone transiente – β ($^\circ$)	90	90

Tabela 6.2 - Resumo geral das características da câmara primária do injetor centrífugo dual.

Dados de entrada				
Queda de pressão – ΔP (MPa)		0,253		
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)		10,053		
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	
Parâmetros geométricos do injetor				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	Etanol	Água	Etanol	Água
Coeficiente de atrito (λ)	0	0	0,073	0,063
Número de Reynolds (Re)	0	0	5391,8	6821,6
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)	90	90	82,208	83,1
Coeficiente de descarga (μ)	0,222	0,222	0,264	0,259
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,427	0,427	0,48	0,474
Parâmetro geométrico (K)	2,902	2,902	2,202	2,271
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,827	0,827	0,768	0,774
Velocidade de injeção (m/s)	5,568	5,009	6,604	5,832
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)	10,053	10,053	11,924	11,705

Tabela 6.2 - Resumo geral das características da câmara secundária do injetor centrífugo dual.

Dados de entrada				
Queda de pressão – ΔP (MPa)		0,253		
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)		40,215		
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)		114,494		
Fluido		H ₂ O ₂	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,13	1	
Densidade (kg/m ³)		1405	1000	
Parâmetros geométricos do injetor				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	H ₂ O ₂	Água	H ₂ O ₂	Água
Coeficiente de atrito (λ)	0	0	0,05	0,048
Número de Reynolds (Re)	0	0	10784	12191
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)	100,332	100,332	95,641	95,802
Coeficiente de descarga (μ)	0,155	0,155	0,164	0,164
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,341	0,341	0,359	0,358
Parâmetro geométrico (K)	4,666	4,666	4,203	4,225
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,883	0,883	0,87	0,871
Velocidade de injeção (m/s)	2,942	3,487	3,131	3,698
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)	40,215	40,215	58,054	48,8

6.2. Fabricação do injetor jato-centrífugo

As Figuras 6.5 e 6.6 apresentam um desenho do injetor e uma foto do injetor fabricado, respectivamente. O desenho técnico desse injetor está disponível no Apêndice C.

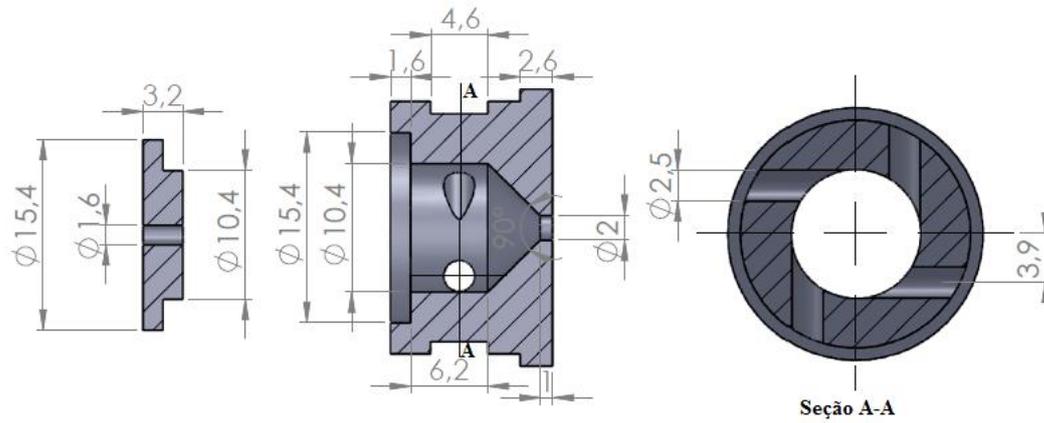


Figura 6.5 - Desenho esquemático do injetor jato-centrífugo (dimensões em mm).

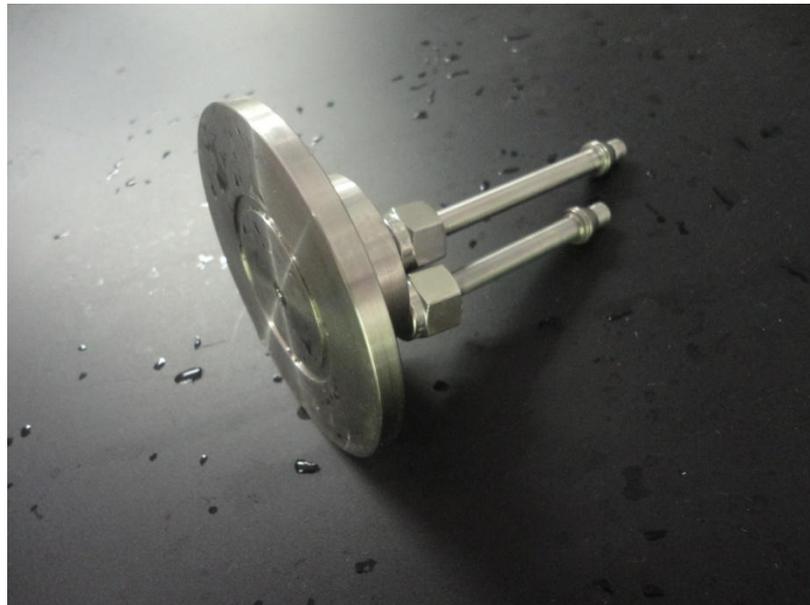


Figura 6.6 - Foto do injetor jato-centrífugo fabricado.

A Tabela 6.3 apresenta um resumo geral das dimensões do injetor.

A Tabela 6.4 apresenta um resumo geral das características do injetor.

Tabela 6.3 - Resumo geral das dimensões do injetor jato-centrífugo.

Diâmetro do orifício de descarga – d_s (mm)	2
Comprimento do orifício de descarga – l_s (mm)	1
Número de orifícios de entrada tangencial – n	4
Diâmetro do canal de entrada tangencial – d_e (mm)	2,5
Comprimento do canal de entrada tangencial – l_e (mm)	5
Raio do centro até o canal de entrada tangencial – R (mm)	3,9
Diâmetro da câmara de vórtice – D_{cv} (mm)	8
Comprimento da câmara de vórtice – L_{cv} (mm)	4,6
Ângulo do cone transiente – β (°)	90

Tabela 6.4 - Resumo geral das características do injetor jato-centrífugo.

Dados de entrada					
Queda de pressão – ΔP (MPa)		0,253			
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)		50,269			
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)		90			
Fluido		Etanol / H ₂ O ₂	Água		
Viscosidade dinâmica (cP)		1,144	1		
Densidade (kg/m ³)		1224,7	1000		
Parâmetros geométricos do injetor					
Fluido		Ideal		Viscoso	
Propelente		Etanol / H ₂ O ₂	Água	Etanol / H ₂ O ₂	Água
Coeficiente de atrito (λ)		0	0	0,056	0,054
Número de Reynolds (Re)		0	0	8684,2	9448,5
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)		90	90	89,136	89,17
Coeficiente de descarga (μ)		0,707	0,707	0,716	0,716
Coeficiente de preenchimento (ε)		1	1	1,015	1,014
Parâmetro geométrico (K)		0,5	0,5	0,477	0,478
Velocidade de injeção (m/s)		14,381	15,915	14,576	16,025
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)		50,269	50,269	50,947	50,921

6.3. Bancada de testes

Uma bancada para testes de injetores foi projetada e construída para realização dos experimentos, com base na bancada desenvolvida por Vásquez (2011).

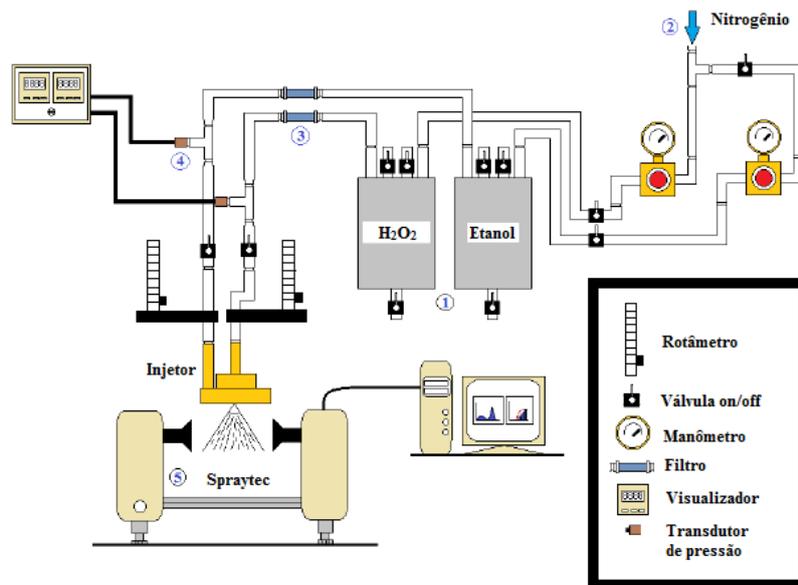


Figura 6.7 - Bancada de testes utilizada nos experimentos.

Fonte: adaptada de Vásquez (2011)

Os principais componentes da bancada de testes são:

1. Dois reservatórios com capacidade de 4 litros cada, usados para armazenar os fluidos de teste.
2. Um cilindro de gás inerte, N_2 , com pressão interna de 200 bar e pressão de saída controlada por válvulas reguladoras.
3. Dois filtros para evitar a entrada de impurezas (particulados) na linha.
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.

A Figura 6.7 mostra os reservatórios para armazenamento dos fluidos de testes e os rotômetros para controle da vazão. A Figura 6.8 mostra uma fotografia do sistema de difração a laser *Spraytec* da empresa Malvern.



Figura 6.7 - Reservatórios para armazenamento de líquidos.



Figura 6.8 - O sistema de difração laser *Spraytec Malvern 2007*.

7 ESCOAMENTOS 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.

7.1. Coeficiente 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, 1989).

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 e ORZECOWSKI, 1993).

O coeficiente de descarga de um injetor é definido como a razão entre a vazão mássica nominal pela vazão mássica máxima:

$$\mu = \frac{\dot{m}_{exp}}{\dot{m}} \quad (7.1)$$

onde a vazão mássica teórica, \dot{m} , é definida como:

$$\dot{m} = Q\rho = \rho A_s V = \rho \pi r_s^2 \sqrt{2 \frac{\Delta P}{\rho}} = \pi r_s^2 \sqrt{2\rho \Delta P} \quad (7.2)$$

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.

A seguir são apresentadas algumas teorias empíricas e semiempíricas desenvolvidas para determinação dos coeficientes de descarga dos injetores centrífugos e jato-centrífugos.

7.2. Expressões empíricas para o coeficiente de descarga

Giffen e Muraszew (1953) observaram que a Equação 2.43 usada na teoria invíscida para calcular o coeficiente de descarga fornecia valores muito baixos em comparação com os dados experimentais. Para resolver este problema, eles introduziram uma constante K_v na Equação 2.44 que leva em conta as perdas por atrito que ocorrem em diferentes partes do injetor, assim:

$$\mu = K_v \varepsilon \sqrt{\frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon}} \quad (7.3)$$

onde K_v é o coeficiente de velocidade, definido como a razão entre a velocidade de descarga nominal pela teórica correspondente à queda de pressão através do injetor, isto é:

$$K_v = \frac{u_{exp}}{V} = \frac{u_{exp}}{\sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}}} \quad (7.4)$$

Giffen e Muraszew (1953), em seus estudos experimentais, chegaram ao valor $K_v = 1,17$.

Várias outras equações para o coeficiente de descarga têm sido derivadas. De acordo com Taylor (1950), para o escoamento invíscido em um injetor centrífugo o coeficiente de descarga é dado por:

$$\mu = \sqrt{0,225 \frac{A_e}{D_{cv}d_s}} \quad (7.5)$$

Carlisle (1955) em seus estudos avaliou o coeficiente de descarga em função da razão D_{cv}/d_s e revelou que sobre a faixa de operação de maior interesse, isto é para D_{cv}/d_s entre 1 e 0,5, chegou na seguinte relação:

$$\frac{\mu}{\mu_{ideal}} = 0,55 \sqrt{\frac{D_{cv}}{d_s}} \quad (7.6)$$

Incorporando a equação acima na Equação 7.5 fornece a seguinte relação para o coeficiente de descarga:

$$\mu = \sqrt{0,068 \frac{D_{cv}}{d_s} \frac{A_e}{D_{cv}d_s}} \quad (7.7)$$

Rizk e Lefebvre (1985) derivaram a seguinte relação para o coeficiente de descarga:

$$\mu = 0,35 \left(\frac{A_e}{D_{cv}d_s} \right)^{0,5} \left(\frac{D_{cv}}{d_s} \right)^{0,25} \quad (7.8)$$

Jones (1982) conduziu uma investigação experimental detalhada sobre os efeitos das propriedades do líquido, condições de operação e geometria do injetor sobre o coeficiente de descarga. Ele avaliou um injetor de grandes dimensões especialmente projetado que era constituído de três partes na qual era possível modificar a geometria em até 159 diferentes configurações. A partir da análise dos seus dados experimentais, ele obteve a seguinte equação empírica para o coeficiente de descarga:

$$(7.9)$$

$$\mu = 0,45 \left(\frac{d_s \rho V}{\mu_L} \right)^{-0,02} \left(\frac{l_s}{d_s} \right)^{-0,03} \left(\frac{L_{cv}}{D_{cv}} \right)^{0,05} \left(\frac{A_e}{D_{cv} d_s} \right)^{0,52} \left(\frac{D_{cv}}{d_s} \right)^{0,23}$$

Nesta equação é interessante notar que os dois últimos termos são muito próximos aos usados na Equação 7.8.

Ballester e Dopazo (1994) realizaram uma série de experimentos para investigar o efeito das dimensões e da pressão de injeção com a finalidade de deduzir uma relação para o coeficiente de descarga de óleos pesados, obtendo:

$$\mu = 1,335 \times 10^{-2} \left(\frac{A_e}{D_{cv} d_s} \right)^{0,3} d_s^{-0,41} \Delta P^{0,07} \quad (7.10)$$

Eisenklam (1961) seguido por Dombrowski e Hassan (1969) e Babu *et al.*, (1982) consideravam um padrão de vórtice dentro do injetor na forma:

$$vr^n = \text{constante} \quad (7.11)$$

Seus estudos teóricos, suplementados pelas análises dos dados experimentais, levaram a seguinte expressão empírica:

$$\mu = \frac{\xi}{\sqrt{\left(\frac{\pi}{4E} \right)^2 \frac{1}{(1-\varepsilon)^n} + \frac{1}{\varepsilon^2}}} \quad (7.12)$$

onde ξ é o fator de correção:

$$\xi = 0,6625 \frac{A_s^{0,13735} A_{cv}^{0,07782}}{A_e^{0,041066}} \quad (7.13)$$

onde ε é o coeficiente de preenchimento a partir da Equação 2.30 e E é o parâmetro do injetor,

$$E = \frac{A_e}{2Rd_s} \left(\frac{2R}{d_s} \right)^{1-n} \quad (7.14)$$

onde R é a distância do centro do injetor até o centro do orifício de entrada tangencial.

A principal vantagem da equação acima é que ela é suportada por um conjunto considerável de dados experimentais obtidos com vários injetores diferentes. No entanto, não leva em conta as variações nos parâmetros geométricos L_{cv}/D_{cv} e l_s/d_s . Por outro lado, exige um conhecimento da área do vórtice de gás para calcular ε para inserção dentro da equação principal. Tal informação não está sempre disponível (BAYVEL e ORZECOWSKI, 1993).

Tentativas foram feitas no processamento de dados experimentais e Blokh e Kichkin (1957) derivaram uma relação geral para o coeficiente de descarga como uma função das dimensões e parâmetros operacionais que combinaria as perdas de quantidade de movimento angular e queda de pressão. Os cálculos dos injetores foram realizados neste caso considerando um líquido ideal e o coeficiente de descarga é então corrigido por meio da equação:

$$\mu_{real} = 12,9\mu \left(\frac{R}{r_s} \right)^{0,5} Re^{-0,33} \quad (7.15)$$

onde μ é o coeficiente de descarga calculado para o escoamento de um líquido ideal por meio de K (quando $\lambda = 0$) e μ_{real} é o coeficiente de descarga real. Esta equação é válida para número de Reynolds $Re \leq 1,6 \times 10^4$.

Na região de $1,6 \times 10^4 \leq Re \leq 2,5 \times 10^4$ o coeficiente de descarga é expresso pela equação:

$$\mu_{real} = 12,9\mu \left(\frac{R}{r_s} \right)^{0,2} \quad (7.16)$$

onde μ_{real} não depende do número de Reynolds.

Para injetores jato-centrífugos, um coeficiente de perda total $\sum\delta$ pode ser introduzido na equação do coeficiente de descarga que toma a seguinte forma:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{4K^2}{(2-\varepsilon)^2} + \frac{1}{\varepsilon^2} + \sum\delta}} \quad (7.17)$$

Segundo Bayvel e Orzechowski (1993), para este tipo de atomizador o coeficiente de perda total é dado por:

$$\sum\delta = 1,1K^{0,32}Re^{-0,11} \quad (7.18)$$

onde o número de Reynolds é dado por:

$$Re = \frac{u_s d_s}{\nu} \quad (7.19)$$

7.3. 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 do injetor centrífugo dual e no injetor jato-centrífugo. 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.

7.3.1. Câmara primária do injetor centrífugo dual

As Figuras 7.1 e 7.2 mostram valores teóricos e experimentais da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual em função da pressão de injeção, empregando-se água e etanol, respectivamente, como líquido de teste.

As Figuras 7.3 e 7.4 comparam os coeficientes de descarga teóricos e experimentais na câmara primária do injetor centrífugo dual, empregando-se água e etanol, respectivamente, como líquido de teste.

Observa-se nas Figuras 7.1 e 7.2 que as vazões mássicas de ambos os líquidos coincidem com a solução analítica considerando os efeitos viscosos na condição de trabalho (10 g/s). Em ambas as figuras, notam-se que em vazões inferiores a 8 g/s o coeficiente de descarga experimental é maior do que da solução analítica, conforme as Figuras 7.3 e 7.4. Em baixas vazões, as perdas de quantidade de movimento angular são maiores, devido ao fato de que em baixas pressões o número de Reynolds é menor e, conseqüentemente, a componente axial da velocidade é maior resultando no aumento do coeficiente de descarga.

De acordo com Lefebvre (1989), a menor queda de pressão em que a atomização pode ser alcançada é em cerca de 100 kPa ou 1 bar. Este comportamento é observado nas Figuras 7.1 e 7.2 para vazões inferiores a 8 g/s e observa-se um desvio exponencial quando a pressão de injeção é próxima de zero.

Verifica-se ainda que o emprego de água não levou a uma grande divergência dos resultados em comparação ao etanol, pois suas propriedades físico-químicas são muito próximas entre si.

Pode-se notar nas Figuras 7.1 e 7.2 que as vazões mássicas teóricas e experimentais dos líquidos na câmara primária aumentam com o incremento da pressão de injeção a uma potência 0,5, conforme mencionado na literatura.

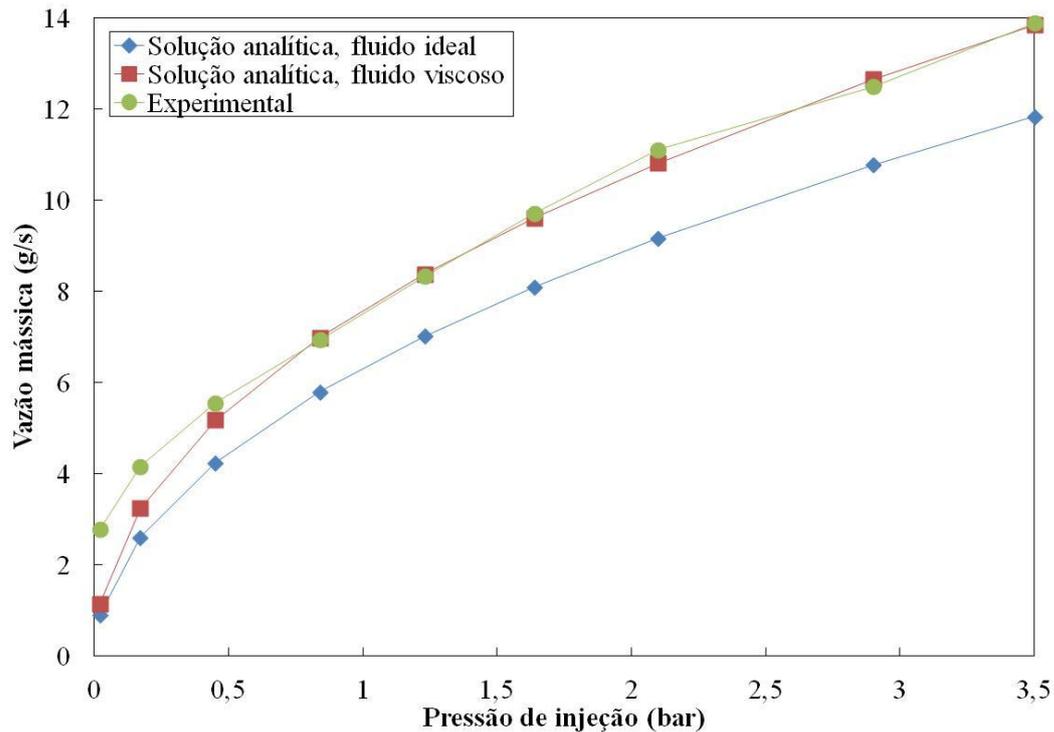


Figura 7.1 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual.

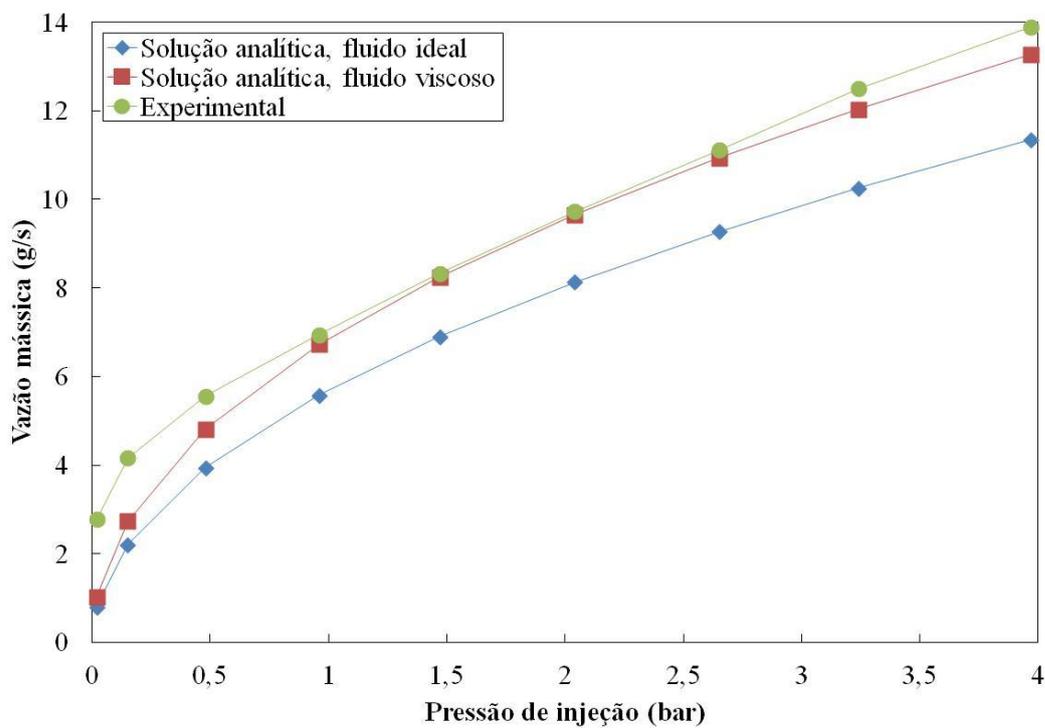


Figura 7.2 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de etanol em função da pressão de injeção (manométrica) na câmara primária do injetor centrífugo dual.

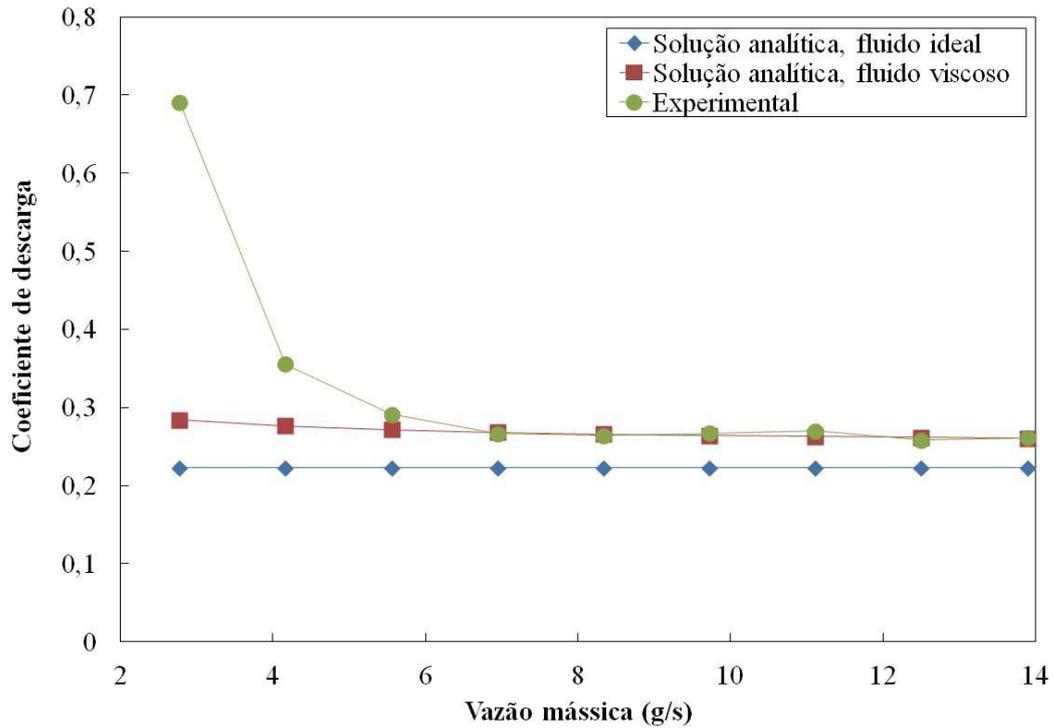


Figura 7.3 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara primária do injetor centrífugo dual.

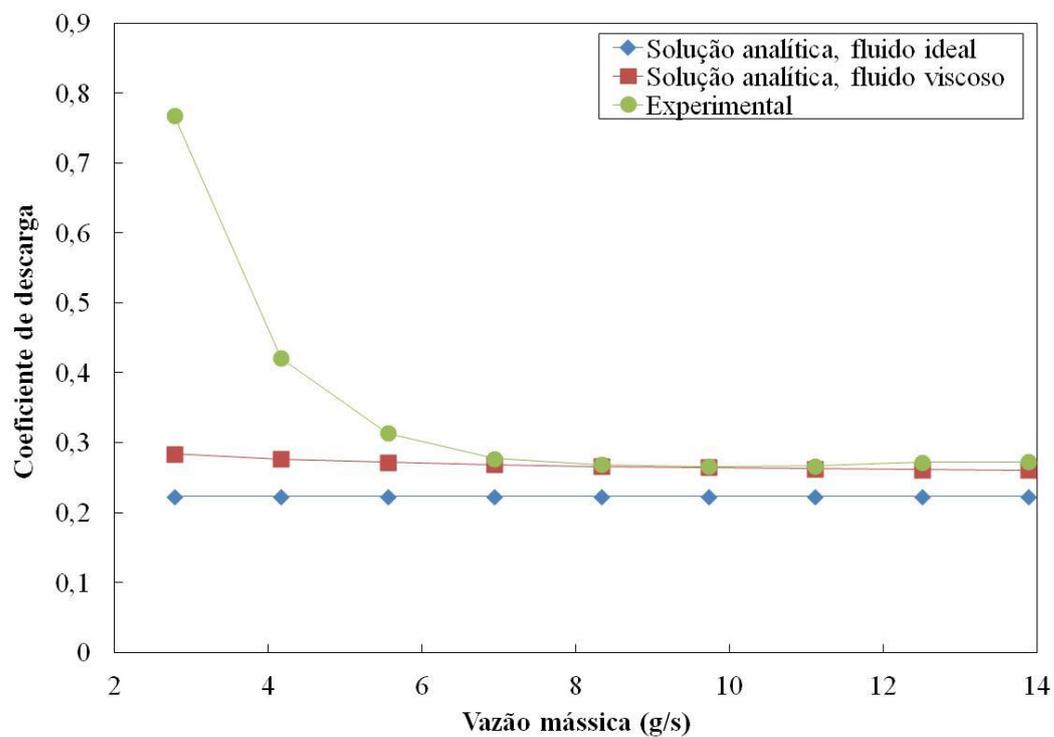


Figura 7.4 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual.

7.3.2. Câmara secundária do injetor centrífugo dual

A Figura 7.5 mostra os valores teóricos e experimentais da vazão mássica na câmara secundária do injetor centrífugo dual em função da pressão de injeção, empregando-se água como líquido de teste.

A Figura 7.6 compara os coeficientes de descarga teóricos e experimentais na câmara secundária do injetor centrífugo dual empregando-se água como líquido de teste.

Em ambas as figuras, nota-se que em vazões inferiores a 8 g/s a pressão de injeção é maior do que o valor teórico, devido a maior perda de quantidade de movimento angular, como observado nas Figuras 7.3 e 7.4.

Observa-se na Figura 7.5 que a vazão experimental coincide com a solução analítica considerando-se os efeitos viscosos na condição de trabalho (40 g/s). Nota-se que em vazões inferiores a 25 g/s a pressão de injeção é maior do que o valor teórico, pois o vórtice de gás ainda não se desenvolveu perfeitamente e conseqüentemente uma diminuição da quantidade de movimento angular acarreta no aumento do coeficiente de descarga, como observado na Figura 7.6. Ainda na Figura 7.6, verifica-se que em vazões superiores a 40 g/s ocorre um leve aumento no coeficiente de descarga devido a compressão do vórtice de gás.

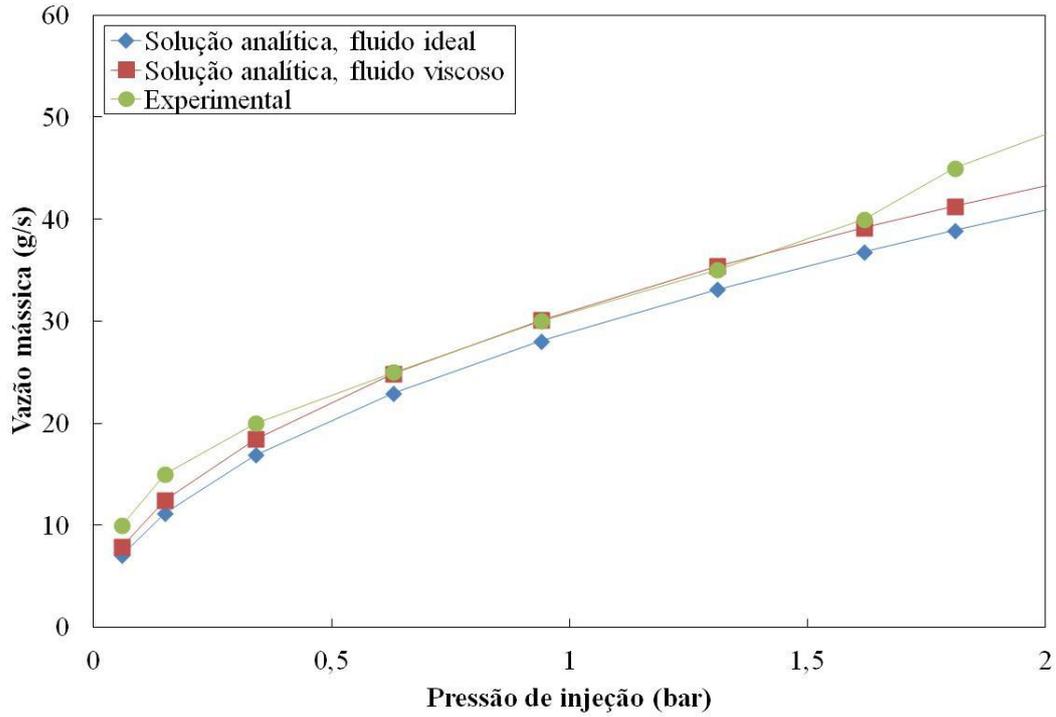


Figura 7.5 - Valores teóricos e experimentais de vazão mássica de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual em função pressão de injeção (manométrica).

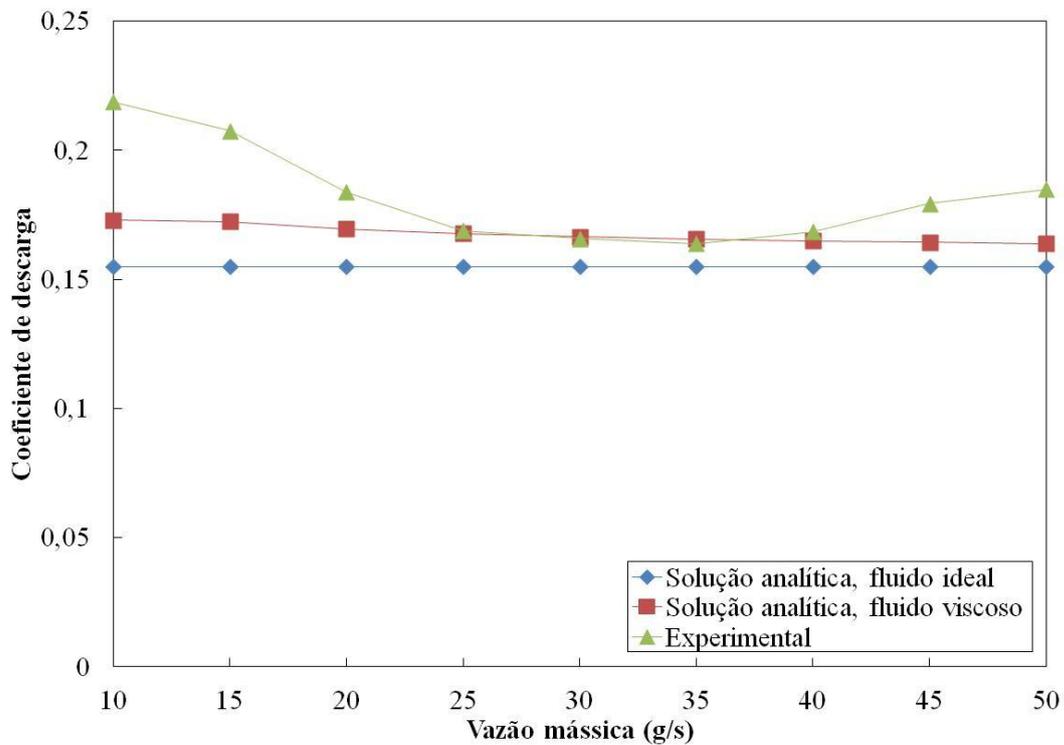


Figura 7.6 - Comparação dos valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga para injeção de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual.

7.3.3. Injetor jato-centrífugo

As Figuras 7.7 e 7.8 mostram os valores experimentais da pressão de injeção em função da vazão mássica do jato axial empregando-se água e etanol, respectivamente, mantendo fixa a vazão do jato centrífugo na condição de trabalho (40 g/s) empregando-se apenas água.

A Figura 7.9 compara os coeficientes de descarga teóricos e experimentais em função da vazão mássica do jato axial empregando-se água e etanol, mantendo fixa a vazão do jato (fluxo) centrífugo na condição de trabalho (40 g/s) empregando-se apenas água.

Observa-se nas Figuras 7.7 e 7.8 que a pressão de injeção total do injetor diminui com o aumento da vazão do jato axial atingindo o menor valor na condição de trabalho do injetor (50 g/s) e então volta a subir gradativamente. Verificou-se nos experimentos que o injetor apresentou instabilidades no escoamento na faixa de vazão mássica entre 6 e 10 g/s e esta foi notada de forma acentuada quando empregou-se etanol no jato axial, conforme Figura 7.10. Essa instabilidade pode ocorrer em faixas de operação distintas que dependem diretamente da vazão do jato centrífugo. Essa instabilidade ocorre sempre próximo ao limite em que ambos os escoamentos unem-se formando um único jato na saída do orifício de descarga, ou seja, quando $\varepsilon \rightarrow 1$, $\mu \rightarrow 0,7$ e $\alpha \rightarrow 90^\circ$.

Verifica-se nas Figuras 7.9 e 7.10, que as soluções analíticas para o coeficiente de descarga não concordam com o experimento. Isso significa que os efeitos viscosos atenuam a quantidade de movimento angular do jato resultante como pode ser observado pela equação semiempírica de Bayvel. O coeficiente de descarga obtido experimentalmente foi 8,5% menor do que o coeficiente de descarga obtido pela equação de Bayvel. Os resultados para água e etanol foram semelhantes, pois suas propriedades físico-químicas não são muito diferentes.

Segundo Hamid e Atan (2009), quanto maior for o diâmetro do orifício de entrada axial maior será o coeficiente de descarga. Isso é devido ao fato de que, para uma dada queda de pressão, a maior vazão mássica do jato axial

provoca uma diminuição das componentes axiais e tangenciais da velocidade do jato centrífugo. Sob esta situação, a força centrífuga do escoamento no interior do injetor é reduzida com uma subsequente redução na queda de pressão. Isso resulta em um aumento do coeficiente de descarga.

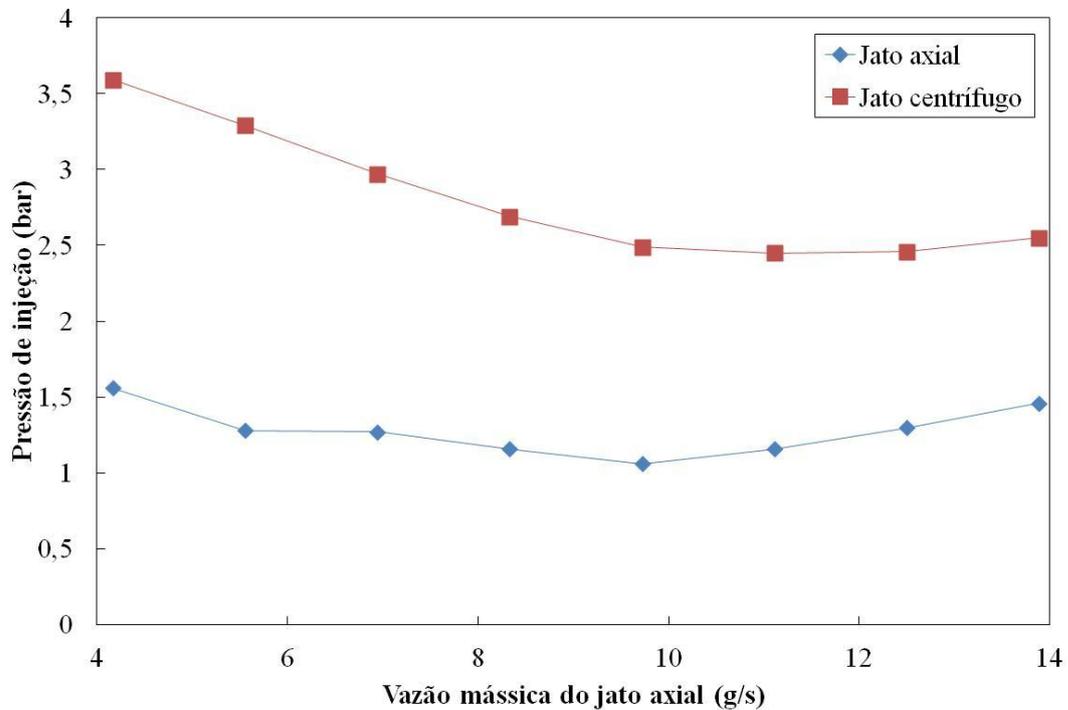


Figura 7.7 - Valores experimentais da pressão de injeção (manométrica) em função da vazão mássica do jato axial empregando água no injetor jato-centrífugo.

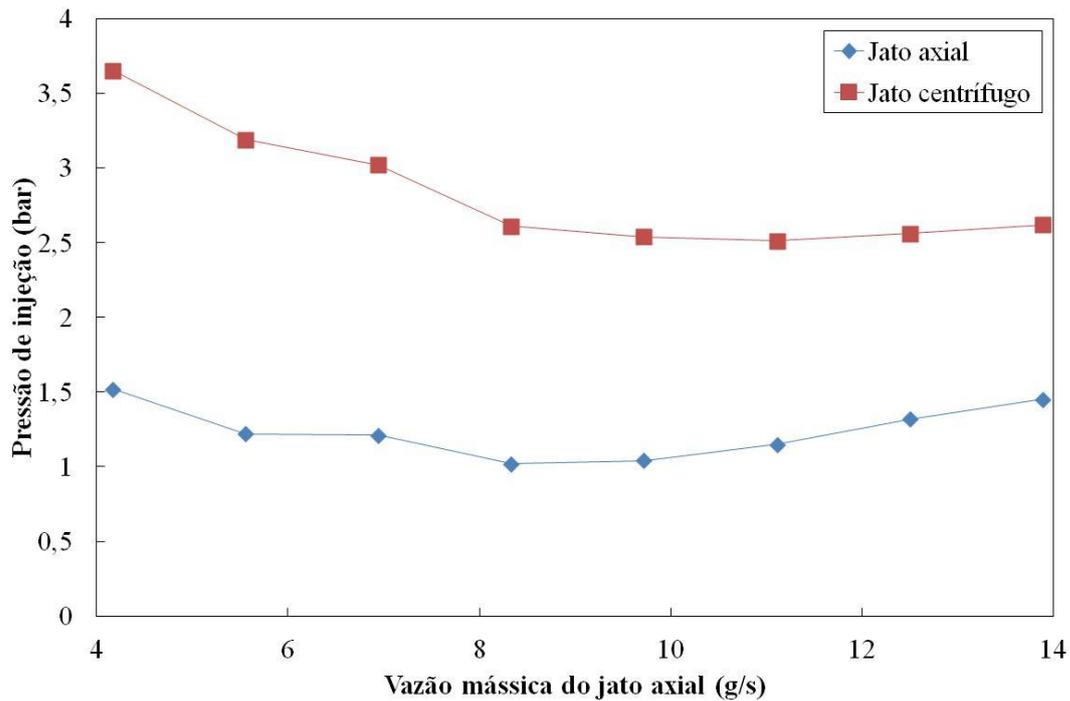


Figura 7.8 - Valores experimentais da pressão de injeção (manométrica) em função da vazão mássica do jato axial empregando etanol no injetor jato-centrífugo.

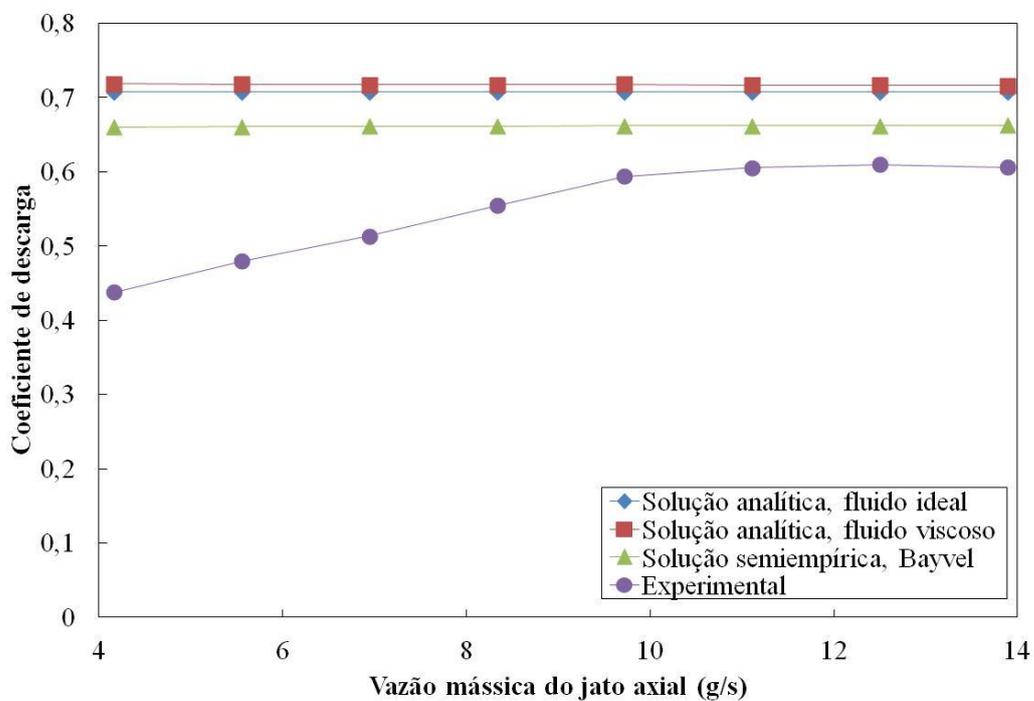


Figura 7.9 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga em função da vazão mássica do jato axial empregando apenas água para o injetor jato-centrífugo.

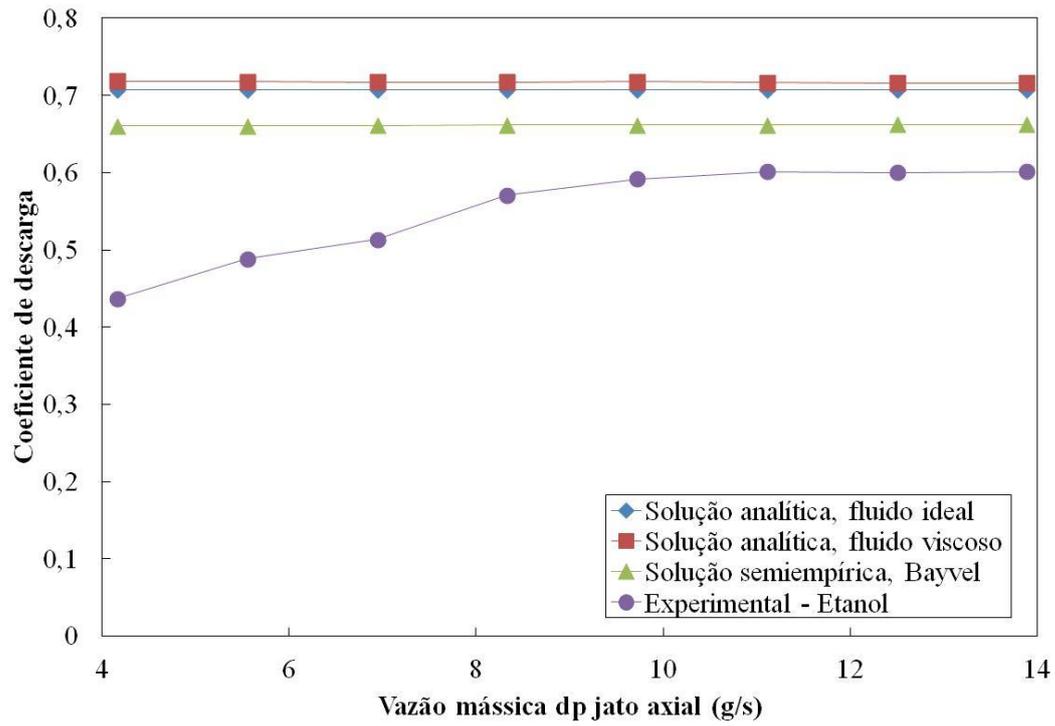


Figura 7.10 - Valores teóricos e experimentais do coeficiente de descarga em função da vazão mássica do jato axial empregando água e etanol para o injetor jato-centrífugo.

8 ÂNGULO DE CONE DO *SPRAY*

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 são frequentemente descritos como sólidos. 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.

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 os pneumáticos é a falta de sensibilidade do *spray* em relação à sua geometria e às propriedades físicas tanto do líquido como do meio gasoso.

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 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 pelo qual o ângulo de cone do *spray* é das principais características dos injetores centrífugos.

8.1. Outras formulações teóricas para o ângulo de cone do *spray*

As características do escoamento em injetores por pressão têm sido estudadas em muitos trabalhos. Seus resultados mostram que o ângulo de *spray* é influenciado pelas dimensões do orifício de descarga, propriedades do líquido e a densidade do meio em que o líquido é pulverizado.

Giffen e Muraszew (1953) analisaram o escoamento em um injetor centrífugo considerando um líquido não viscoso para que o ângulo de cone do *spray* pudesse ser expresso como uma função apenas das dimensões do injetor. Eles chegaram à seguinte expressão para o valor médio do ângulo do cone de *spray*:

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{\left(\frac{\pi}{2}\right) \mu}{A(1 + \sqrt{X})} \quad (8.1)$$

onde $A = A_e/D_{cv}d_s$ e $X = r_{sna}/r_s$.

A mesma teoria também fornece uma expressão para o coeficiente de descarga μ em termos das dimensões do injetor:

$$\mu = \sqrt{\frac{(1 - X)^3}{1 + X}} \quad (8.2)$$

A substituição da Equação 8.2 dentro da Equação 8.1 fornece:

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{\pi(1 - X)\sqrt{(1 - X)}}{2A(1 + \sqrt{X})\sqrt{(1 + X)}} \quad (8.3)$$

Esta equação fornece uma relação entre as dimensões do injetor, o tamanho do vórtice de gás e o ângulo médio de cone do *spray*. Para eliminar uma dessas variáveis, Giffen e Muraszew (1953) aplicaram a condição de que o tamanho do vórtice de gás no orifício será sempre susceptível a conferir a vazão máxima, isto é, o valor do coeficiente de descarga expresso como uma função de ε , ou $1/\mu^2$ é um mínimo.

Fazendo $d(1/\mu^2)/\varepsilon = 0$ leva à seguinte expressão para A em termos de ε :

$$A = \frac{\pi\sqrt{(1-\varepsilon)^3}}{4\sqrt{2}\varepsilon} \quad (8.4)$$

As Equações 8.1 e 8.3 permitem que o ângulo de cone do *spray* seja expresso em termos de qualquer ε ou A . Uma vez que o valor de ε é uma função apenas de A , é evidente que o ângulo de cone do *spray* é, teoricamente, uma função apenas do parâmetro A e é independente das propriedades do líquido e da pressão de injeção.

Rizk e Lefebvre (1985) determinaram o ângulo de cone do *spray* a partir da noção de que qualquer partícula de líquido deixa um ponto sobre a borda do orifício de descarga em um plano que fica tangente à borda do cilindro, onde este ângulo é a resultante das componentes axial e tangencial da velocidade neste ponto.

A componente axial da velocidade é dada por:

$$u_s = \frac{\dot{m}}{\rho A_L} = \frac{\dot{m}}{\rho(A_s - A_{sna})} = \frac{\dot{m}}{\rho\pi r_s^2 \varepsilon} = \frac{\dot{m}}{\rho A_s \varepsilon} \quad (8.5)$$

onde \dot{m} é a vazão mássica, ρ a densidade do líquido, A_s e A_{sna} são as áreas do orifício de descarga e do vórtice de gás, respectivamente.

O ângulo do cone de *spray* também pode ser definido como a razão entre as velocidades axial e a média.

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \frac{u_s}{\bar{u}} \quad (8.6)$$

A velocidade média do filme líquido na saída do orifício de descarga é obtido por:

$$\bar{u} = K_v \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (8.7)$$

onde K_v é o coeficiente de velocidade, definido como a razão entre a velocidade de descarga nominal pela teórica correspondente a queda de pressão através do injetor, isto é:

$$K_v = \frac{u_{real}}{V} = \frac{\bar{u}}{\sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}}} \quad (8.8)$$

A partir da Equação 8.5, a vazão mássica \dot{m} pode ser dada por:

$$\dot{m} = \mu \rho A_s V = \mu \rho A_s \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} = \mu \rho A_s \frac{\bar{u}}{K_v} \quad (8.9)$$

ou,

$$\bar{u} = \frac{\dot{m} K_v}{\mu \rho A_s} \quad (8.10)$$

Substituindo u_s e \bar{u} , a partir das Equações 8.5 e 8.10, respectivamente, dentro da Equação 8.6, fornece:

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \frac{\mu}{K_v \varepsilon} \quad (8.11)$$

Igualando o coeficiente de descarga, μ , a partir das Equações 2.44 e 8.11, Rizk e Lefebvre (1985) obtiveram uma expressão que depende apenas de ε :

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon}} = \sqrt{\frac{1 - X}{1 + X}} \quad (8.12)$$

onde X está diretamente relacionado com a espessura do filme δ , uma vez que a diferença entre o diâmetro do vórtice de gás e o diâmetro do orifício de descarga é determinado unicamente pela espessura do filme líquido. Então:

$$X = \frac{(d_s - 2\delta)^2}{d_s^2} \quad (8.13)$$

8.2. Expressões empíricas para o ângulo de cone do *spray*

Com base em numerosos cálculos do ângulo de cone do *spray*, Rizk e Lefebvre (1985) derivaram a seguinte equação dimensionalmente correta:

$$\frac{\alpha}{2} = 6K^{0,15} \left(\frac{\Delta P d_s^2 \rho}{\mu_L^2} \right)^{0,11} \quad (8.14)$$

Esta equação fornece uma indicação útil sobre os efeitos da pressão de injeção e das propriedades do líquido sobre o ângulo de cone do *spray*.

Benjamim (1998) validou sua equação utilizando sua base de dados e modificando os coeficientes indicados por Rizk e Lefebvre (1985) para injetores de grande escala e encontrou a seguinte equação:

$$\frac{\alpha}{2} = 9,75K^{0,287} \left(\frac{\Delta P d_s^2 \rho}{\mu_L^2} \right)^{0,067} \quad (8.15)$$

Os pesquisadores Ballester e Dopazo (1994), encontraram uma equação semiempírica para determinar o ângulo de cone do *spray* de um injetor centrífugo, onde a viscosidade e a pressão de injeção do líquido era considerada, além das características geométricas do injetor. Esta equação foi desenvolvida para óleos pesados:

$$\alpha = 0,2197K^{-0,39}d_s^{0,63}\nu^{-0,91}\Delta P^{0,42} \quad (8.16)$$

Babu *et al.* (1982) consideraram um padrão de vórtice dentro do injetor na forma:

$$vr^n = \text{constante} \quad (8.17)$$

Seus estudos teóricos, suplementados pelas análises de dados experimentais, levaram a seguinte expressão empírica para o ângulo de cone do *spray*:

$$\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{\left(\frac{\pi}{4}\right) \varepsilon K}{B} \quad (8.18)$$

onde,

$$B = \frac{A_e}{D_{cv}d_s} \left(\frac{D_{cv}}{d_s}\right)^{1-n} \quad (8.19)$$

Para $\Delta P > 2,76$ MPa,

$$n = 17,57 \frac{A_s^{0,1396} A_e^{0,2336}}{A_s^{0,1775}} \quad (8.20)$$

$$K = 0,00812 \frac{A_e^{0,034048}}{A_s^{0,17548} A_e^{0,24579}} \quad (8.21)$$

Para $\Delta P < 2,76$ MPa,

$$n = 28 A_s^{0,14176} \frac{A_e^{0,27033}}{A_s^{0,17634}} \quad (8.22)$$

$$K = 0,0831 \frac{A_e^{0,34823}}{A_s^{0,26326} A_e^{0,32742}} \quad (8.23)$$

A validade da Equação 8.18 é suportada por um considerável número de dados experimentais obtidos com vários injetores centrífugos simples. De acordo com Babu *et al.* (1982), o desvio máximo entre os resultados teóricos e experimentais é menor que 10%.

8.3. 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 pixels e o comprimento verdadeiro da imagem, necessário para realizar as medidas do ângulo de cone do *spray* com precisão. A Figura 8.1 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 câmara digital da Sony modelo DSC-F828, mostrada na Figura 8.2, que tem uma capacidade de resolução de 8 megapíxeis. Esta câmara consegue gravar imagens no tamanho de até 3264 x 2448 pixels 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 8.3 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 8.4, e então a partir desses dados são construídos gráficos para comparação dos resultados teóricos com os experimentais.

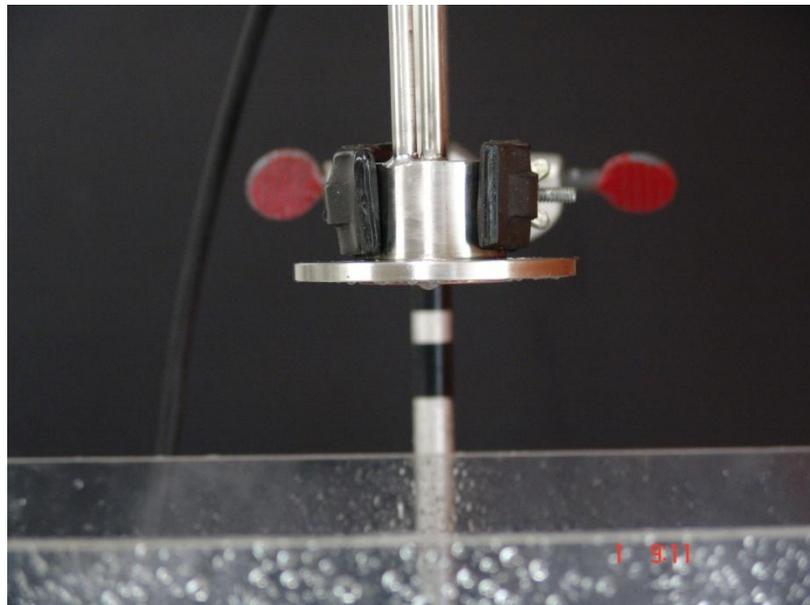


Figura 8.1 - Arranjo experimental para determinação do ângulo de cone do *spray*.



Figura 8.2 - Câmera digital da Sony modelo DSC-F828.

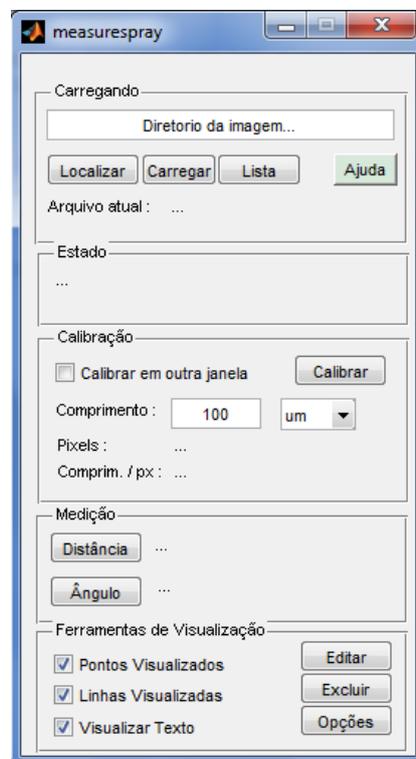


Figura 8.3 - Interface do software de Vásquez (2011) para o processamento de imagens.

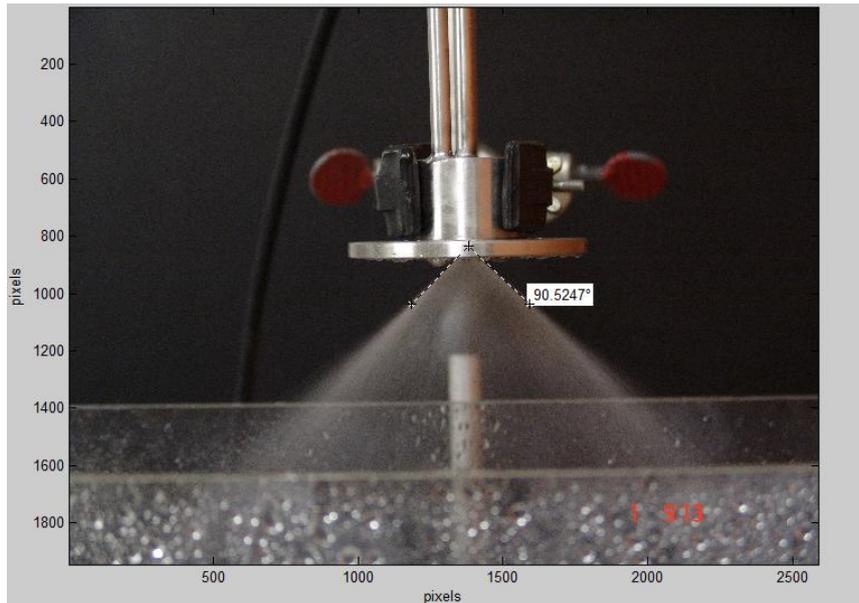


Figura 8.4 - Imagem calibrada com o resultado final da medição.

8.4. Resultados obtidos das medições do ângulo de cone do *spray*

8.4.1. Câmara primária do injetor centrífugo dual

As Figuras 8.5 e 8.6 apresentam os valores teóricos, empíricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água e etanol, respectivamente, em função da vazão mássica na câmara primária do injetor.

A Figura 8.7 apresenta os valores experimentais obtidos de ambos os líquidos injetados na câmara primária com a finalidade de observar a diferença entre os ângulos de cone do *spray*.

Observa-se na Figura 8.5 que a formulação empírica de Benjamim forneceu a melhor estimativa do ângulo de cone do *spray* para vazões mássicas até 8 g/s. Na condição de trabalho (10 g/s), a solução teórica considerando os efeitos viscosos adequou-se melhor aos dados experimentais, porém o valor experimental foi 16% menor nessa condição. Esse desvio era esperado, pois a solução teórica está em função apenas do parâmetro do injetor 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.

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 (1989), 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 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 $l_s/d_s = 5,875$, ou seja, quase 12 vezes o valor recomendado.

Na Figura 8.6, a formulação de Benjamim estimou o ângulo de cone do *spray* com maior precisão ao longo de toda a faixa de vazão mássica estudada. Verificou-se também que o uso de etanol levou a uma diminuição do ângulo de *spray* em comparação aos testes realizados com água, conforme Figura 8.7.

Segundo Lefebvre (1989), 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 (1989) concluiu 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.

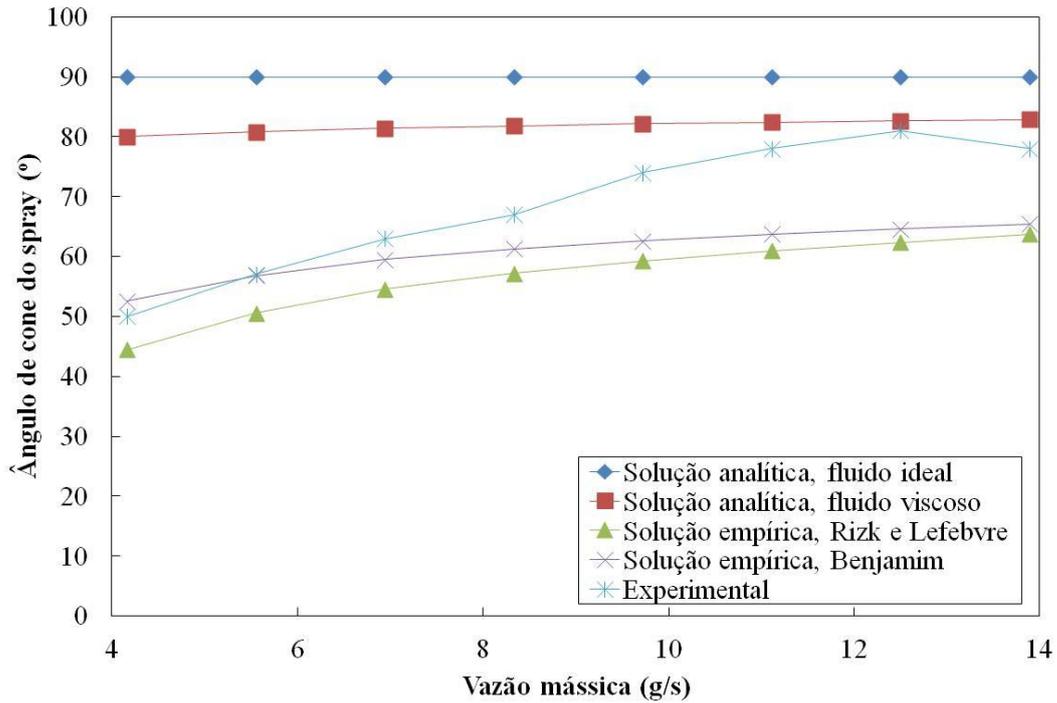


Figura 8.5 - Valores teóricos, empíricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual empregando-se água.

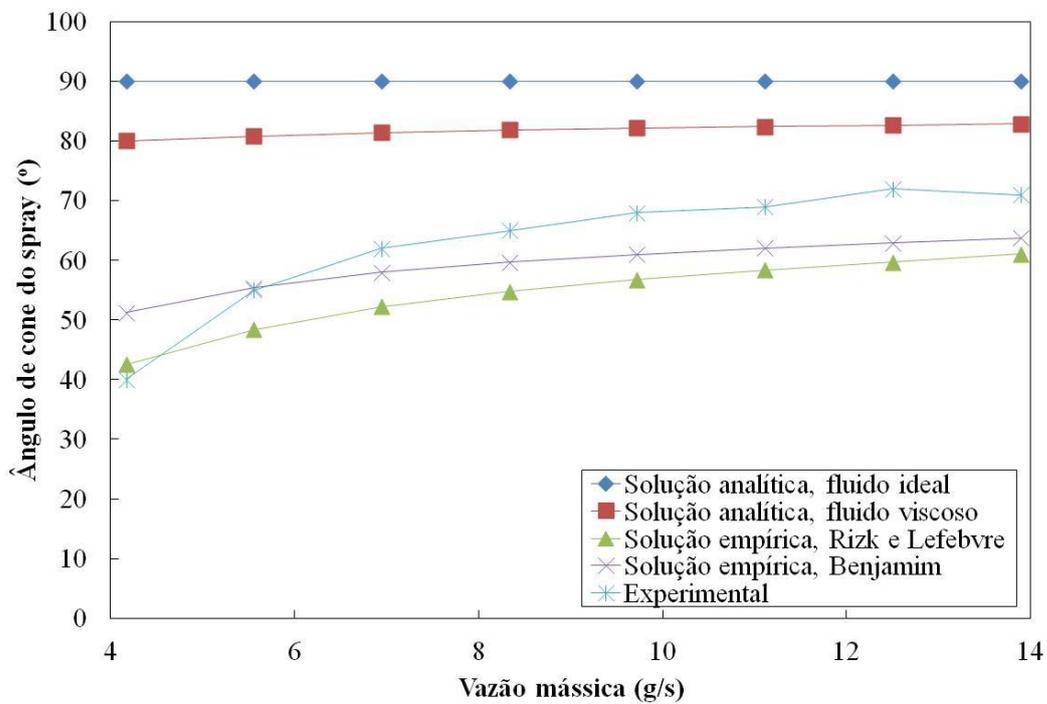


Figura 8.6 - Valores teóricos, empíricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* em função da vazão mássica na câmara primária do injetor centrífugo dual empregando-se etanol.

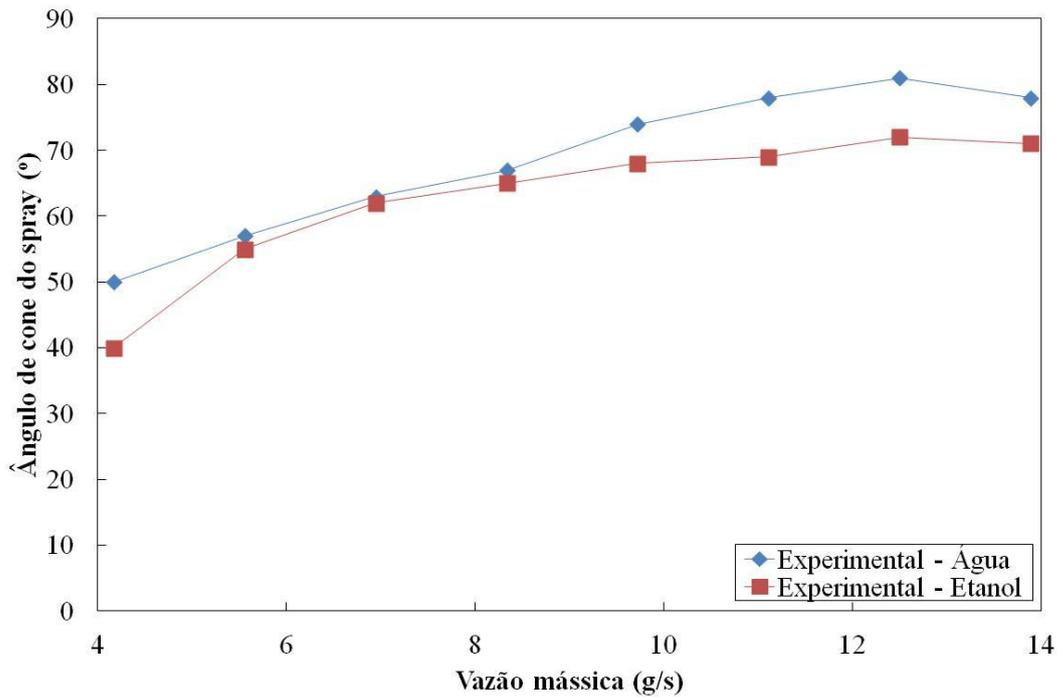


Figura 8.7 - Comparação dos ângulos de cone do *spray* experimentais para água e etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual.

8.4.2. Câmara secundária do injetor centrífugo dual

A Figura 8.8 apresenta os valores teóricos, semiempíricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* para injeção de água em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor.

Observa-se na Figura 8.8 que a solução analítica considerando os efeitos viscosos coincide com o valor experimental na condição de trabalho (40 g/s), porém os valores experimentais não seguiram a tendência da solução analítica, ou seja, o ângulo de cone do *spray* deveria aumentar juntamente com o incremento da vazão mássica. Esse comportamento anormal é devido ao fato de que a câmara secundária apresentou um *spray* plenamente desenvolvido somente a partir da condição de trabalho (40 g/s).

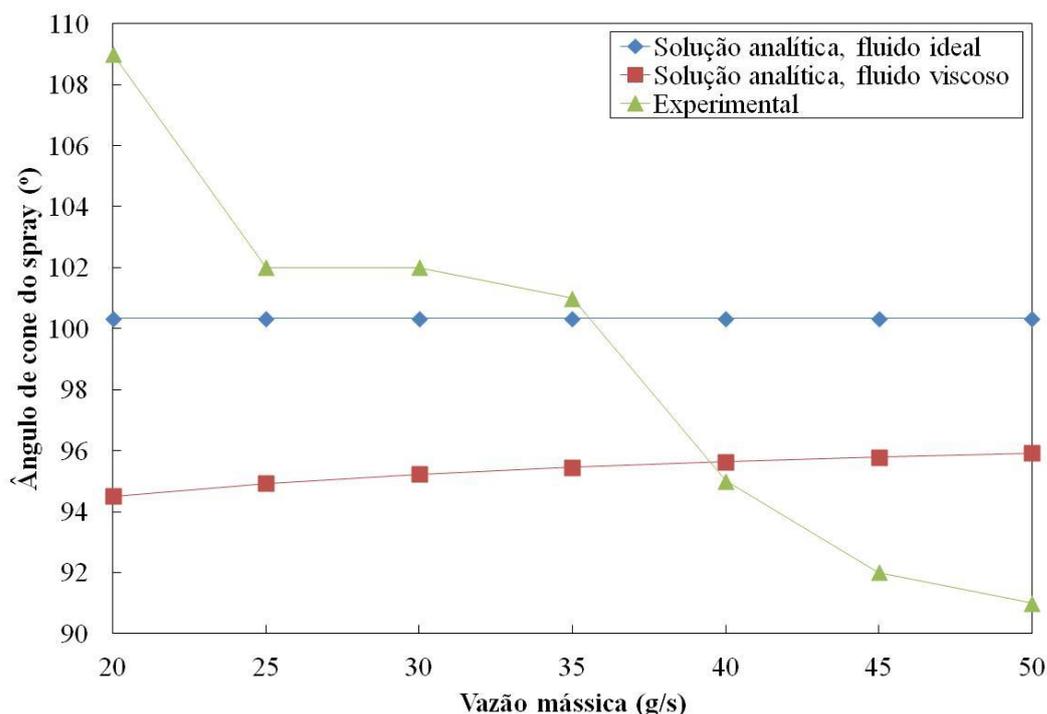


Figura 8.8 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* em função da vazão mássica na câmara secundária do injetor centrífugo dual empregando-se água.

8.4.3. Ângulo de cone do *spray* resultante do injetor centrífugo dual

Na Figura 8.9 são apresentados os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* resultante obtido a partir da injeção de água nas câmaras primária e secundária e de etanol na câmara primária com água na câmara secundária, em ambos os casos, mantendo-se fixa a vazão na câmara secundária na condição de trabalho (40 g/s).

A Figura 8.10 apresenta uma imagem do injetor centrífugo dual operando na condição de trabalho em que ele foi projetado.

Observa-se na Figura 8.9 que o valor teórico obtido para o ângulo de cone do *spray* concordou com o valor experimental. Nos ensaios, percebeu-se que a interação de ambas as folhas de líquido ocorreu quando a vazão da câmara primária atingiu 8 g/s para os dois casos e isso fica evidenciado no gráfico da Figura 8.10, quando os valores experimentais tornam-se idênticos.

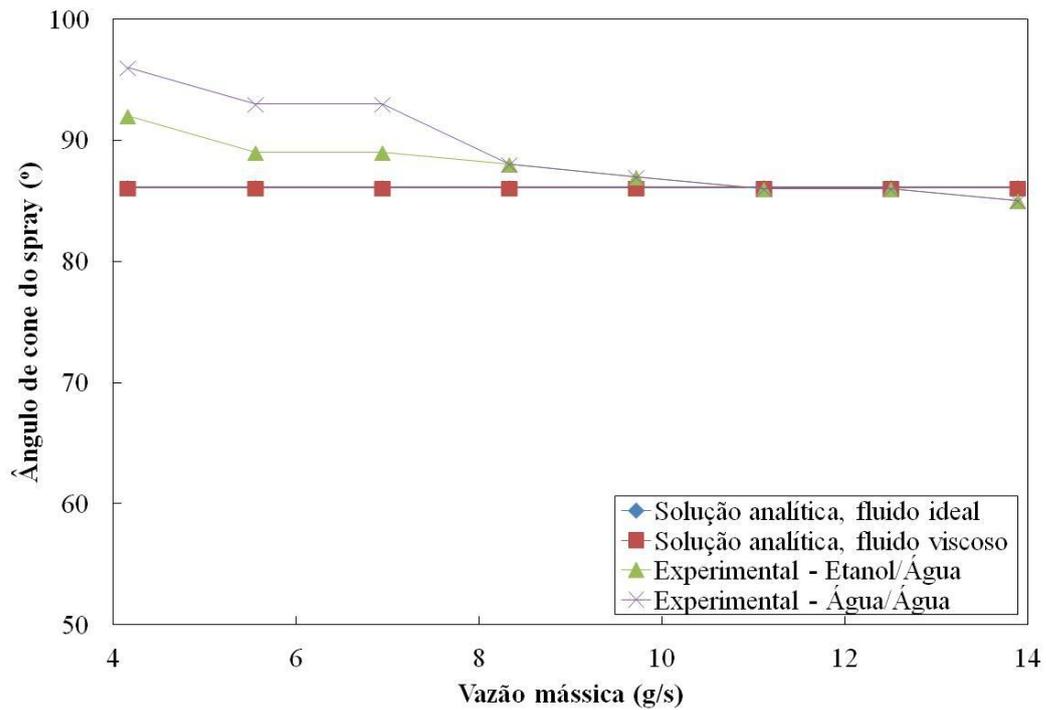


Figura 8.9 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone resultante do *spray* em função da vazão mássica na câmara primária, com vazão de água na câmara secundária do injetor centrífugo dual na condição de trabalho (40 g/s).

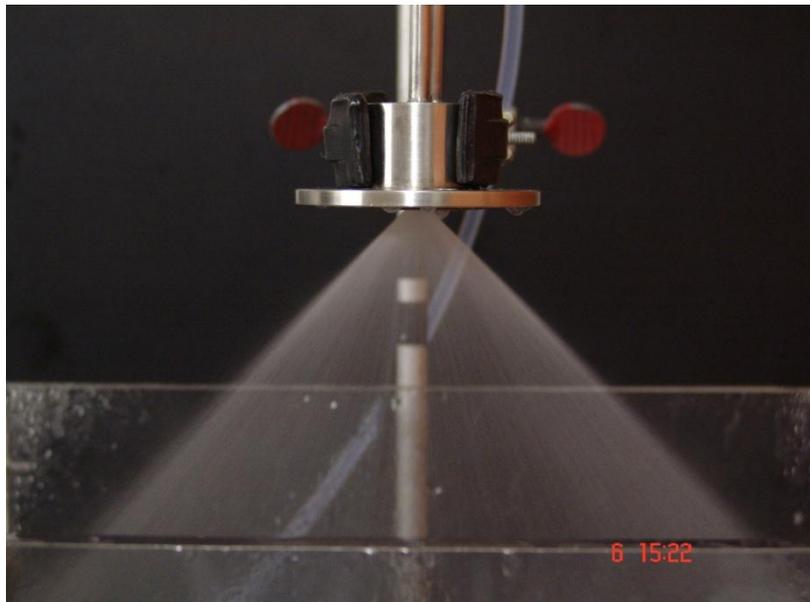


Figura 8.10 - Injetor centrífugo dual operando na condição de trabalho.

8.4.4. Injetor jato-centrífugo

A Figura 8.11 apresenta os valores experimentais e empíricos do ângulo de cone do *spray* para injeção de água apenas pelos orifícios tangenciais (jato centrífugo), ou seja, operando como um injetor centrífugo simples, em função da vazão mássica.

Observa-se na Figura 8.11 que as equações semiempíricas para injetores centrífugos não conseguiram descrever a dinâmica desse injetor, isso significa que o grau de influência das variáveis contida em ambas as equações empíricas (ΔP , K , ρ e d_s) devem ser diferentes para os injetores jato-centrífugos. O valor obtido pela equação empírica de Lefebvre foi 24% menor do que o valor experimental na condição de trabalho (40 g/s).

Na Figura 8.12 são apresentados os valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* resultante obtido a partir da injeção de água nas duas câmaras e de etanol na câmara primária com água na câmara secundária, em ambos os casos, mantendo fixa a vazão da câmara secundária na condição de trabalho (40 g/s).

A Figura 8.13 apresenta uma imagem do injetor jato-centrífugo operando na condição de trabalho na qual ele foi projetado.

Observa-se na Figura 8.12 que o valor teórico obtido para o ângulo de cone do *spray* ficou muito próximo ao valor experimental, sendo este cerca de 10% maior do que o valor calculado na condição de trabalho. Ainda na Figura 8.12, observa-se que o maior ângulo de cone do *spray* é obtido com o uso de água no jato axial devido à viscosidade da água ser menor que a do etanol, como mencionado anteriormente.

Observa-se na Figura 8.12 que para vazões mássicas do jato axial acima da condição de trabalho (10 g/s), o ângulo de cone do *spray* apresenta uma leve diminuição. A explicação para essa observação é que a uma pressão mais elevada do jato axial leva a menores valores das componentes radial e tangencial da velocidade e, por conseguinte, a película líquida resultante na saída do injetor é contraída e o ângulo de cone do *spray* diminui.

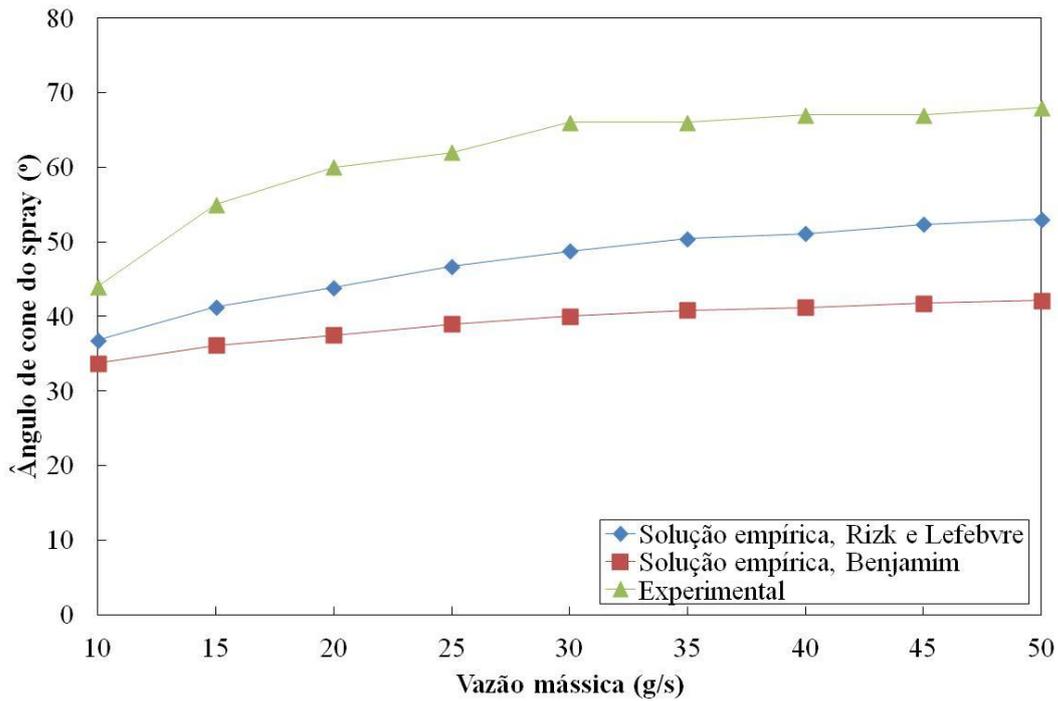


Figura 8.11 - Valores empíricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* em função da vazão mássica para a injeção apenas do jato centrífugo do injetor jato-centrífugo.

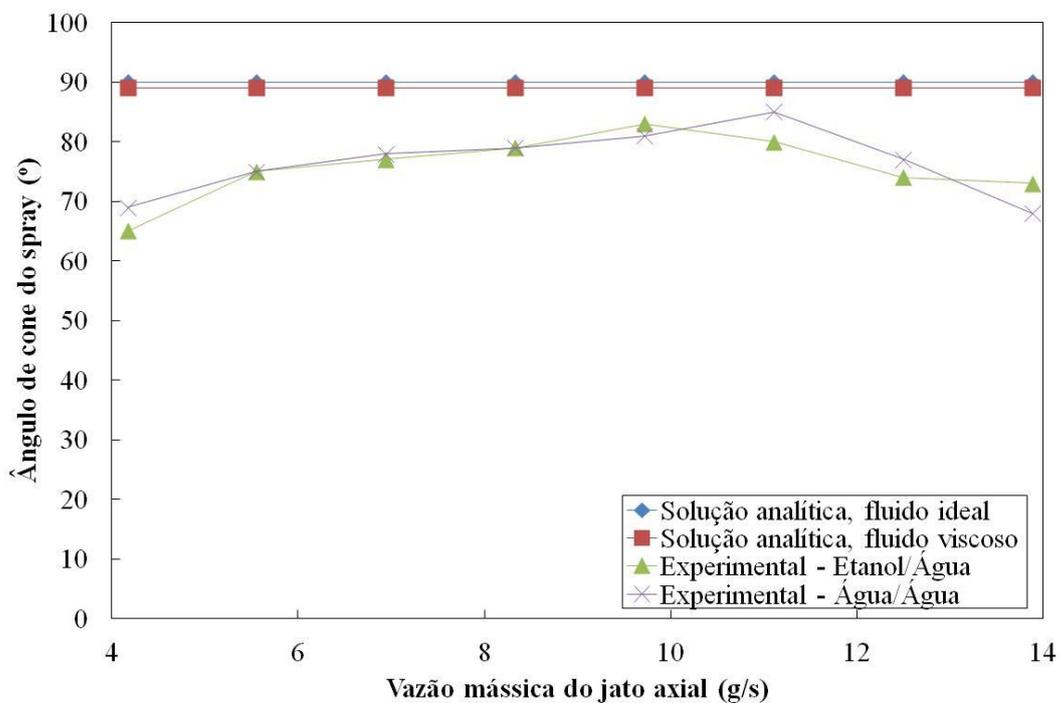


Figura 8.12 - Valores teóricos e experimentais do ângulo de cone do *spray* em função da vazão mássica do jato axial, com vazão de 40 g/s no jato centrífugo do injetor jato-centrífugo.



Figura 8.13 - Injetor jato-centrífugo operando na condição de trabalho.

8.5. 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 e ORZECOWSKI, 1993).

8.5.1. Formulação analítica para a espessura do filme líquido

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, o principal parâmetro característico dos injetores centrífugos.

Como proposto por Strulevich, a espessura δ pode ser calculada aproximadamente da seguinte forma, de acordo com a Figura 8.13 (KULAGIN, 1970).

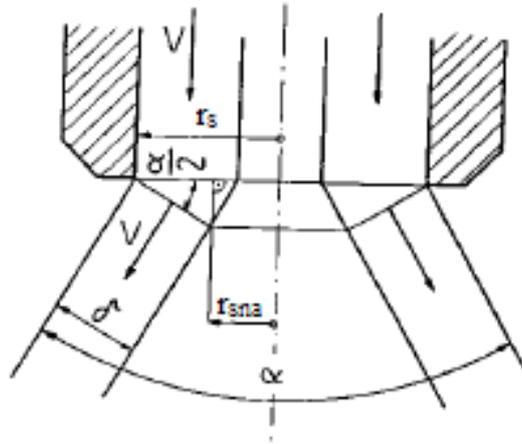


Figura 8.14 - Diagrama esquemático para o cálculo da espessura do filme líquido.
 Fonte: adaptada de Bayvel e Orzechowski (1993).

A partir da equação da continuidade, segue-se que:

$$\mu \pi r_s^2 V = AV \quad (8.24)$$

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.

$$A = \pi \delta (r_s + r_{sna}) = \pi \delta \left(2r_s - \delta \cos \frac{\alpha}{2} \right) \quad (8.25)$$

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 :

$$\cos \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\delta}{r_s} \right)^2 - 2 \frac{\delta}{r_s} + \mu = 0 \quad (8.26)$$

Resolvendo esta equação, têm-se duas raízes, onde apenas $\delta/r_s < 1$ tem significado físico, isto é:

$$\frac{\delta}{r_s} = \frac{1 - \sqrt{1 - \mu \cos \frac{\alpha}{2}}}{\cos \frac{\alpha}{2}} \quad (8.27)$$

A fim de calcular δ , os valores de μ e α devem ser conhecidos a partir de medições.

Kulagin (1970) descreve uma maneira alternativa para o cálculo da espessura do filme líquido, onde δ é dado por:

$$\delta = (r_s + r_{sna}) \cos \frac{\alpha}{2} \quad (8.28)$$

O ângulo α pode ser calculado de uma simplificada distância a partir da razão:

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \frac{\bar{v}}{V} = \frac{\mu K r_s}{\frac{1}{2}(r_s + r_{sna})} \quad (8.29)$$

Com a substituição de $\cos(\alpha/2)$ pela expressão a partir da Equação 8.28, obtém-se uma equação para calcular a espessura do filme cônico de líquido na saída do orifício de descarga:

$$\delta = 2\mu K r_s \quad (8.30)$$

8.5.2. Expressões semiempíricas para a espessura do filme líquido

A influência da espessura inicial da folha líquida sobre as características do *spray* produzidas pelo pré-filme do injetor foi examinado por Rizk e Lefebvre (1985).

Considere-se um pequeno elemento do filme líquido, fluindo pelo bocal, de comprimento dx , profundidade dy e largura dz igual à unidade em uma direção perpendicular à sua direção de movimento. É admitido que apenas as forças viscosas e de pressão atuam sobre este elemento e sob condições de

escoamento em estado estacionário destas duas forças em equilíbrio, de tal modo que:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{d\tau}{dy} \quad (8.31)$$

onde τ é a tensão de cisalhamento e dp representa o gradiente de pressão na direção x . Uma vez que:

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (8.32)$$

onde μ é a viscosidade do líquido e u a velocidade, então:

$$\frac{dp}{dx} = \mu \frac{d^2u}{dy^2} \quad (8.33)$$

Se o gradiente de pressão através do filme líquido for considerado constante, a Equação 8.33 pode ser integrada para fornecer:

$$u = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dp}{dx} \right) \frac{y^2}{2} + C_1 y + C_2 \quad (8.34)$$

As constantes C_1 e C_2 são determinadas a partir das condições de contorno, $y = 0$, $u = 0$ e $y = \delta$, $u = u_{sna}$, onde u_{sna} é a velocidade de escoamento máxima alcançada na superfície do líquido, e δ é a espessura do filme líquido. Assim,

$$u = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} \left(\frac{y^2 - \delta y}{2} \right) + \frac{u_{sna} y}{\delta} \quad (8.35)$$

A velocidade máxima u_{sna} é determinada diferenciando a equação acima em relação a y e fazendo $y = 0$, obtém-se:

$$u_{sna} = -\frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} \frac{\delta^2}{2} \quad (8.36)$$

Substituindo u_{sna} a partir da Equação 8.36 dentro da Equação 8.35 fornece a velocidade como:

$$u = \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} \left(\frac{\delta y^2 - 2\delta^2 y}{2\delta} \right) \quad (8.37)$$

A vazão mássica, \dot{m} , é definida como:

$$\dot{m} = \rho A u \quad (8.38)$$

Diferenciando, obtém-se:

$$d\dot{m} = \rho u dA \quad (8.39)$$

A velocidade média, \bar{u} , pode ser calculada a partir da seguinte equação integral:

$$\bar{u} = \frac{d\dot{m}}{\rho dA} = \iint \rho u dA / \iint \rho dA = \iint u dy dx / \iint dy dx \quad (8.40)$$

onde a região de integração R é dada por:

$$R = \left\{ \begin{array}{l} 0 \leq y \leq \delta \\ 0 \leq x \leq \frac{l}{\cos \frac{\alpha}{2}} \end{array} \right. \quad (8.41)$$

Substituindo a velocidade axial, u , a partir da Equação 8.37, dentro da Equação 8.40, obtém-se a seguinte equação integral:

$$\bar{u} = \int_0^{l/\cos\frac{\alpha}{2}} \left\{ \int_0^\delta \left[\frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} \left(\frac{\delta y^2 - 2\delta^2 y}{2\delta} \right) \right] dy \right\} dx / \int_0^{l/\cos\frac{\alpha}{2}} \left(\int_0^\delta dy \right) dx \quad (8.42)$$

Integrando a equação acima em relação a y , obtém-se:

$$\bar{u} = - \int_0^{l/\cos\frac{\alpha}{2}} \frac{1}{\mu} \frac{dp}{dx} \frac{\delta^3}{3} dx / \int_0^{l/\cos\frac{\alpha}{2}} \delta dx \quad (8.43)$$

$$u = - \int_0^{l/\cos\frac{\alpha}{2}} \frac{1}{\mu} \frac{\delta^2}{3} dp \frac{dx}{dx} / \int_0^{l/\cos\frac{\alpha}{2}} dx \quad (8.44)$$

Em seguida, integrando em relação a x , obtém-se:

$$\bar{u} = - \frac{\frac{1}{\mu} \frac{\delta^2}{3} dp}{\frac{l}{\cos\frac{\alpha}{2}}} = - \frac{\delta^2 \cos\frac{\alpha}{2}}{3\mu l} dp \quad (8.45)$$

Substituindo dentro da equação anterior, para a queda de pressão ao longo desta trajetória $dp = -\Delta p$, fornece a seguinte expressão para a velocidade média do filme líquido:

$$\bar{u} = \frac{\Delta p \delta^2 \cos\frac{\alpha}{2}}{3\mu l} \quad (8.46)$$

A grande variação relativa à geometria interna entre os vários tipos de injetores centrífugos torna difícil atribuir um valor para l . No entanto, todos os injetores centrífugos, independentemente da geometria interna, possuem um orifício de descarga circular, portanto, é conveniente admitir que l é proporcional a d_s , isto é, $l = A d_s$. Também pode-se considerar que a queda de pressão Δp ao longo da trajetória do escoamento $l/\cos(\alpha/2)$ é proporcional à queda de pressão

através do injetor, isto é, $\Delta p = B\Delta P$, então a velocidade média na saída do orifício de descarga é dada por:

$$\bar{u} = \frac{\Delta P \delta^2 \cos \frac{\alpha}{2}}{3\mu d_s (A/B)} \quad (8.47)$$

Uma vez que a queda de pressão é proporcional ao comprimento do escoamento então o valor de A/B deve permanecer relativamente constante e isto é confirmado pelos experimentos. Os resultados relatados na literatura suportam a validade desta expressão e apontam um melhor valor de cerca de 400 para A/B (RIZK E LEFEBVRE, 1985).

Qualquer partícula de líquido deixa um ponto sobre a borda do orifício de descarga em um plano que fica tangente à borda do cilindro, cujo ângulo é resultante das componentes axial e tangencial da velocidade neste ponto.

A componente axial da velocidade é dada por:

$$u_s = \frac{\dot{m}}{\rho A_L} = \frac{\dot{m}}{\rho (A_s - A_{sna})} = \frac{\dot{m}}{\rho \pi r_s^2 \varepsilon} = \frac{\dot{m}}{\rho A_s \varepsilon} \quad (8.48)$$

onde \dot{m} é a vazão mássica, ρ a densidade do líquido, A_s e A_{sna} são as áreas do orifício de descarga e do vórtice de gás, respectivamente.

O ângulo do cone de *spray* também pode ser definido como a razão entre as velocidades axial e a média.

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \frac{u_s}{\bar{u}} \quad (8.49)$$

Substituindo \bar{u} e u_s na equação acima, a partir das Equações 8.47 e 8.48, respectivamente, leva a:

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{12\dot{m}\mu(A/B)}{\rho\pi d_s \Delta P \delta^2 \varepsilon}} \quad (8.50)$$

Na seção anterior, relatou-se que na teoria invíscida, a equação para o coeficiente de descarga fornece valores teóricos mais baixos que os obtidos no experimento. Para corrigir isto, adicionou-se um coeficiente de velocidade K_v que leva em conta as perdas que ocorrem em diferente partes do orifício de descarga, assim:

$$\mu = K_v \varepsilon \sqrt{\frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon}} \quad (8.51)$$

A velocidade média na saída do orifício de descarga é dada por:

$$\bar{u} = \frac{mK_v}{\mu\rho A_s} \quad (8.52)$$

Substituindo u_s e \bar{u} , a partir das Equações 8.48 e 8.52, respectivamente, dentro da Equação 8.49, fornece:

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \frac{\mu}{K_v \varepsilon} \quad (8.53)$$

Igualando o coeficiente de descarga, μ , a partir das Equações 2.41 e 8.51, obtém-se:

$$\cos \frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon}} \quad (8.54)$$

Igualando as duas equações para $\cos(\alpha/2)$, a partir das Equações 8.50 e 8.54, leva a seguinte expressão para a espessura do filme líquido:

$$\delta = \sqrt{\frac{12\dot{m}\mu(A/B)\sqrt{2-\varepsilon}}{\rho\pi d_s\Delta P} \frac{\sqrt{2-\varepsilon}}{\varepsilon}} \quad (8.55)$$

Para $A/B = 400$, tem-se que:

$$\delta = \sqrt{\frac{4800\dot{m}\mu\sqrt{2-\varepsilon}}{\rho\pi d_s\Delta P} \frac{\sqrt{2-\varepsilon}}{\varepsilon}} \quad (8.56)$$

8.5.3. Resultados obtidos para a espessura do filme líquido

As Figuras 8.15 e 8.16 apresentam os valores teóricos e aqueles estimados através de dados experimentais da espessura do filme líquido na saída do orifício de descarga da câmara primária empregando água e etanol e da câmara secundária empregando somente água, respectivamente.

Observa-se na Figura 8.15, que a solução analítica está de acordo com os valores estimados através dos dados experimentais. A espessura do filme líquido para o etanol é um pouco mais espessa do que para a água até a condição de trabalho (10 g/s), devido à sua maior viscosidade, e após esse valor, ambos os líquidos apresentam comportamentos praticamente semelhantes. Como mencionado anteriormente, o efeito da viscosidade é reduzir a quantidade de movimento angular do líquido dentro do injetor, devido as 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 consequentemente resulta no aumento do comprimento da mesma.

Na Figura 8.16, verifica-se que a espessura do filme líquido da água na saída do câmara secundária é maior do que para ambos os líquidos na câmara primária devido a maior vazão de líquido e também a maior geometria.

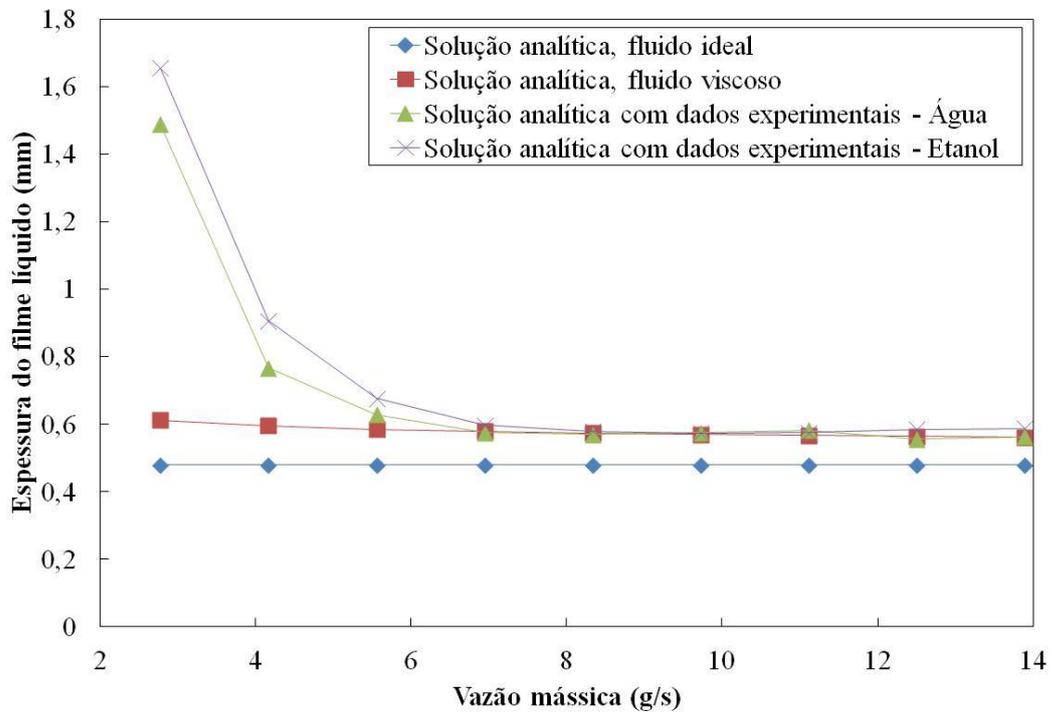


Figura 8.15 - Comparação entre os valores teóricos e aqueles estimados através de dados experimentais para a câmara primária do injetor centrífugo dual.

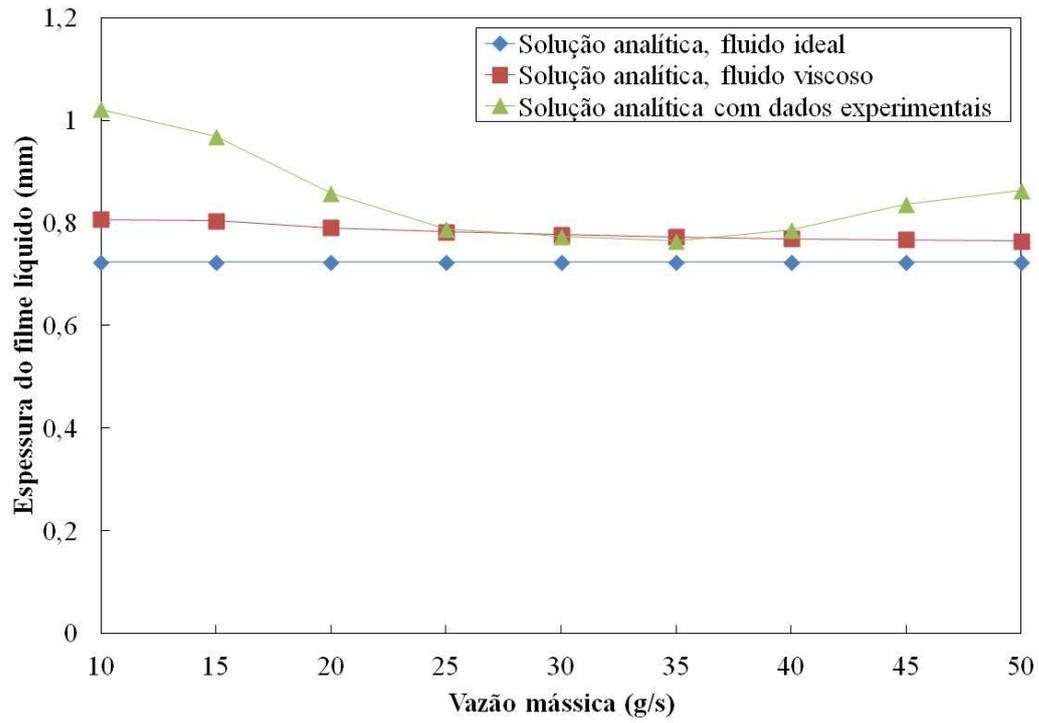


Figura 8.16 - Comparação entre os valores teóricos e aqueles estimados através de dados experimentais para a câmara secundária do injetor centrífugo dual.

9 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 geram gotas na faixa de tamanho a partir de alguns micrometros até cerca de 500 μm .

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.

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 insatisfatória. A física não é bem 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.

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 descrito em termos do tamanho médio de gotas que será descrito a seguir.

9.1. 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:

$$D_{ab} = \left(\frac{\sum N_i D_i^a}{\sum N_i D_i^b} \right)^{1/(a-b)} \quad (9.1)$$

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 9.1, juntamente com seus campos de aplicação como sugerido por Mugele e Evans (1951).

Tabela 9.1 - 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, (1989).

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.

9.2. 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, 1989).

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 63,2% 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:

$$\Delta v = \frac{Dv_{90} - Dv_{10}}{Dv_{50}} \quad (9.2)$$

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 9.1.

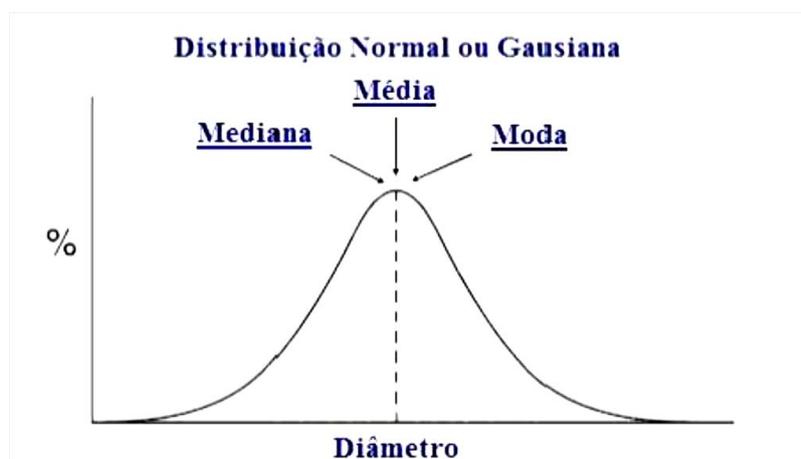


Figura 9.1 - Exemplo de uma distribuição gaussiana.

Fonte: adaptada de Vásquez (2011).

Se a distribuição for bimodal, conforme mostra a Figura 9.2, então a média, a mediana e a moda não coincidirão.

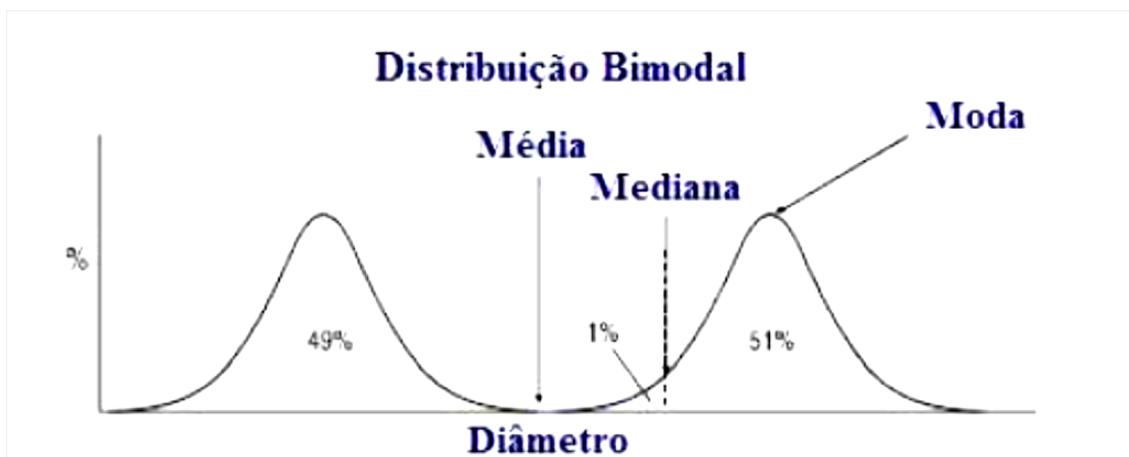


Figura 9.2 - Exemplo de uma distribuição bimodal.

Fonte: adaptada de Vásquez (2011)

A média do diâmetro estará quase exatamente entre as duas distribuições como é mostrado na Figura 9.2. 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).

9.3. 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 (LEFBVRE, 1989).

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:

$$SMD \propto \sigma^a \nu^b \dot{m}^c \Delta P^d \quad (9.3)$$

Uma das primeiras equações e mais amplamente citadas é a de Radcliffe (1960):

$$SMD = 7,3\sigma^{0,6}\nu^{0,2}\dot{m}^{0,25}\Delta P^{-0,4} \quad (9.4)$$

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:

$$SMD = 4,4\sigma^{0,6}\nu^{0,16}\dot{m}^{0,22}\Delta P^{-0,43} \quad (9.5)$$

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.

A análise de Lefebvre (1983) sobre processos de escoamento no orifício de descarga de um injetor centrífugo levaram à seguinte equação para o *SMD*:

$$SMD = A\sigma^{0,25}\mu^{0,25}\rho^{0,125}d_s^{0,5}\Delta P^{-0,375}\rho_{ar}^{-0,25} \quad (9.6)$$

Substituindo $d_s \propto \dot{m}^{0,5}/(\Delta P/\rho)^{0,25}$ dentro da Equação 8.64 e usando os dados obtidos por Jasuja (1979) para determinar o valor de *A*, Lefebvre (1983) obteve:

$$SMD = 2,25\sigma^{0,25}\mu^{0,25}\dot{m}^{0,25}\Delta P^{-0,5}\rho_{ar}^{-0,25} \quad (9.7)$$

De acordo com López (2000), a partir de uma série de testes conduzidos com 25 combustíveis diferentes, usando 6 injetores centrífugos distintos de grande número de escoamento (FN), Kennedy (1985) derivou o seguinte parâmetro para correlacionar o injetor operando em número de Weber maiores do que 10:

$$SMD = 10^{-3}\sigma(6,11 + 0,32 \times 10^5 FN \sqrt{\rho} - 6,973 \times 10^{-3} \sqrt{\Delta P} + 1,89 \times 10^{-6} \Delta P) \quad (9.8)$$

Onde FN é o número de escoamento do injetor, definido por Lefebvre como:

$$FN = \frac{\dot{m}}{\sqrt{\rho \Delta P}} \quad (9.9)$$

Wang e Lefebvre (1987) realizaram um estudo experimental detalhado dos fatores que regem os tamanhos médios de gotas produzidos por injetores centrífugos. Extensivas investigações do SMD foram feitas usando 6 injetores de diferentes geometrias e ângulos do cone de *spray*. O resultado desta investigação forneceu a seguinte expressão para o SMD :

$$SMD = 4,52 \left(\frac{\sigma \mu^2}{\rho_{ar} \Delta P^2} \right)^{0,25} \left(\delta \cos \frac{\alpha}{2} \right)^{0,25} + 0,39 \left(\frac{\sigma \rho}{\rho_{ar} \Delta P^2} \right)^{0,25} \left(\delta \cos \frac{\alpha}{2} \right)^{0,75} \quad (9.10)$$

O método mais popular usado para prever o SMD em injetores centrífugos simples foi desenvolvido por Dombrowski e Johns (1963) que estudaram teoricamente a desintegração de lâminas líquidas viscosas. Couto, Carvalho e Bastos-Netto (1997) adaptaram estes resultados para os injetores centrífugos obtendo a seguinte expressão para o diâmetro do ligamento que deixa o injetor:

$$d_{lig} = 0,9615 \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \left(\frac{h_s^4 \sigma^2 \cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{V_s^4 \rho_{gás} \rho} \right)^{1/6} \times \left[1 + 2,6\mu \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \left(\frac{h_s^2 \rho_{gás}^4 V_s^7}{72 \rho^2 \sigma^5 \cos^8\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \right)^{1/3} \right]^{1/5} \quad (9.11)$$

O diâmetro do ligamento está relacionado com o *SMD* pela seguinte expressão:

$$SMD = \left[\frac{3\pi}{2} \right]^{1/3} d_{lig} \left[1 + \frac{3\mu}{\sqrt{\rho \sigma d_{lig}}} \right]^{1/6} \quad (9.12)$$

Couto *et al.* (1997), sugeriu uma expressão independente da viscosidade do líquido para avaliar a espessura do filme líquido δ :

$$\delta = \frac{0,00805 \sqrt{\rho} FN}{d_s \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad (9.13)$$

Babu *et al.*, (1982) usou a análise de regressão para determinar as seguintes equações para combustíveis do tipo querosene:

Para ΔP menor do que 2,8 MPa:

$$SMD = 133 \frac{FN^{0,64291}}{\Delta P^{0,22565} \rho^{0,3215}} \quad (9.14)$$

Para ΔP acima de 2,8 MPa:

$$SMD = 607 \frac{FN^{0,75344}}{\Delta P^{0,19936} \rho^{0,3767}} \quad (9.15)$$

9.4. 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 espelhamento 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 9.3 (VÁSQUEZ, 2011).

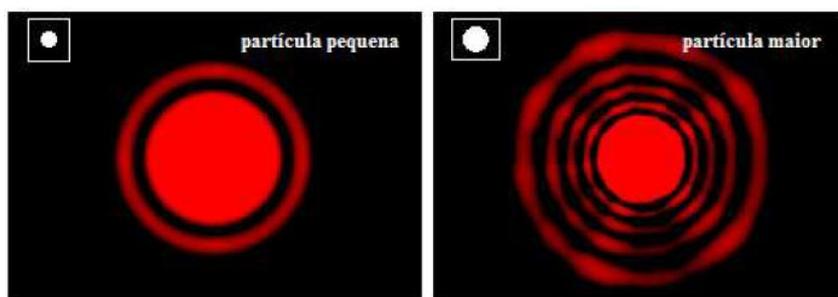


Figura 9.3 - Padrões de difração da luz observada para uma partícula maior (imagem da direita) e uma partícula menor (imagem da esquerda).
Fonte: adaptada de Vásquez (2011)

9.5. 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 9.4) 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 9.4 - Sistema de difração laser *Spraytec* da empresa Malvern.

9.6. 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 detectado 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 9.5.



Figura 9.5 - Sistema de difração laser *Spraytec* da empresa Malvern: (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)

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 9.6).

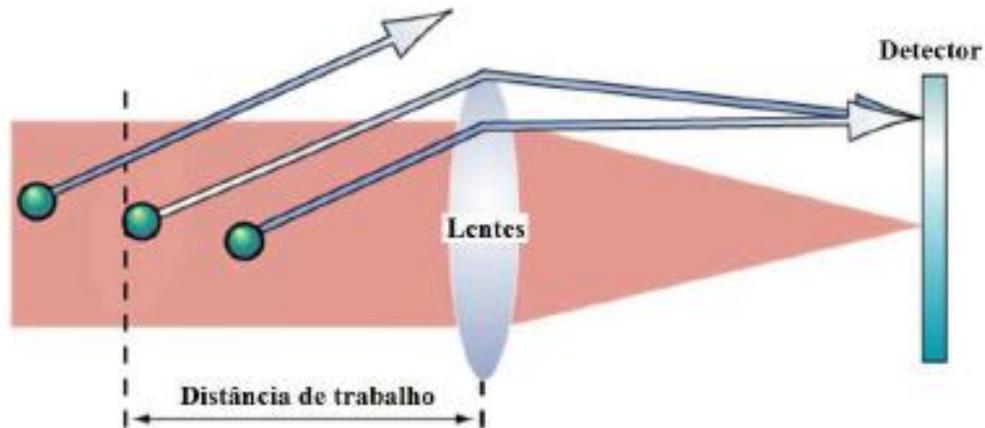


Figura 9.6 - Definição da distância de trabalho para um sistema de difração laser.

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).

9.7. 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 (APAZA 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 prejudica as medições com o instrumento *Spraytec* da empresa Malvern. A Figura 9.7 mostra a posição espacial do injetor em meio às lentes.



Figura 9.7 - Imagem da posição espacial do injetor frente ao instrumento de difração laser.

9.8. Resultados obtidos para os diâmetros médios das gotas

9.8.1. Câmara primária do injetor centrífugo dual

As Figuras 9.8 e 9.9 apresentam os valores experimentais e empíricos dos diâmetros médios de Sauter em função da vazão mássica para água e etanol, respectivamente, na câmara primária.

A Figura 9.10 apresenta uma comparação entre os valores experimentais do diâmetro médio de Sauter em função da vazão mássica para água e etanol na câmara primária.

As Figuras 9.11 e 9.12 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água e etanol, respectivamente, para diferentes vazões mássicas na câmara primária.

As Figuras 9.13 e 9.14 mostram as funções de densidade de probabilidade (ou frequência) dos diâmetros das gotas de água e etanol, respectivamente, para diferentes vazões mássicas na câmara primária.

Observa-se nas Figuras 9.8 e 9.9 que os valores experimentais encontrados se adequam melhor a equação empírica de Radcliffe. A equação de Radcliffe determinou com precisão o comportamento experimental para o etanol, conforme Figura 9.8. Verifica-se ainda na Figura 9.10 que o diâmetro médio de Sauter para o etanol é menor do que para a água e que sua atomização estabiliza-se após a condição de trabalho (10 g/s).

Pode-se notar nas Figuras 9.11 e 9.12 que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como SMD , Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem com o aumento da vazão. Porém, para a injeção de água, verifica-se que o Dv_{90} é 26% maior do que para injeção de etanol. Isso 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 9.13 e 9.14 que as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas se deslocam para a esquerda com o aumento da vazão, indicando também uma redução nos diâmetros médios das gotas. Para a água, essa redução foi menor.

Segundo Lefebvre (1985), 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. Isso é também verdade 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, como pode ser visto na Figura 9.10.

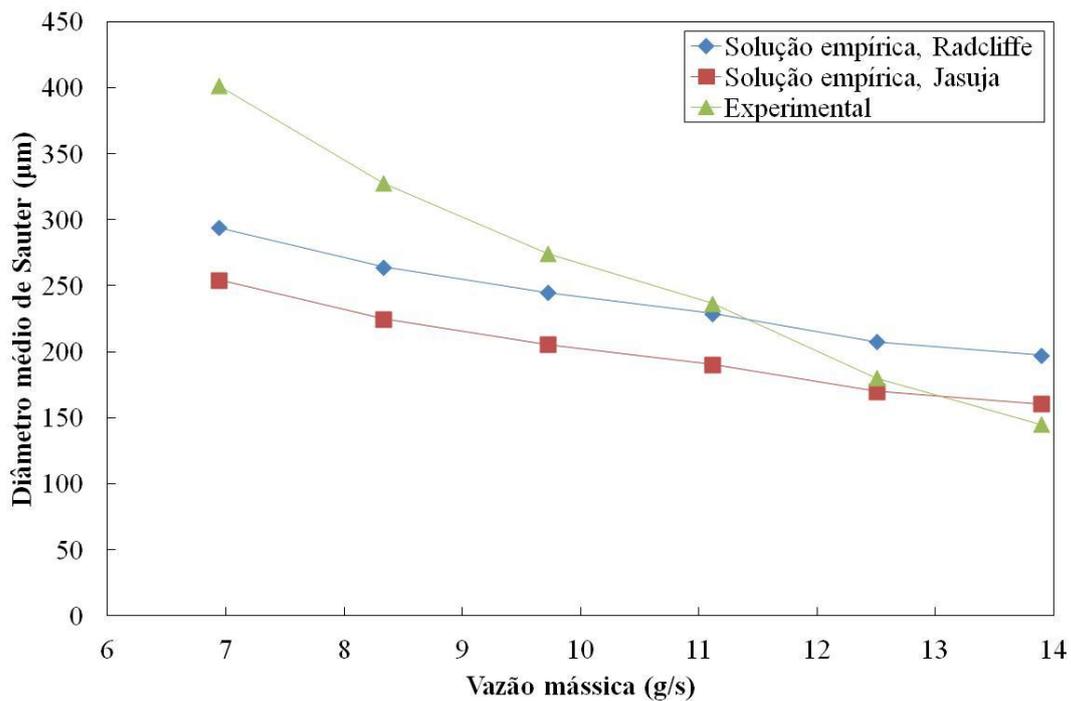


Figura 9.8 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da vazão mássica para água na câmara primária do injetor centrífugo dual.

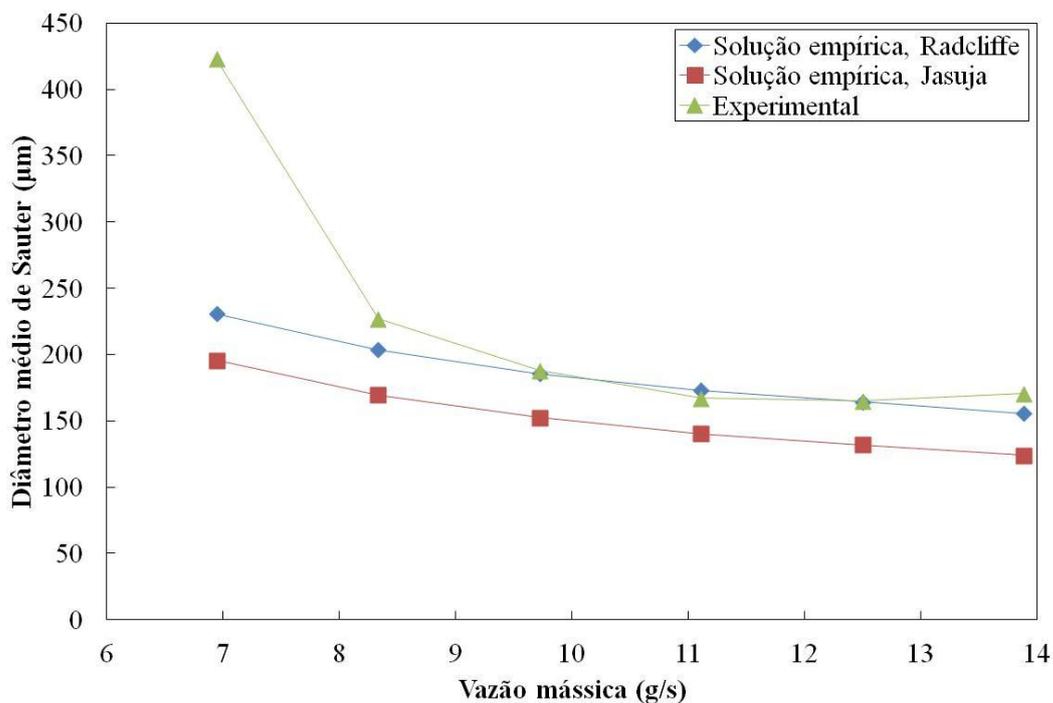


Figura 9.9 - Valores experimentais e empíricos do *SMD* em função da vazão mássica para etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual.

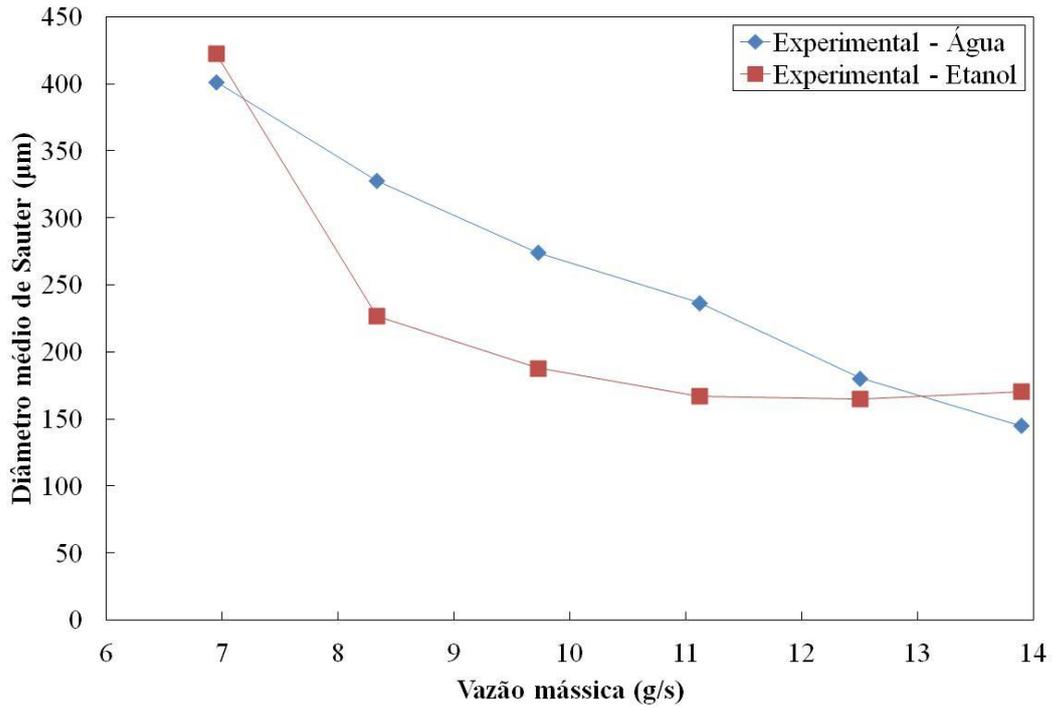
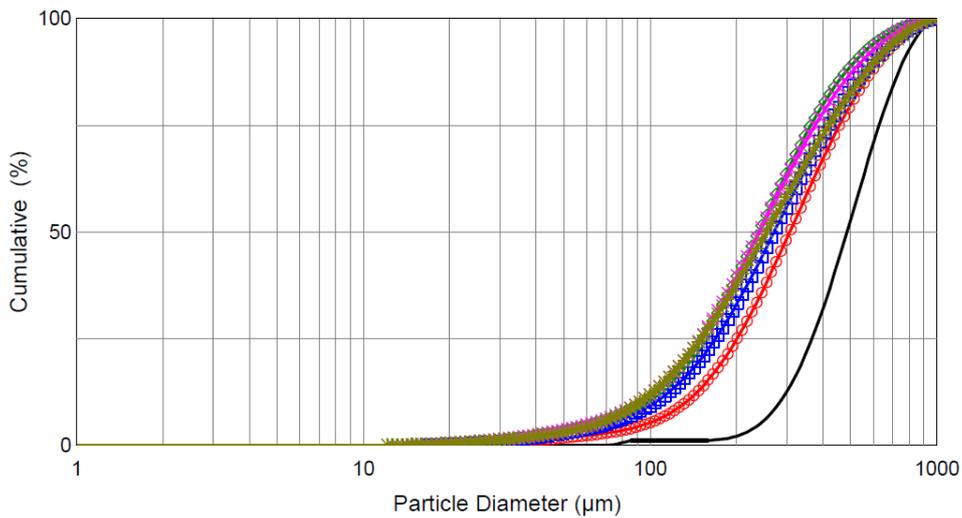


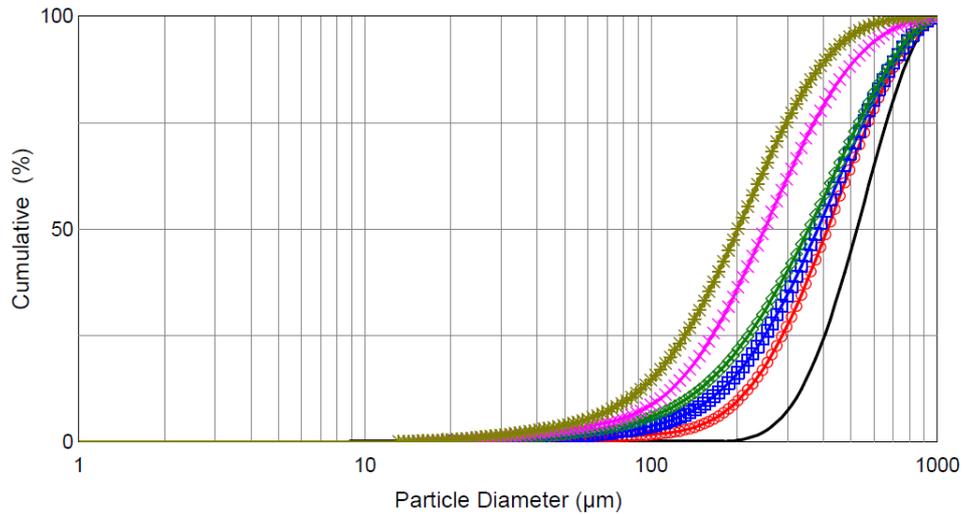
Figura 9.10 - Comparação entre os valores experimentais do diâmetro médio de Sauter para injeção de água e etanol na câmara primária do injetor centrífugo dual.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
	[M] Vazão - 6,94 g/s	282.40	486.13	763.46	55.85
	[M] Vazão - 8,33 g/s	132.41	306.78	628.44	62.65
	[M] Vazão - 9,72 g/s	103.54	270.60	596.41	64.48
	[M] Vazão - 11,11 g/s	92.95	238.98	518.55	63.73
	[M] Vazão - 12,5 g/s	91.31	240.45	546.48	63.24
	[M] Vazão - 13,8 g/s	91.38	254.25	609.59	59.67

[V]=Volume [N]=Number

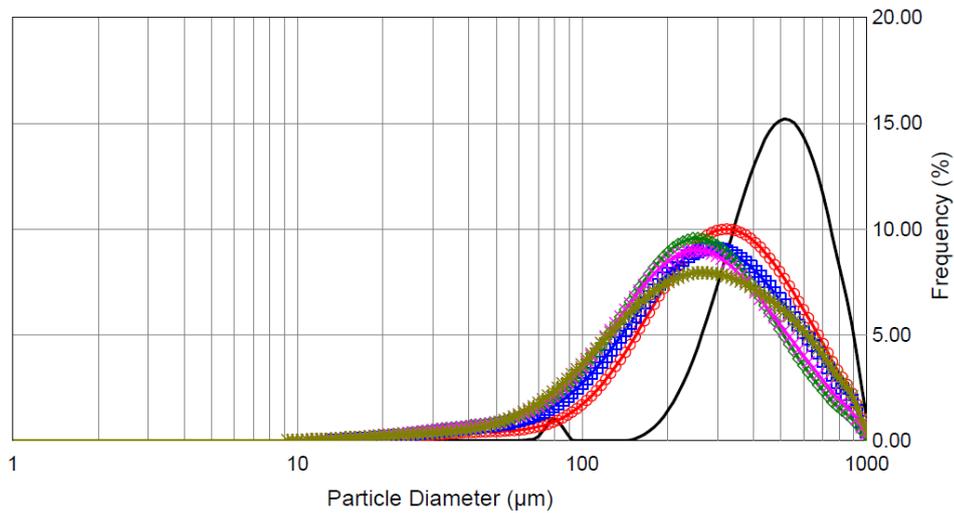
Figura 9.11 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes vazões mássicas na câmara primária.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	[V] Vazão - 6,94 g/s	319.01	523.93	791.59	57.89
—○	[V] Vazão - 8,33 g/s	202.95	413.45	729.99	66.33
—□	[V] Vazão - 9,72 g/s	160.49	382.30	715.32	71.64
—◇	[V] Vazão - 11,11 g/s	131.94	355.31	702.36	72.27
—×	[V] Vazão - 12,5 g/s	106.66	249.25	521.59	65.34
—*	[V] Vazão - 13,88 g/s	83.08	201.13	409.90	63.10

[V]=Volume [N]=Number

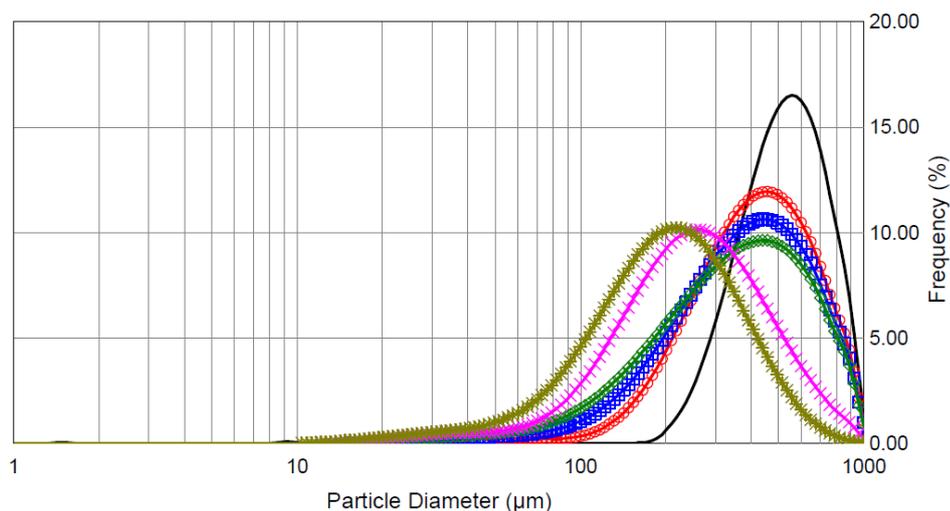
Figura 9.12 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para etanol em diferentes vazões mássicas na câmara primária.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	[V] Vazão - 6,94 g/s	282.40	486.13	763.46	55.85
—○	[V] Vazão - 8,33 g/s	132.41	306.78	628.44	62.65
—□	[V] Vazão - 9,72 g/s	103.54	270.60	596.41	64.48
—◇	[V] Vazão - 11,11 g/s	92.95	238.98	518.55	63.73
—×	[V] Vazão - 12,5 g/s	91.31	240.45	546.48	63.24
—*	[V] Vazão - 13,88 g/s	91.38	254.25	609.59	59.67

[V]=Volume [N]=Number

Figura 9.13 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água em diferentes vazões mássicas na câmara primária.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
[V]	Vazão - 6,94 g/s	319.01	523.93	791.59	57.89
[V]	Vazão - 8,33 g/s	202.95	413.45	729.99	66.33
[V]	Vazão - 9,72 g/s	160.49	382.30	715.32	71.64
[V]	Vazão - 11,11 g/s	131.94	355.31	702.36	72.27
[V]	Vazão - 12,5 g/s	106.66	249.25	521.59	65.34
[V]	Vazão - 13,88 g/s	83.08	201.13	409.90	63.10

[V]=Volume [N]=Number

Figura 9.14 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes vazões mássicas na câmara primária.

9.8.2. Câmara secundária do injetor centrífugo dual

A Figura 9.15 apresenta os valores experimentais dos diâmetros médios de Sauter em função da vazão mássica para água na câmara secundária.

A Figura 9.16 mostra a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água para diferentes vazões mássicas na câmara secundária.

A Figura 9.17 mostra as funções de densidade de probabilidade (ou frequência) dos diâmetros das gotas de água para diferentes vazões mássicas na câmara primária.

Observa-se na Figura 9.15 que a equação empírica que melhor estimou os resultados experimentais foi a de Jasuja. Verifica-se ainda que o diâmetro médio de Sauter manteve-se praticamente constante na faixa de 300 – 350 µm. Como visto nas equações empíricas, a atomização está diretamente relacionada com as propriedades do líquido, a queda de pressão, a vazão de líquido e o diâmetro do orifício de descarga. No caso específico da câmara secundária, o diâmetro médio de Sauter é muito maior do que o obtido pela

câmara primária, pois a variação é imposta pela baixa variação da pressão e isso pode colocar o *spray* em uma situação de atomização não plenamente desenvolvida.

Pode-se notar nas Figuras 9.16 e 9.17 que os diâmetros característicos das gotas para ambos os líquidos, como *SMD*, Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem pouco com a vazão. Conseqüentemente as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas mantém-se praticamente constante com o aumento da vazão. Nota-se uma diminuição mais significativa, apenas para os valores de Dv_{10} e Dv_{50} , até a condição de trabalho (40g/s). Isso significa que houve uma diminuição no tamanho de gotas, porém ainda existe em sua maior parte uma atomização grosseira nesse injetor.

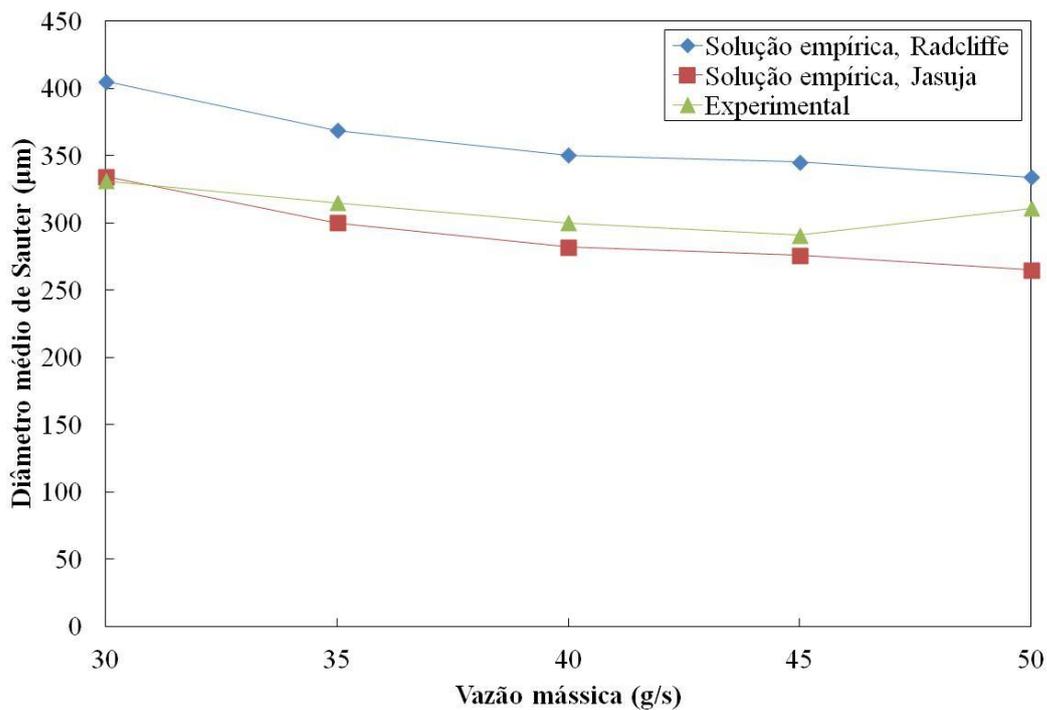
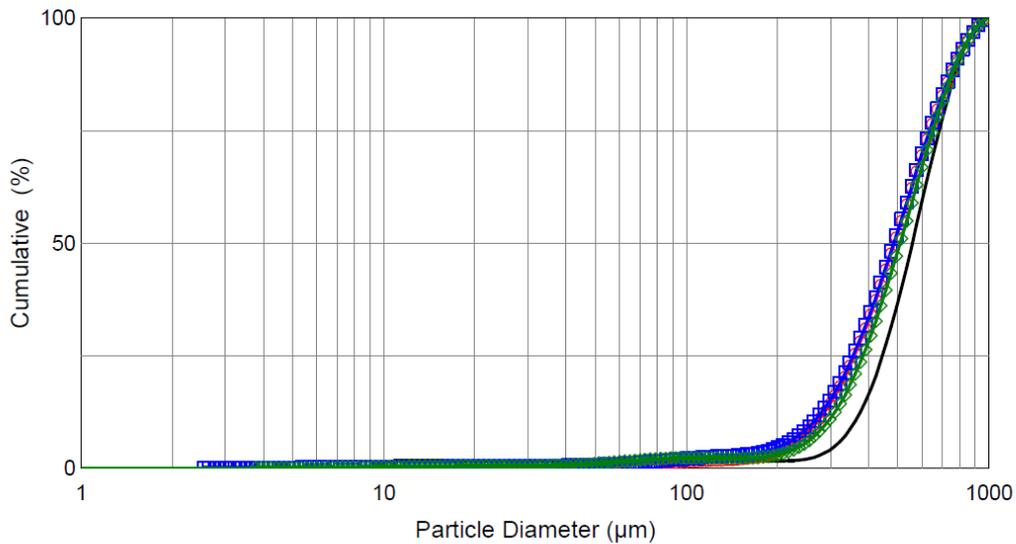


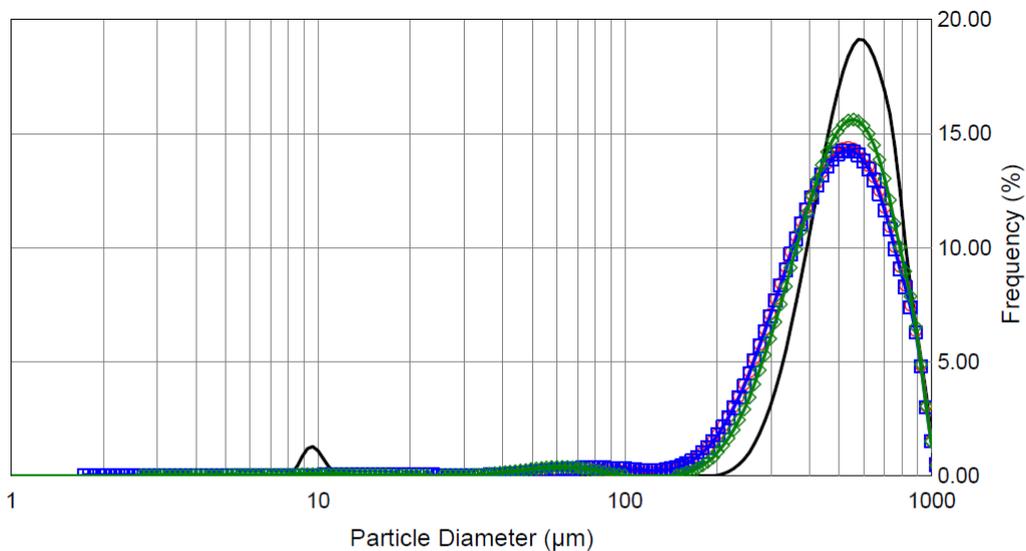
Figura 9.15 - Valores experimentais e empíricos do SMD em função da vazão mássica para água na câmara primária do injetor centrífugo dual.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	[V] Vazão - 35 g/s	357.80	558.27	793.89	66.19
—○—	[V] Vazão - 40 g/s	267.63	487.35	778.76	69.03
—□—	[V] Vazão - 45 g/s	260.55	484.76	777.40	58.35
—◇—	[V] Vazão - 50 g/s	290.33	508.67	783.97	56.80

[V]=Volume [N]=Number

Figura 9.16 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para água em diferentes vazões mássicas na câmara secundária do injetor centrífugo dual.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	[V] Vazão - 35 g/s	357.80	558.27	793.89	66.19
—○—	[V] Vazão - 40 g/s	267.63	487.35	778.76	69.03
—□—	[V] Vazão - 45 g/s	260.55	484.76	777.40	58.35
—◇—	[V] Vazão - 50 g/s	290.33	508.67	783.97	56.80

[V]=Volume [N]=Number

Figura 9.17 - Curva de frequência e diâmetros característicos para etanol em diferentes vazões mássicas na câmara primária do injetor centrífugo dual.

9.8.3. Injetor jato-centrífugo

A Figura 9.18 apresenta os valores experimentais e empíricos do diâmetro médio de Sauter em função da vazão mássica para injeção de água apenas pelos orifícios tangenciais (jato centrífugo), ou seja, operando como um injetor centrífugo simples.

A Figura 9.19 mostra um comparativo do desempenho em termos do diâmetro médio de Sauter entre o injetor jato-centrífugo operando como um injetor centrífugo simples e a câmara secundária do injetor centrífugo dual.

A Figura 9.20 mostra a distribuição cumulativa de volume (ou massa) de água para diferentes vazões mássicas para o injetor jato-centrífugo operando como um injetor centrífugo simples.

A Figura 9.21 mostra as funções de densidade de probabilidade (ou frequência) dos diâmetros das gotas de água para diferentes vazões mássicas do injetor jato-centrífugo operando como um injetor centrífugo simples.

Observa-se na Figura 9.18 que as equações semiempíricas para injetores centrífugos não conseguiram descrever o escoamento desse injetor, isso significa que o grau de influência das variáveis contida em ambas as equações empíricas (ΔP , K , ρ e d_s) devem ser diferentes para os injetores jato-centrífugos. O valor obtido pela equação empírica de Jasuja foi 34% menor do que o valor experimental na condição de trabalho (40 g/s).

Este injetor, operando como um injetor centrífugo simples, apresentou uma atomização bem superior em termos do *SMD*, em torno de 42% menor, do que a câmara secundária do injetor centrífugo dual na mesma condição de trabalho (40 g/s), conforme Figura 9.19. Mesmo possuindo dimensões maiores que a câmara primária do injetor centrífugo dual, devido a sua maior vazão, este injetor apresentou rendimentos em termos do diâmetro médio de Sauter equivalentes a atomização da câmara primária numa vazão (10 g/s).

Pode-se notar na Figura 9.20 que os diâmetros característicos das gotas, como *SMD*, Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} diminuem fortemente com o aumento da vazão. Os valores do Dv_{10} e Dv_{50} diminuem bruscamente, em torno de 70% e 45%,

respectivamente, enquanto o Dv_{90} tem uma redução mais suave, em torno de 22%, na vazão de trabalho (40 g/s). Observa-se na Figura 9.21 que as distribuições de probabilidade (frequência) dos diâmetros de gotas deslocam-se fortemente para a esquerda com o aumento da vazão, indicando também uma redução nos diâmetros médios das gotas.

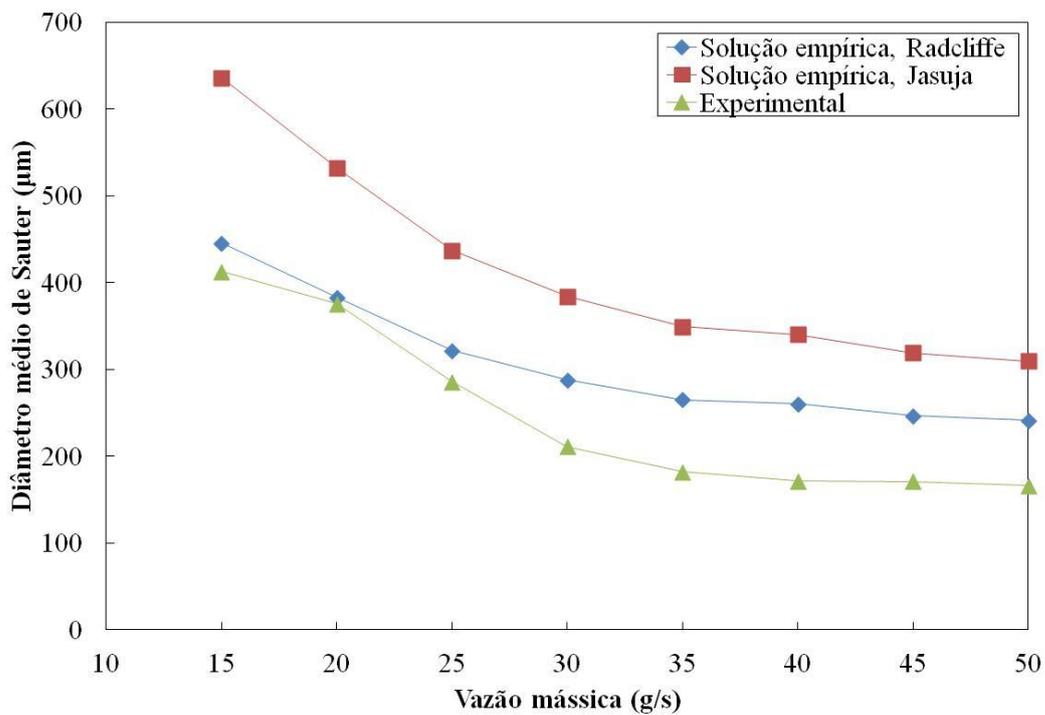


Figura 9.18 - Valores empíricos e experimentais do diâmetro médio de Sauter em função da vazão mássica para o injetor jato-centrífugo operando como injetor centrífugo simples.

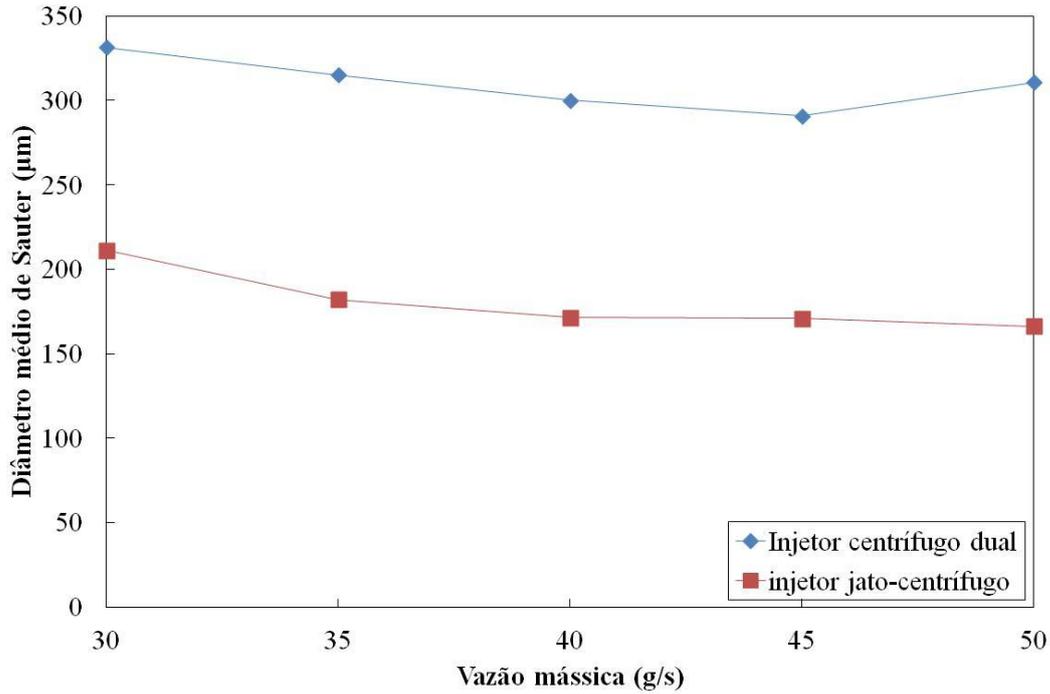
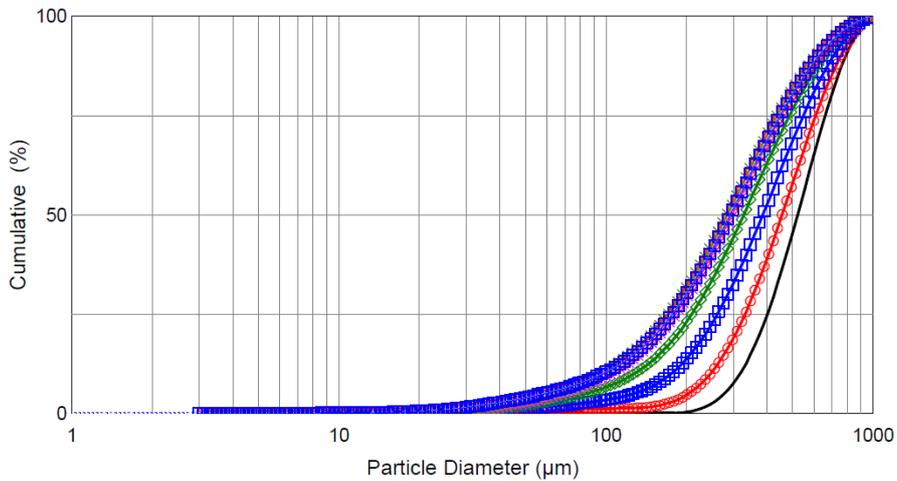


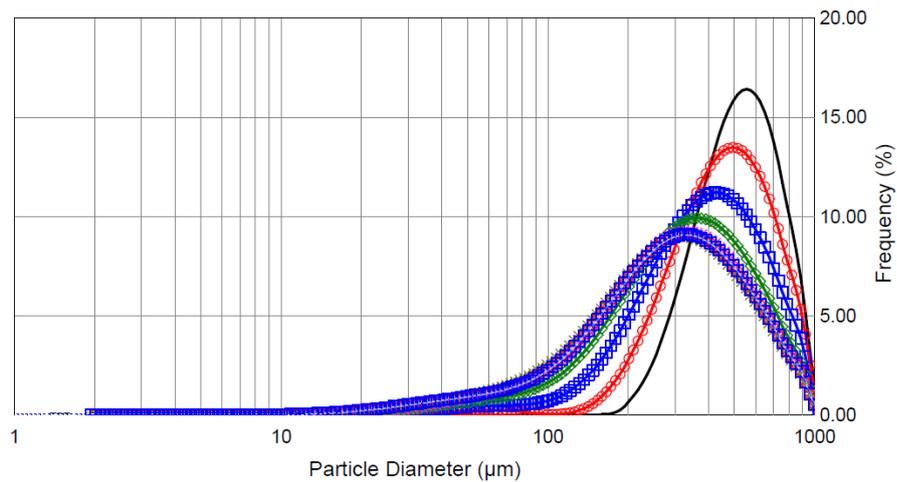
Figura 9.19 - Comparativo de desempenho em termos do SMD entre o injetor jato-centrífugo operando como um injetor centrífugo simples e a câmara secundária do injetor centrífugo dual.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	[M] Vazão - 15 g/s	317.09	521.70	790.05	81.04
—○—	[M] Vazão - 20 g/s	245.57	456.53	756.12	76.99
—□—	[M] Vazão - 25 g/s	174.83	386.29	709.51	69.35
—◇—	[M] Vazão - 30 g/s	127.37	327.57	657.41	60.47
—×—	[M] Vazão - 35 g/s	103.17	294.43	625.00	53.99
—*—	[M] Vazão - 40 g/s	96.20	285.41	616.51	51.30
—○—	[M] Vazão - 45 g/s	99.09	290.71	621.65	51.68
—□—	[M] Vazão - 50 g/s	96.40	291.31	623.66	50.08

[M]=Volume [N]=Number

Figura 9.20 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para o jato-centrífugo operando como injetor centrífugo simples.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	[M] Vazão - 15 g/s	317.09	521.70	790.05	81.04
—○—	[M] Vazão - 20 g/s	245.57	456.53	756.12	76.99
—□—	[M] Vazão - 25 g/s	174.83	386.29	709.51	69.35
—◇—	[M] Vazão - 30 g/s	127.37	327.57	657.41	60.47
—×—	[M] Vazão - 35 g/s	103.17	294.43	625.00	53.99
—*—	[M] Vazão - 40 g/s	96.20	285.41	616.51	51.30
—○—	[M] Vazão - 45 g/s	99.09	290.71	621.65	51.68
—□—	[M] Vazão - 50 g/s	96.40	291.31	623.66	50.08

[M]=Volume [N]=Number

Figura 9.21 - Curva de frequência e diâmetros característicos para água no injetor jato-centrífugo operando como um injetor centrífugo simples em diferentes vazões.

9.8.4. Comparação entre os injetores

A comparação entre os dois injetores foi feita empregando os seguintes líquidos:

1. Injetor centrífugo dual: etanol na câmara primária e água na câmara secundária.
2. Injetor jato-centrífugo: etanol no jato axial e água no jato centrífugo.

A vazão de água para ambos os casos foi mantida constante na condição de trabalho (40 g/s).

A Figura 9.22 mostra um comparativo do desempenho em termos do diâmetro médio de Sauter entre o injetor jato-centrífugo e o injetor centrífugo ambos mantendo fixo a vazão de água na condição de trabalho (40 g/s).

As Figuras 9.23 e 9.24 mostram a distribuição cumulativa de volume (ou massa) para os injetores centrífugo dual e jato-centrífugo, respectivamente.

As Figuras 9.25 e 9.26 mostram as funções de densidade de probabilidade (ou frequência) dos diâmetros das gotas para os injetores centrífugo dual e jato-centrífugo, respectivamente.

Observa-se na Figura 9.22, que o diâmetro médio de Sauter para o injetor jato-centrífugo é 28% menor do que o injetor centrífugo dual na condição de trabalho (10 g/s). Os injetores jato-centrífugos apresentam diversas das características presentes nos injetores centrífugos, como mencionado anteriormente, e além de fornecem uma atomização mais fina ainda proporcionam uma melhor mistura dos propelentes devido à interação das duas correntes (axial e centrífuga) no interior da câmara de vórtice.

Pode-se notar nas Figuras 9.23 e 9.24 que os diâmetros característicos das gotas, como SMD , Dv_{10} , Dv_{50} e Dv_{90} foram diminuindo com o incremento da vazão de etanol para o injetor centrífugo dual, no entanto, para o injetor jato-centrífugo o efeito é inverso. Esse comportamento dos injetores jato-centrífugos é devido à distribuição da densidade do jato na seção transversal perpendicular ao eixo do jato que varia com o aumento da vazão do jato axial.

Para uma melhor eficiência do processo de combustão em câmaras de combustão de motores-foguete, deve-se fornecer uma atomização o mais fino quando possível. Como visto nas equações empíricas de Radcliffe e Jasuja, o diâmetro médio de Sauter depende das propriedades do líquido (σ , μ , ρ) e das condições de operação (\dot{m} , ΔP , d_s).

Como as propriedades do líquido são parâmetros e conseqüentemente não podem ser modificadas, as únicas variáveis de projeto estão limitadas às condições de operação mencionadas anteriormente.

No caso do injetor centrífugo dual, o diâmetro médio de Sauter ficou em torno de 200 μm e 300 μm , para as câmaras primária e secundária, respectivamente. Para o injetor jato-centrífugo, o SMD obtido foi inferior ao injetor centrífugo dual, quando comparados para uma mesma vazão mássica, ficando em torno de 200 μm .

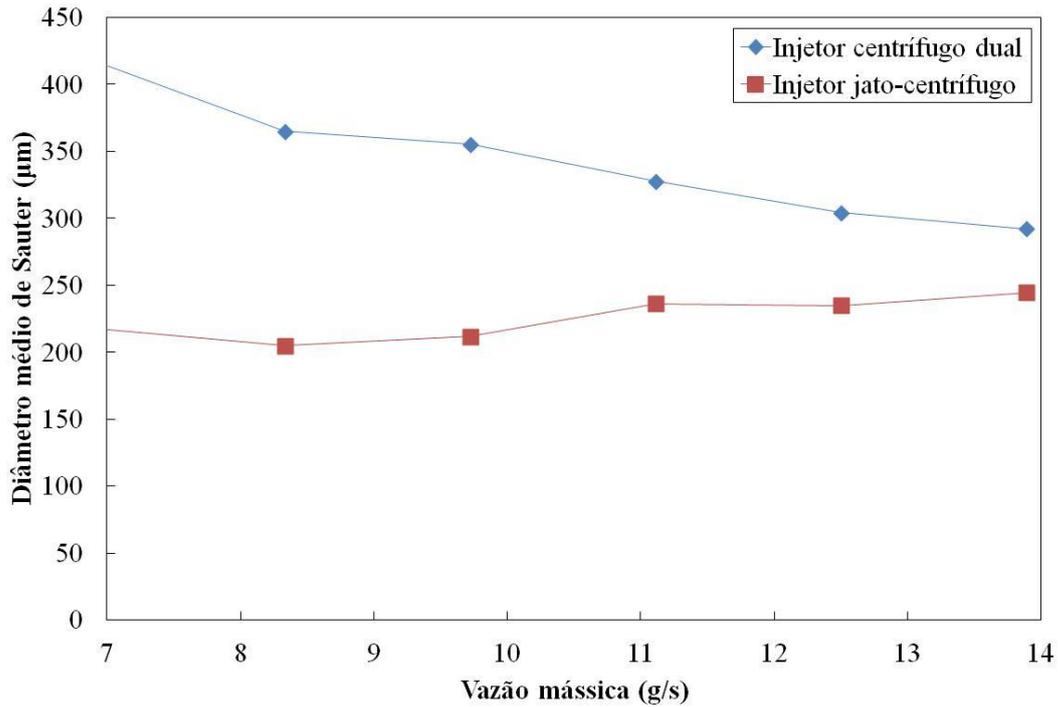
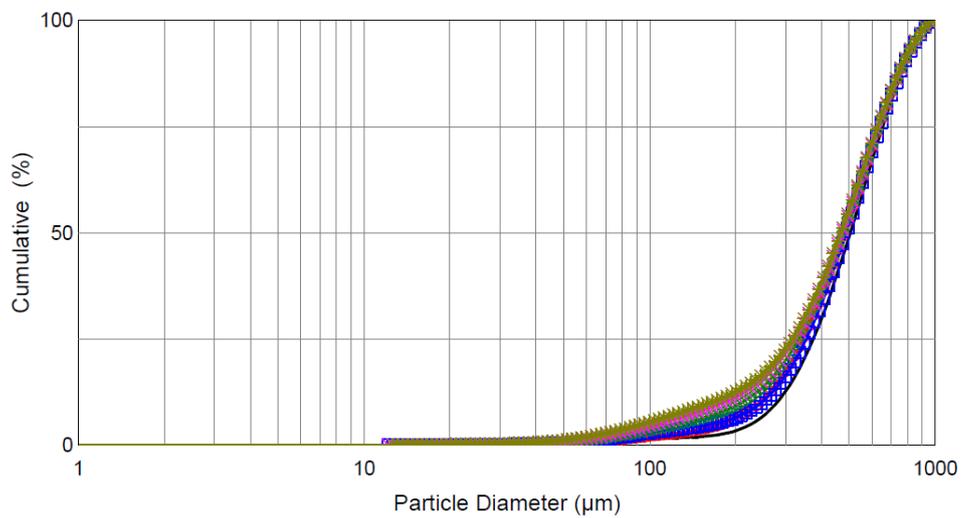


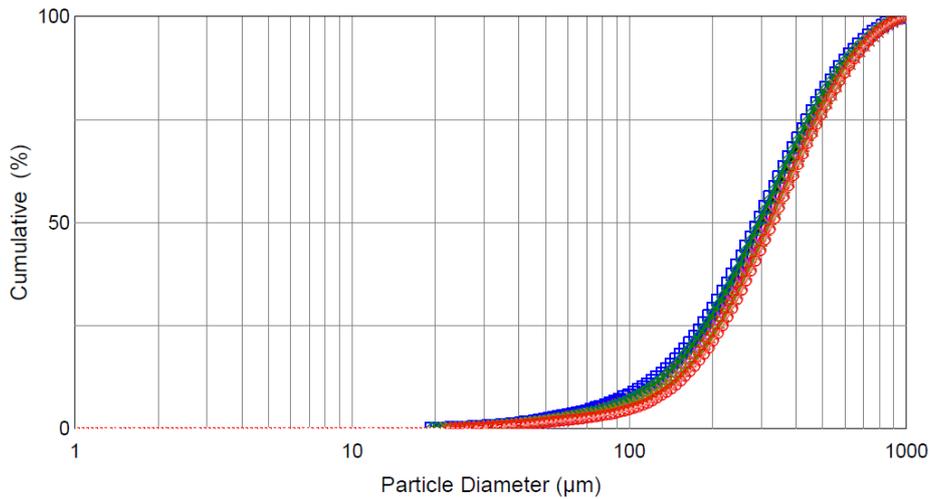
Figura 9.22 - Comparação entre os diâmetros médios de Sauter em função da vazão mássica do jato axial e da câmara secundária do injetor centrífugo dual.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	[M] Vazão - 25 g/s	278.64	504.39	791.94	55.81
—○—	[M] Vazão - 30 g/s	241.84	478.69	775.78	57.77
—□—	[M] Vazão - 35 g/s	245.98	487.94	781.42	55.33
—◇—	[M] Vazão - 40 g/s	209.75	474.05	775.25	56.67
—×—	[M] Vazão - 45 g/s	180.35	471.33	775.53	52.59
—*—	[M] Vazão - 50 g/s	161.83	467.69	773.91	49.23

[M]=Volume [N]=Number

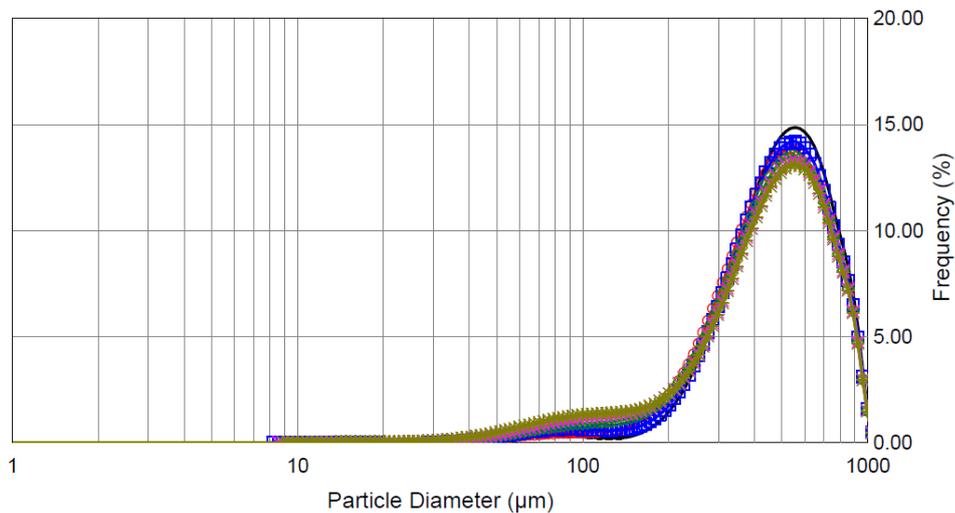
Figura 9.23 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para o injetor centrífugo dual.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	Vazão - 20 g/s	117.16	302.72	621.24	53.87
—○—	Vazão - 25 g/s	118.40	314.98	643.86	45.10
—□—	Vazão - 30 g/s	111.35	290.87	610.80	45.47
—◇—	Vazão - 35 g/s	118.80	294.54	613.46	44.85
—×—	Vazão - 40 g/s	135.33	322.50	646.89	40.04
—*—	Vazão - 45 g/s	136.65	324.19	647.61	40.22
—○—	Vazão - 50 g/s	143.74	329.49	653.01	40.14

[V]=Volume [N]=Number

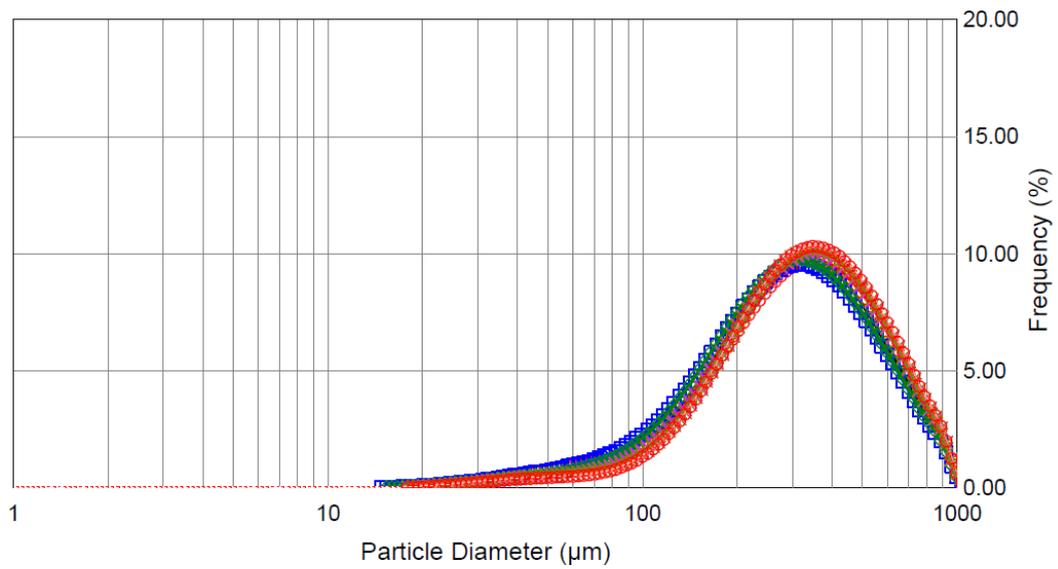
Figura 9.24 - Distribuições cumulativas e diâmetros característicos para o injetor jato-centrífugo.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	Vazão - 25 g/s	278.64	504.39	791.94	55.81
—○—	Vazão - 30 g/s	241.84	478.69	775.78	57.77
—□—	Vazão - 35 g/s	245.98	487.94	781.42	55.33
—◇—	Vazão - 40 g/s	209.75	474.05	775.25	56.67
—×—	Vazão - 45 g/s	180.35	471.33	775.53	52.59
—*—	Vazão - 50 g/s	161.83	467.69	773.91	49.23

[V]=Volume [N]=Number

Figura 9.25 - Curva de frequência e diâmetros característicos para o injetor centrifugo dual.



	File	Dx(10)	Dx(50)	Dx(90)	Transmission
—	[M] Vazão - 20 g/s	117.16	302.72	621.24	53.87
—○—	[M] Vazão - 25 g/s	118.40	314.98	643.86	45.10
—□—	[M] Vazão - 30 g/s	111.35	290.87	610.80	45.47
—◇—	[M] Vazão - 35 g/s	118.80	294.54	613.46	44.85
—×—	[M] Vazão - 40 g/s	135.33	322.50	646.89	40.04
—*—	[M] Vazão - 45 g/s	136.65	324.19	647.61	40.22
---○---	[M] Vazão - 50 g/s	143.74	329.49	653.01	40.14

[V]=Volume [N]=Number

Figura 9.26 - Curva de frequência e diâmetros característicos para o injetor jato-centrífugo.

10 PROJETO DE UM CABEÇOTE DE INJEÇÃO

Este capítulo apresenta o projeto preliminar de um cabeçote de injeção para um propulsor bipropelente com empuxo de 100 N empregando etanol 95% m/m como combustível e peróxido de hidrogênio 90% m/m como oxidante. A Figura 10.1 apresenta um desenho esquemático de um propulsor bipropelente.

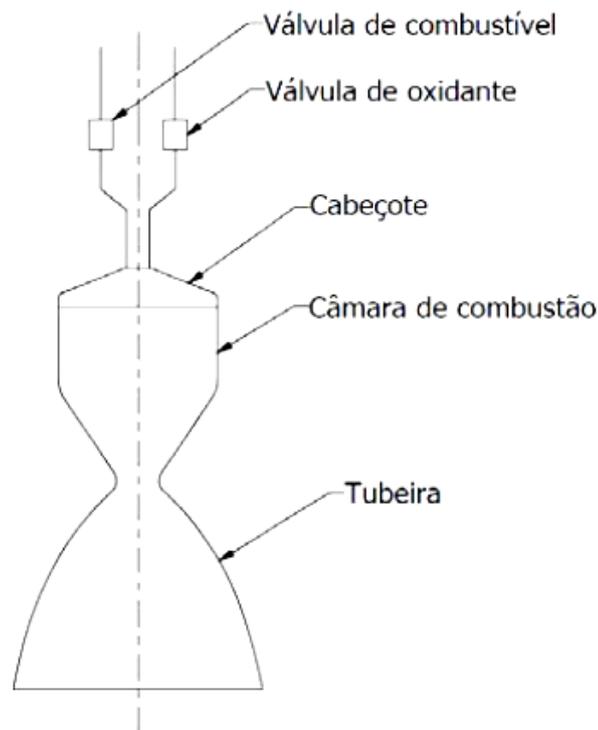


Figura 10.1 - Desenho esquemático de um propulsor bipropelente.

Fonte: Adaptada de Savonov (2011)

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 aproximadamente igual a 2,4.

Considerando vazões mássicas de 10 g/s e 40 g/s para etanol e peróxido de hidrogênio, respectivamente, e estimando uma queda de pressão em torno de 5 atm, torna-se necessário dividir a vazão de ambos os propelentes em um cabeçote com pelo menos 5 injetores centrífugos duais para se obter um *SMD* menor do que 100 μm e 200 μm para as câmaras primárias e secundárias de cada injetor, respectivamente. O uso de um número maior de injetores centrais aumentaria a complexidade do cabeçote e as dificuldades de fabricação, além de aumentar a queda de pressão na injeção para valores acima de 50% da pressão na câmara. Observa-se que a redução do tamanho de gotas não seria significativa para injetores com vazões menores com uma mesma queda de pressão.

Motores bipropelentes, em geral, usam sistemas de resfriamento, devido às altas temperaturas de combustão alcançadas. Por este motivo foram adicionados injetores de combustível próximos às paredes da câmara do propulsor visando a formação de uma mistura rica e a formação de um filme líquido para resfriamento da superfície interna da câmara.

Assim, foi projetado um cabeçote composto de cinco injetores centrais bipropelentes, ou seja, de combustível e oxidante integrados, com vazão mássica de 50 g/s total, e de oito injetores periféricos centrífugos simples de combustível, com uma vazão mássica de 1 g/s cada um, total de 8 g/s. O esquema de injeção é apresentado na Figura 10.2.

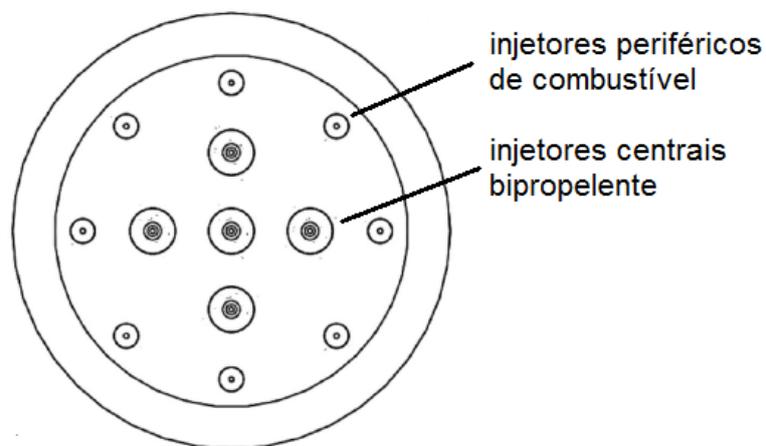


Figura 10.2 - Esquema de injeção do propulsor bipropelente com empuxo de 100 N.

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 em combustível na periferia da câmara ocorre em temperaturas reduzidas em relação à queima na região central da câmara de combustão.

A Figura 10.3 apresenta a temperatura de chama adiabática na câmara de combustão em função da variação da razão de mistura oxidante/combustível. Observa-se na Figura 10.3 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 1500°C considerando uma razão de mistura igual a 2, ou seja, rica em combustível. O material para fabricação da câmara de combustão deve suportar tais temperaturas.

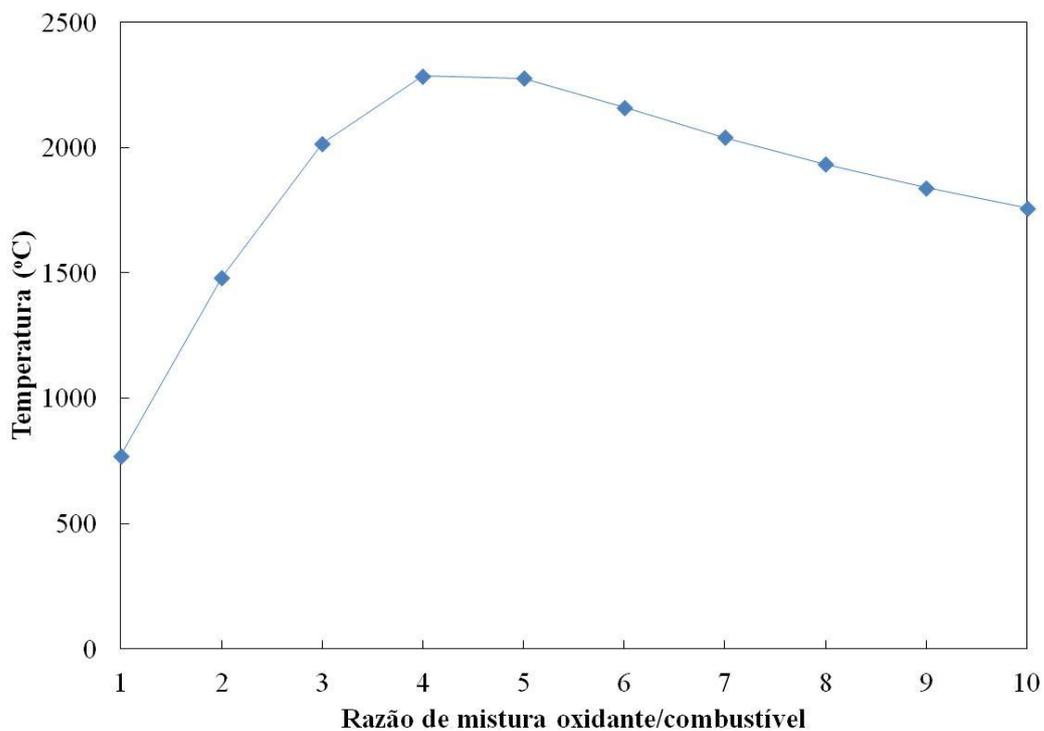


Figura 10.3 - Variação da temperatura de chama adiabática em função da razão de mistura oxidante/combustível m/m.

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).

O propulsor bipropelente de 100 N é considerado de baixo empuxo e tem uma vazão mássica muito inferior à maioria dos projetos habituais para esse tipo de propulsor. Para a proposta desse trabalho, a vazão de combustível nos injetores periféricos é da ordem de 1 g/s. Como visto no capítulo 2, o diâmetro do orifício de descarga de um injetor pode ser calculado por:

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

onde o coeficiente de descarga μ para injetores a jato é em torno de 0,8, a queda de pressão ΔP estimada em 0,5 MPa e a densidade do combustível ρ igual a 809,3 kg/m³.

Conforme a equação acima, o diâmetro do orifício do injetor a jato é de 0,236 mm. A realização de um orifício desta dimensão com precisão adequada tornaria o custo de fabricação elevado. Além disso, esses orifícios podem vir a entupir durante o funcionamento do injetor devido a presença de impurezas que se encontram no combustível e na tubulação.

O emprego de injetores centrífugos tem vantagens em relação ao injetor a jato devido ao fato de que, para uma mesma vazão e queda de pressão, as dimensões geométricas podem ser variadas. Em comparação com o injetor a jato, para uma vazão de 1 g/s, o injetor centrífugo pode ter maiores diâmetros para o orifício de descarga, conforme Tabela 10.1.

Observa-se na Tabela 10.1 que o injetor centrífugo pode ter um diâmetro de até quatro vezes maior do que o injetor a jato e por esse motivo, o propulsor de 100 N foi projetado com injetores periféricos do tipo centrífugo.

Tabela 10.1 - Diâmetros do orifício de descarga para uma vazão de 1g/s e queda de pressão de 0,5 MPa em injetores centrífugos.

Ângulo de cone do <i>spray</i> (°)	Coefficiente de descarga (μ)	Velocidade de injeção (m/s)	Diâmetro do orifício de descarga (mm)
30	0,7383	25,952	0,246
60	0,4558	16,022	0,313
90	0,2226	7,824	0,448
120	0,0733	2,576	0,781
140	0,0648	2,277	0,831

A Figura 10.5 apresenta um desenho das duas câmaras dos injetores centrais bipropelentes. O desenho técnico das câmaras primárias e secundárias encontram-se disponíveis no Apêndice D.

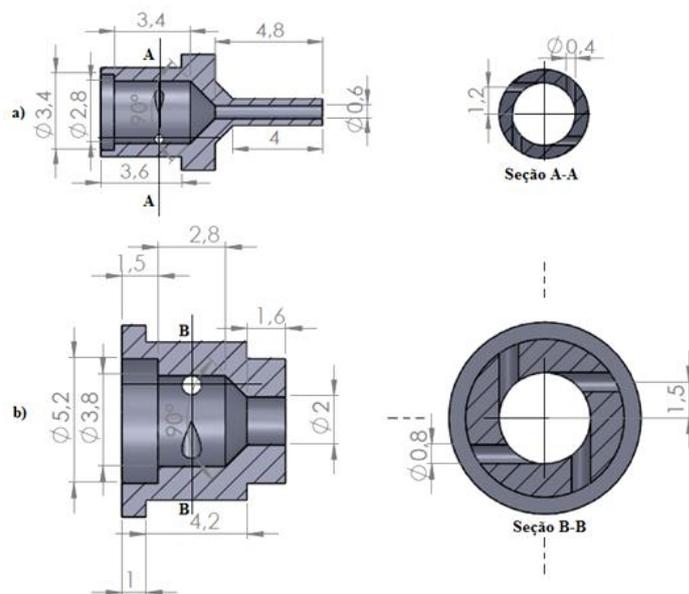


Figura 10.5 - Desenho esquemático das câmaras: a) primárias e b) secundárias dos injetores centrais bipropelentes (dimensões em mm).

A Tabela 10.2 apresenta um resumo geral das dimensões dos injetores centrais bipropelentes.

As Tabelas 10.3 e 10.4 apresentam um resumo geral das características da câmara primária e secundária, respectivamente, dos injetores centrais bipropelentes.

Tabela 10.2 - Resumo geral das dimensões dos injetores centrais bipropelentes.

Injetor	Interno	Externo
Diâmetro do orifício de descarga – d_s (mm)	0,6	2
Comprimento do orifício de descarga – l_s (mm)	4,8	1,6
Número de orifícios de entrada tangencial – n	4	4
Diâmetro do canal de entrada tangencial – d_e (mm)	0,4	0,8
Comprimento do canal de entrada tangencial – l_e (mm)	0,8	1,4
Raio do centro até o canal de entrada tangencial – R (mm)	1,2	1,5
Diâmetro da câmara de vórtice – D_{cv} (mm)	2,8	3,8
Comprimento da câmara de vórtice – L_{cv} (mm)	2,4	2,8
Ângulo do cone transiente – β (°)	90	90

Tabela 10.3 - Resumo geral das características da câmara primária dos injetores centrais bipropelentes.

Dados de entrada				
Queda de pressão – ΔP (MPa)			0,506	
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)			2,01	
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
Parâmetros geométricos do injetor				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	Etanol	Água	Etanol	Água
Coefficiente de atrito (λ)	0	0	0,112	0,094
Número de Reynolds (Re)	0	0	2867,5	3627,9
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)	90	90	78,646	80,222
Coefficiente de descarga (μ)	0,222	0,222	0,283	0,274
Coefficiente de preenchimento (ε)	0,427	0,427	0,505	0,494
Parâmetro geométrico (K)	2,902	2,902	1,948	2,057
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,827	0,827	0,744	0,755
Velocidade de injeção (m/s)	7,874	7,084	10,038	8,75
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)	2,01	2,01	2,563	2,483

Tabela 10.4 - Resumo geral das características da câmara secundária dos injetores centrais bipropelentes.

Dados de entrada				
Queda de pressão – ΔP (MPa)		0,506		
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)		8,043		
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)		117,847		
Fluido		H ₂ O ₂	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,13	1	
Densidade (kg/m ³)		1405	1000	
Parâmetros geométricos do injetor				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	H ₂ O ₂	Água	H ₂ O ₂	Água
Coeficiente de atrito (λ)	0	0	0,049	0,028
Número de Reynolds (Re)	0	0	11323	64004
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)	117,847	117,847	107,847	110,53
Coeficiente de descarga (μ)	0,069	0,069	0,075	0,072
Coeficiente de preenchimento (ε)	0,206	0,206	0,222	0,215
Parâmetro geométrico (K)	12	12	10,44	11,065
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,957	0,957	0,95	0,953
Velocidade de injeção (m/s)	1,876	1,572	2,027	1,632
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)	8,043	8,043	5,726	3,282

A Figura 10.6 apresenta um desenho dos injetores periféricos de combustível. O desenho técnico desses injetores está disponível no Apêndice E.

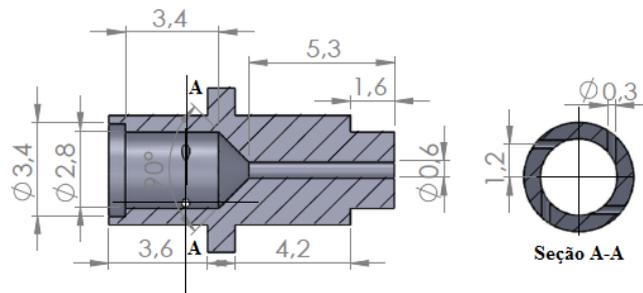


Figura 10.6. Desenho esquemático do injetores periféricos de combustível (dimensões em mm).

A Tabela 10.5 apresenta um resumo geral das dimensões dos injetores periféricos.

A Tabela 10.5 apresenta um resumo geral das características dos injetores periféricos.

A Figura 10.7 apresenta um desenho do propulsor bipropelente de 100 N.

Tabela 10.5 - Resumo geral das dimensões dos injetores centrífugos periféricos.

Diâmetro do orifício de descarga – d_s (mm)	0,6
Comprimento do orifício de descarga – l_s (mm)	5,3
Número de orifícios de entrada tangencial – n	4
Diâmetro do canal de entrada tangencial – d_e (mm)	0,3
Comprimento do canal de entrada tangencial – l_e (mm)	0,8
Raio do centro até o canal de entrada tangencial – R (mm)	1,2
Diâmetro da câmara de vórtice – D_{cv} (mm)	2,8
Comprimento da câmara de vórtice – L_{cv} (mm)	2,4
Ângulo do cone transiente – β ($^\circ$)	90

Tabela 10.6 - Resumo geral das características da câmara primária dos injetores periféricos.

Dados de entrada				
Queda de pressão – ΔP (MPa)		0,506		
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)		1,005		
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)		120		
Fluido		Etanol	Água	
Viscosidade dinâmica (cP)		1,2	1	
Densidade (kg/m ³)		809,3	1000	
Parâmetros geométricos do injetor				
Fluido	Ideal		Viscoso	
Propelente	Etanol	Água	Etanol	Água
Coefficiente de atrito (λ)	0	0	0,134	0,111
Número de Reynolds (Re)	0	0	2302,3	2912,8
Ângulo de cone do <i>spray</i> – α (°)	120	120	75,26	79,926
Coefficiente de descarga (μ)	0,073	0,073	0,163	0,152
Coefficiente de preenchimento (ε)	0,212	0,212	0,395	0,371
Parâmetro geométrico (K)	11,358	11,358	3,445	3,926
Raio adimensional do vórtice de gás (S)	0,923	0,923	0,843	0,862
Velocidade de injeção (m/s)	2,594	2,334	5,78	4,847
Vazão mássica – \dot{m} (g/s)	1,005	1,005	2,239	2,088

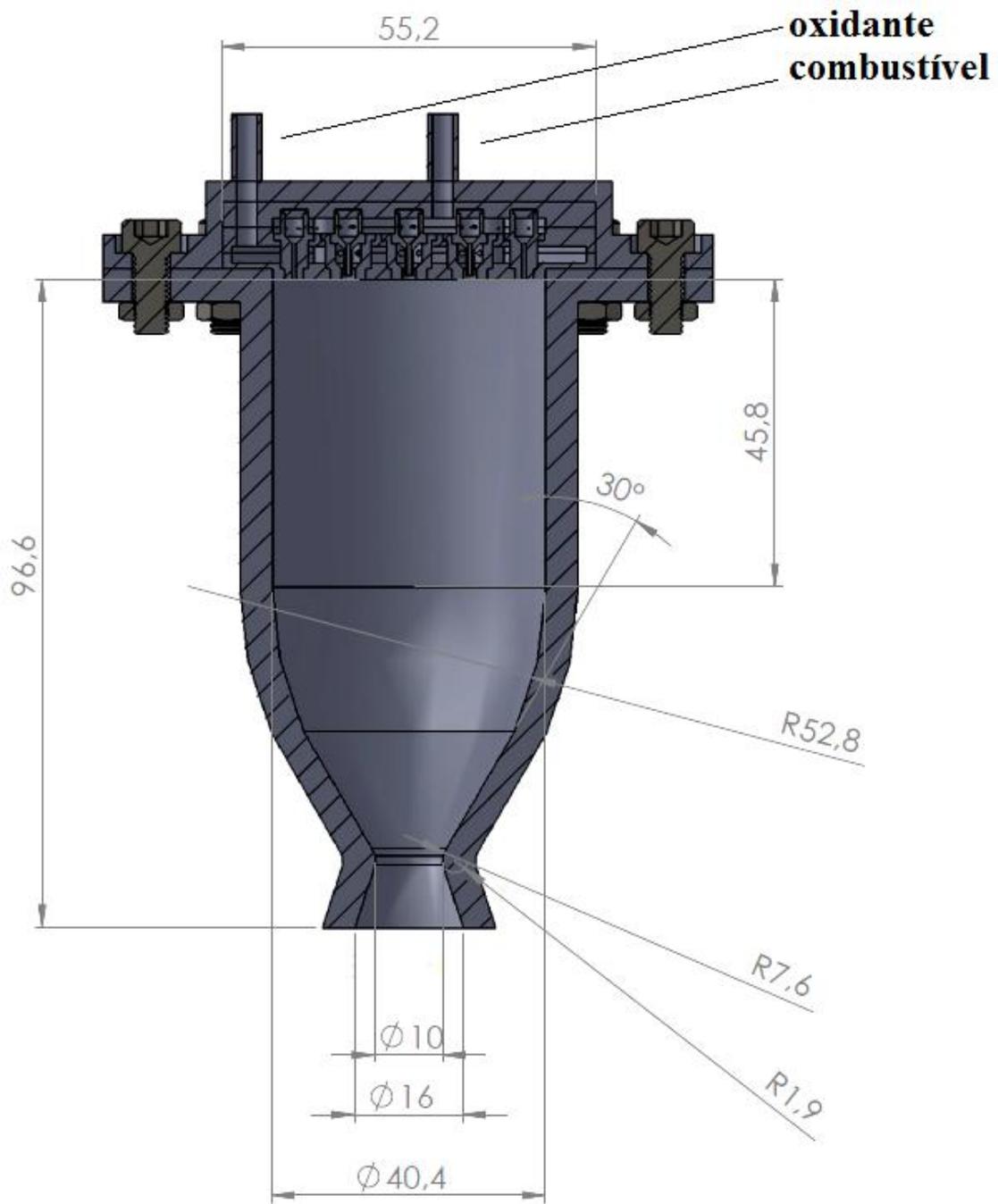


Figura 10.7 – Vista em corte do propulsor bipropelente de 100 N (dimensões em mm).

11 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

O presente trabalho apresentou teorias dos injetores centrífugos e jato-centrífugos, descreveu o projeto e a fabricação de protótipos de injetores, mostrou resultados experimentais para caracterização dos injetores e apresentou o projeto preliminar de um cabeçote de injeção para um propulsor de 100 N empregando peróxido de hidrogênio e etanol como propelentes.

Inicialmente, foi apresentada e analisada a teoria de Abramovich para o escoamento de fluidos ideais em injetores centrífugos simples. Os efeitos viscosos foram depois considerados através da teoria de Kliachko. Os resultados teóricos para fluidos ideais e fluidos viscosos foram estendidos aos injetores centrífugos duais.

A abordagem de Bayvel e Orzechowski foi utilizada para a descrição do escoamento de fluidos ideais em injetores jato-centrífugos. Com base na teoria de Kliachko foi descrita uma nova teoria para o escoamento de fluidos viscosos em injetores jato-centrífugos. A nova teoria pode ser aplicada tanto a injetores jato-centrífugos quanto a injetores centrífugos simples ou duais.

Os projetos dos injetores centrífugos duais e jato-centrífugos foram realizados com ajuda de um código em linguagem Matlab. Protótipos dos injetores foram construídos e uma bancada foi montada para testes a frio.

Os injetores foram caracterizados em uma bancada de testes, empregando-se etanol e água 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 *spray*, diâmetros característicos e as distribuições de diâmetros e volumes de gotas para diferentes pressões de injeção, com o objetivo de caracterizar os comportamentos dos injetores para diferentes condições de operação.

Os diâmetros médios de Sauter obtidos com o injetor centrífugo dual variaram de 300 a 350 micra, enquanto os diâmetros médios de Sauter dos injetores jato-centrífugos variaram de 200 a 250 micra.

Os resultados teóricos apresentaram melhor concordância com os dados experimentais para o caso dos injetores centrífugos duais do que para os injetores jato-centrífugos, provavelmente devido ao maior número de simplificações feitas na teoria dos injetores jato-centrífugos.

A partir dos resultados obtidos, foi realizado um projeto preliminar do cabeçote de injeção de um propulsor bipropelente de 100 N usando peróxido de hidrogênio 90% m/m e etanol 95% m/m ambos diluídos em água. O cabeçote é composto de 8 injetores centrífugos simples periféricos, com diâmetros de saída de 0,6 mm, e vazão de 1 g/s de combustível, e 5 injetores centrífugos duais centrais, com diâmetros de saída de 0,6 mm na câmara primária e de 2 mm na câmara secundária, com vazões totais de 40 g/s de peróxido de hidrogênio e 10 g/s de etanol. Os diâmetros médios de Sauter calculados para os injetores centrífugos periféricos são de 100 micra, com velocidade total de injeção de 5,8 m/s, e os diâmetros médios de Sauter calculados para os injetores centrífugos duais são de 200 micra, com velocidade total de injeção de 4,5 m/s. Esses valores são similares a outros da literatura.

Foi observado que a atomização está diretamente relacionada com as condições de operação, as propriedades do líquido e a geometria do injetor. A atomização torna-se mais fina com o aumento da pressão de injeção. Foi verificado que líquidos mais viscosos e menos densos, como o etanol em relação a água, propiciam uma atomização mais fina. Os injetores de menores dimensões, como a câmara primária do injetor centrífugo dual, produzem gotas menores.

Sugere-se para trabalhos futuros, estudar o efeito da razão entre as áreas dos orifícios de entrada tangencial e axial sobre a distribuição radial da densidade do jato em injetores jato-centrífugos, propor equações empíricas para descrever o comportamento do *SMD* em injetores jato-centrífugos, e realizar análises em CFD para melhor entendimento da dinâmica dos fenômenos que ocorrem durante o escoamento em injetores jato-centrífugos.

Sugere-se ainda a construção de um cabeçote de injeção para ensaios a frio para caracterizar o sistema de injeção, principalmente a interação dos *sprays*, e para testes a quente, visando seu emprego em um propulsor bipropelente.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABRAMOVICH, G. N. Theory of the centrifugal atomizer. In: **Industrial Aerodynamics**. Moscow: Izd. TSAGI, p. 114 – 121, 1944. Original em russo.
- 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 do Curso de Pós-Graduação em Engenharia Aeronáutica e Mecânica / Engenharia Aeroespacial) – Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, 2008.
- BABU, K. R.; NARASIMHAN, M. V.; NARAYANASWAMY, K. Prediction of Mean Drop Size of Fuel *Sprays* from Swirl *Spray* Atomizers. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIQUID ATOMIZATION AND *SPRAYS*, 2, 1982, Madison. **Proceedings...** Madison, Wisconsin., 1982. p. 99 – 106
- BALLESTER, J.; DOPAZO, C. Discharge coefficient and *spray* angle measurements for small pressure-swirl nozzles. **Atomization and Sprays**, v. 4, p. 351 – 367, 1994.
- BAYVEL, L.; ORZECZOWSKI, Z. **Liquid atomization**. [S.I.]: Taylor and 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.
- BORODIN, V. A.; DITYAKIN, Yu. F.; KLYACHKO, L. A.; YAGODKIN, V. L. **Liquid Atomization**. Moscow: Mashinostroenie, 1967. Original em russo.
- BENJAMIN, M. A.; MANSOUR A.; SAMANT U. G.; JHA S.; LIAO Y.; HARRIS T.; JENG S. M. Film thickness, droplet size measurements and correlation for large pressure-swirl atomizer. In: INTERNATIONAL GAS TURBINE &

- AEROENGINE CONGRESS, 7., 2010, Tampa, FL USA. **Proceedings...**
Tampa: [s.n], 2010.
- BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. **Transport phenomena**,
New York: John Wiley, 1960.
- 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. 97-103, 1992.
- CHEN, S. K.; LEFEBVRE, A. H.; ROLLBUHLER, J. Influence of liquid viscosity
on pressure-swirl atomizer performance. **Atomization and Sprays**, v. 1, p. 1 –
22, 1991.
- CHIA-CHIEN, C.; SHYAN-FU, C.; HENG-I, L.; YI-HAI, L. Theoretical analysis of
heat and mass transfer in swirl atomizers. **Heat Mass Transfer**, v. 43, p. 1213-
1224, 2007.
- CHINN, J. J. The numerics of the swirl atomizer. In: ILASS 2008, 2008, Como
Lake, Italy. **Proceedings...** Como Lake, Italy: [s.n], 2008. (Paper ID ILASS08-
000).
- CHINN, J. J. **The Internal Flow Physics of Swirl Atomizer Nozzles**. PhD
thesis – University Institute of Science and Technology, Manchester, England,
1996.
- CHU, C. C.; CHOU, S. F.; LIN, H. I.; LIANN, Y. H. Theoretical analysis of heat
and mass transfer in swirl atomizers. **Heat Mass Transfer**, v. 43, p. 1213 –
1224, 2007.
- CHUNG, I. P.; PRESSER, C. Fluid property effects on sheet disintegration of a
simplex pressure-swirl atomizer. **Journal of propulsion and power**, v. 17, n. 1,
2001.
- COUTO, H. S.; CARVALHO JR, J. A.; BASTOS – NETTO, D. Theoretical
formulation for Sauter mean diameter of pressure–swirl atomizers. **Journal of
Propulsion and Power**, v. 13, n. 5, p. 691 – 696, 1997.

DE BOER, G. B. J.; DE WEERD, C.; THOENES, D.; GOOSSENS, H. W. J. **Laser diffraction spectrometry: Fraunhofer diffraction versus Mie scattering**, Part. Character. ,v. 4, p. 14 – 19, 1987.

DING-YUAN, L. Study and the characteristic of the *spray* angle in pressure swirl *spray* atomization. **Applied Mathematics and Mechanics**, v. 8, n. 5, 1987.

DITYAKIN, Yu. F.; KLYACHKO, L. A.; NOVIKOV, B. V.; YAGODKIN, V. I. **Liquid Atomization**. Moscow: Mashinostroenie, 1977. Original em russo.

DOMBROWSKI, N.; JOHNS, W. R. The aerodynamic instability disintegration of viscous liquid sheets. **Chemical Engineering Science**, v. 18, n. 2, p. 203 – 214, 1963.

DORFNER, V.; DOMNICK, J.; DURST, F.; KÖHLER, R.; Viscosity and surface tension effects in pressure swirl atomization. **Atomization and Sprays**, v. 5, p. 261- 285, 1995.

DOUMAS, M.; LASTER R. Liquid-film properties for centrifugal *spray* nozzles. **Chemical Engineering Progress**, p. 518 – 526, 1953.

DUMOUCHEL, C.; YONGYINGSAKTHAVORN, P.; COUSIN, J. Light multiple scattering correction of laser-diffraction *spray* drop-size distribution measurements. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 35, p. 277 – 287, 2009.

FERRENBURG, A.; HUNT, K.; DUESBERG, J. **Atomization and Mixing Study**. Washington: NASA Contract NAS8-34504, 1985.

GIFFEN, E.; MURASZEW, A. **Atomization of Liquid Fuels**. London: Chapman and Hall, 1953.

GIL., G. G.; NURICK, W. H. **Liquid Rocket Engine Injectors**. Cleveland, OH: NASA Space Vehicle Design Criteria Monograph SP-8089, 1976.

HALDER, M. R.; DASH, S. K.; PERIC, M.; SOM, S. K. Influence of nozzle flow and nozzle geometry on the shape and size of a air core in a hollow cone swirl

nozzle. Proc. Instn. Mech. Engrs, Part C: J. **Mechanical Engineering Science**, p. 207 – 217, 2003.

HAMID, A. H. A.; RAHIM, A. Spray characteristics of jet-swirl nozzles for thrust chamber injector. **Aerospace Science and Technology**, v. 13, p. 192 – 196, 2009.

HECHT, E. **Optics**. 4 ed., San Francisco, CA: Addison Wesley, 2002.

HEIDMANN, M. F.; PRIEM, R. J.; HUMPHREY, J. C. **A Study of Sprays Formed by Two Impinging Jets**. Washington, D. C.: NACA, 1957. (TN 3835).

HORVAY, M.; LEUCKEL, W. Experimental and theoretical investigation of swirl nozzles for pressure-jet atomization. **German Chemical Engineering**, v. 9, p. 276 – 283, 1986.

INAMURA, T.; TAMURA, H.; SAKAMOTO, K. Characteristics of liquid film and *spray* injected from swirl coaxial injector. **Journal of Propulsion and Power**, v. 19, n. 4, p. 632 – 639, 2003.

JASUJA, A. K. **Atomization of Crude and Residual Fuel Oils**, ASME J. Eng. Power, v. 101, n. 2, p. 250 – 258, 1979.

JOYCE, J. R. **Report ICT 15**. London, 1949.

KASHDAN, J. T.; SHRIMPTON, J. S.; WHYBREW, A. A digital image analysis technique for quantitative characterization of high-speed *sprays*. **Optics and Lasers in Engineering**, v. 45, p. 106 – 115, 2007.

KENNEDY, J. B. **High Weber Number SMD Correlations for Pressure Atomizers**, ASME Paper 85-GT-37, 1985.

KESSAEV, J. **Theory and calculation of liquid propellant engines**. Moscow: Moscow Aviation Institute, 1997.

KHAVKIN, Y. I. Secondary drop breakup in swirl atomizers. **Atomization and Sprays**, v. 12, p. 615 – 627, 2002.

KHAVKIN, Y. I. Droplet size distribution in swirl atomizers. **Atomization and Sprays**, v. 12, p. 629 – 640, 2002.

KHAVKIN, Y. I. **Theory and practice swirl atomizers**. New York: Taylor & Francis, 2004.

KLEIN-DOUWEL, R. J. H.; FRIJTERS, P. J. M.; SOMERS, L. M. T.; DE BOER, W. A.; BAERT, R. S. G. Macroscopic diesel fuel *spray* shadowgraph using high speed digital imaging in a high pressure cell, **Fuel**, v. 86, p. 1994 – 2007, 2007.

KLYACHKO, L. A. The theory of a centrifugal injector. **Teploenergetica**, n.3, p. 34 – 38, 1962. Original em russo.

KLYACHKO, L. A. Theories of a flow of a real liquid in a rotary atomizer. **Teploenergetica**, n. 6, 1980. Original em russo.

KULSHRESHTHA, D.; DIKSHIT, S. B.; CHANNIWALA, S. A. Variations of *spray* cone angle and penetration length of pressure swirl atomizer designed for micro gas turbine engine. **International Journal of Dynamics of Fluids**, v. 5, p. 165-172, 2009.

LACAVA, P. T.; BASTOS-NETTO, D.; PIMENTA, A. P. Design procedure and experimental evaluation of pressure-swirl atomizers. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF THE AERONAUTICAL SCIENCES, 24., 2004, Yokohama, JAPAN. **Proceedings...** Yokohama: [s.n], 2004.

LEFEBVRE, A. H. **Gas Turbine Combustion**. Washington, D. C.: Hemisphere, 1983.

LEFEBVRE, A. H. **Atomization and Sprays**. New York: Hemisphere, 1989.

MAIA, F. F. **Novo catalisador para decomposição de peróxido de hidrogênio em micropropulsores de satélites**. 2012. 119 p. (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/04.04.21.02-TDI). Dissertação (Mestrado em Propulsão e Combustão) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BLCN6E>>. Acesso em: 1 jan. 2014.

- MELODIEV, E. A.; SINITSYN, B. D.; SHAMANAIEV, V. S. **Hydraulics characteristics of a rotary atomizer**, Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Moscow: Mashinostroenie, n. 8, 1980. Original em russo.
- MUGELE, R. A.; EVANS, H. D. Droplet size distribution in *sprays*. **Industrial and Engineering Chemistry**, v. 43, n. 6, p. 1317 – 1324, 1951.
- NEEDHAM, H. C. **Power Jets R & D Report**, n. R1209, 1946.
- NIEUWKAMP, W. C. Flow analysis of a hollow cone nozzle with potential flow theory. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIQUID ATOMIZATION AND SPRAY SYSTEMS (ICLASS-85), 3., 1985, London. **Proceedings...** London: Institute of energy, 1985. v. 1, III C/1/1-9.
- NONNENMACHER, S.; PIESCHE, M. Design of hollow cone pressure swirl nozzles to atomize Newtonian fluids. **Chemical Engineering Science**, v. 55, p. 4339 – 4348, 2000.
- NOVIKOV, I. I. Theory of the swirl atomizer. **Journal of Technical Physics**, v. 18, n. 3, p. 345, 1948.
- NOWAK, D.; DOBSKI, T.; SLEFARSKI, R.; MAGNI, F. *Spray generator for the liquid fuel combustion*. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON MULTIPHASE FLOW, 7., 2010, Tampa, FL USA. **Proceedings...** Tampa: [s.n], 2010.
- OMMI, F.; NEKOFAR, K.; KARGAR, A.; MOVAHED, E. Experimental investigation of characteristics of a double-base swirl injector in a liquid rocket propellant Engine. **Leonardo Journal of Sciences**, v. 14, p. 92 – 111, 2009.
- ORTMANN, J.; LEFEBVRE, A. H. Fuel distributions from pressure-swirl atomizers. **Journal Propulsion Power**, v. 1, n. 1, p. 11 -15, 1985.
- PAZHI, D. L.; GALUSTOV, V. S. **Liquid Atomizers**. Moscow: Khimiya, 1979. Original em russo.
- PENNER, S. S. **Chemistry Problems in Jet Propulsion**. New York: Pergamum, 1957. p. 360 – 362.

PERVIN, S. A.; HALDER, M. R. Numerical investigation on solid cone nozzle without a vane swirler. **Proceedings...** Bangladesh: [S.N], 2006.

PLUMLEE, D.; STECIAK J. Development of a monopropellant micro-nozzle and ion mobility spectrometer in LTCC. In: CERAMIC INTERCONNECT TECHNOLOGY WORKSHOP, 27-28 de Abr. de 2004, Denver CO. **Proceedings...** Denver: [S.N], 2004.

PRYWER, J. Flow Characteristics of Jet-Swirl Atomizers. **Atomization and Sprays**, v. 18, p. 343 – 361, 2008.

QI, Y. L.; XU, B. Y.; CAI, S. L. An application of digital image processing techniques to the characterization of liquid petroleum gas (LPG) *spray*. **Measurement Science and Technology**, v. 17, p. 3229 – 3236, 2006.

RADCLIFFE, A. **Fuel injection, High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion**. Princeton, N. J.: Princeton. University Press, 1960. v. 6.

RANGANADHA, B. K.; NARASIMHAN, M. V.; NARAYANASWAMY, K., **Design of swirl chamber atomizers**. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIQUID ATOMIZATION AND SPRAY SYSTEMS (ICLASS-85), 3., 1985, London. **Proceedings...** London: Institute of energy, 1985. v. 1, III C/3/1-7.

RANGANADHA, B. K.; NARASIMHAN, M. V.; NARAYANASWAMY, K., Correlations for prediction of discharge rate, cone angle and air core diameter of swirl *spray* atomizers. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIQUID ATOMIZATION AND SPRAY SYSTEMS (ICLASS-82), 1982, Madison, Wisconsin. **Proceedings...** Madison: Organization Committee Iclass, 1982.

RHEIMS, J.; KÖSER, J.; WRIEDT, T. Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbes refractometer. **Measurement Science and Technology**, v. 8, p. 601-605, 1997.

RIZK, N. K.; LEFEBVRE, A. H. **Prediction of velocity coefficient and spray cone angle for simplex swirl atomizers**. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIQUID ATOMIZATION AND SPRAY SYSTEMS (ICLASS-

85), 3., London. **Proceedings...** London: Institute of energy, 1985. v. 1, III C2/1-9.

RIZK, N. K.; LEFEBVRE, A. H. Influence of liquid properties on the internal flow characteristics of simplex swirl atomizers. **Atomization Spray Technology**, v. 2, n. 3, p. 219 – 233, 1986.

ROCCO, L. **Estudo Sobre Um Injetor Pressurizado Bi-Propelente Do Tipo Swirl Empregado em Motores-Foguete**. Dissertação (Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia Aeronáutica e Mecânica / Aerodinâmica, Propulsão e Energia) – Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, 2006.

ROCCO, L. **Desenvolvimento de Injetores Para Motor Foguete Híbrido**. Tese (Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia Aeronáutica e Mecânica / Materiais e Processos de Fabricação) – Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, 2013.

SAVONOV, R. I. **Análise numérica e teórica de injetores tipo “swirl” empregados em motores foguete a propelente líquido**. Tese (Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia Aeronáutica e Mecânica / Física e Química dos Materiais Aeroespaciais) – Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, 2011.

SEARS, F. W.; ZEMANSKY, M. W. **College Physics**. New York: Addison-Wesley, 1960.

SIVAKUMAR, D.; RAGHUNANDAN, B. N. Hysteretic interaction of conical liquid sheets from coaxial atomizers: influence on the *spray* characteristics. **Physics of Fluids**, v. 10, n. 6, p. 1384 – 1397, 1998.

SIVAKUMAR, D.; RAGHUNANDAN, B. N. Jet interaction in liquid-liquid coaxial injector. **Journal of Fluid Engineering**, v. 118, p. 329 – 334, 1996.

SIVATHANU, Y. R.; Lim, J.; WALLACE, B.; SEEI, R. A comparison of *spray* angle measurements using optical and mechanical methods. **Atomization and Sprays**, v. 20, n. 1, p. 85 – 92, 2010.

- SOLTANI, M. R.; GHORBAIN, K.; ASHJAEI, M.; MORAD, M. R. *Spray characteristics of a liquid-liquid coaxial swirl atomizer at different mass flow rates. **Aerospace Science and Technology***, v. 9, p. 592 – 604, 2005.
- SOM, S. K.; MUKHERJEE, S. G. Theoretical and experimental investigations on the coefficient of discharge and *spray cone angle* of a swirl *spray* atomizing nozzle. **Acta Astronautica**, v. 36, p. 79 – 102, 1980.
- SOUZA, J. R. P. **Estudo de um injetor centrífugo bipropelente utilizado em motor foguete a propelente líquido**. Dissertação (Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia Aeronáutica e Mecânica / Aerodinâmica, Propulsão e Energia) – Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, 2001.
- SOWA, W. A. Interpreting mean drop diameters using distribution moments, **Atomization and Sprays**, v. 2, p. 1 – 15, 1992.
- SPILLMANN, J.; ANDERSON R. A disc-windmill atomizer for the aerial applications of pesticides. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIQUID ATOMIZATION AND *SPRAY* SYSTEMS, 2., Madison, Wisconsin, USA, June 20-24. **Proceedings...** Madison, Wisconsin: [s.n], 1982. p. 169 – 172.
- STERLING, M. A.; SLEICHER, A. C.; The instability of capillary jets. **Journal Fluid Mechanics**, v. 68, p. 477 – 495, 1975.
- STRAKEY, P. A.; TALLEY, D. G.; HUTT, J. J. Mixing characteristics of coaxial injectors at high gas/liquid momentum ratios. **Journal of Propulsion and Power**, v. 17, n. 2, p. 402 – 410, 2001.
- SUTTON, G. P; BIBLARZ, O. **Rocket Propulsion Elements**, 8 ed. [S.I]: John Wiley & Sons, 2010.
- TAEOCK, K.; SUNGHYUK, K; SEONGHO, C.; YOUNGBIN, Y. Quantification of the transient mass flow rate in a simplex swirl injector. **Measurement Science and Technology**, v. 20, p. 1 – 9, 2009.
- TATE, R. W. *Spray* patternation. **Industrial and Engineering Chemistry**, v. 52, n. 10, p. 49A – 55A, 1960.

TAYLOR, G., The Mechanism of Swirl Atomizers. In: INTERNATIONAL CONGRESS FOR APPLIED MECHANICS, 7., 1948, London. **Proceedings...** London: H. M. Stationery Office, 1948. v. 2.

TURNER, G. M.; MOULTON, R. W. **Chem. Eng. Prog.**, v. 49, p. 185, 1943.

APAZA VÁSQUEZ, R. **Desenvolvimento de um injetor centrífugo dual para biocombustíveis líquidos**. versão: 2011-09-09.217 p. Dissertação (Mestrado em Propulsão e Combustão) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/39CJB4B>>. Acesso em: 1 jan. 2014.

WANG, N. N.; ZHANG, H. J.; YU, X. H. A versatile Fraunhofer diffraction and Mie scattering based laser particle size. **Advanced Powder Technology**, v. 3, n. 1, p. 7 – 14, 1992.

WANG, X. F.; LEFEBVRE, A. H. Mean Drop Sizes from Pressure-Swirl Nozzles. **AIAA Journal of Propulsion Power**, v. 3, n. 1, p. 11 – 18, 1987.

WERNIMONT, E. J. System trade parameter comparison of monopropellants: hydrogen peroxide vs. hydrazine and others. In: AIAA/ASME/SAE/ASEE JOINTPROPULSION CONFERENCE & EXHIBIT, 42., 9-12 de Jun. de 2006, Sacramento CA. **Proceedings...** Sacramento: AIAA, 2006.

YULE, A. J.; NASR, G. G.; BENDING, L. **Industrial sprays and atomization: design, analysis and applications**. London: Springer-Verlag, 2002.

ZHUKOVSKI, N. E. Analogy between movement of a heavy liquid in a narrow channel and movement of gas in a pipe at high speed. **Hydraulics**, v. 7, ONTI-NKTP, 1937. Original em russo.

ZONG, N.; YANG, V. Dynamics of simplex swirl injectors for cryogenic propellants at supercritical conditions. In: AEROSPACE SCIENCES MEETING AND EXHIBIT, 42., 2004, Reno, NV. **Proceedings...** Reno: AIAA, 2004. paper n. 2004-1332.

APÊNDICE A – CARACTERÍSTICAS DOS PROPELENTES

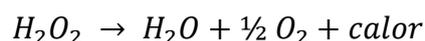
Para definir o projeto dos injetores centrífugos duais e jato-centrífugos e realizar a análise dos resultados experimentais é necessário ter o conhecimento das características dos fluidos a serem atomizados. As propriedades físicas do líquido, tais como a densidade e a viscosidade são fundamentais no processo de atomização. Os líquidos empregados nesse trabalho foram o etanol 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 e do etanol.

A.1. Peróxido de hidrogênio

Em aplicações para foguetes, o peróxido de hidrogênio (H_2O_2) 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 ($NaMnO_3$ ou $KMnO_3$), dióxido de manganês sólido (MnO_2), platina (Pt) e óxido de ferro (Fe_2O_3). De fato, mais impurezas agem como um catalisador. O peróxido de hidrogênio (H_2O_2) é hipergólico com hidrazina (N_2H_4) 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, STECIAK, 2004; WERNIMONT, 2006; MAIA, 2012).

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 foguete 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 do injetor centrífugo dual 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 auto-ignição	>400 °C
Viscosidade	1,2 cP, a 20 °C

APÊNDICE B – DESENHOS DO INJETOR CENTRÍFUGO DUAL

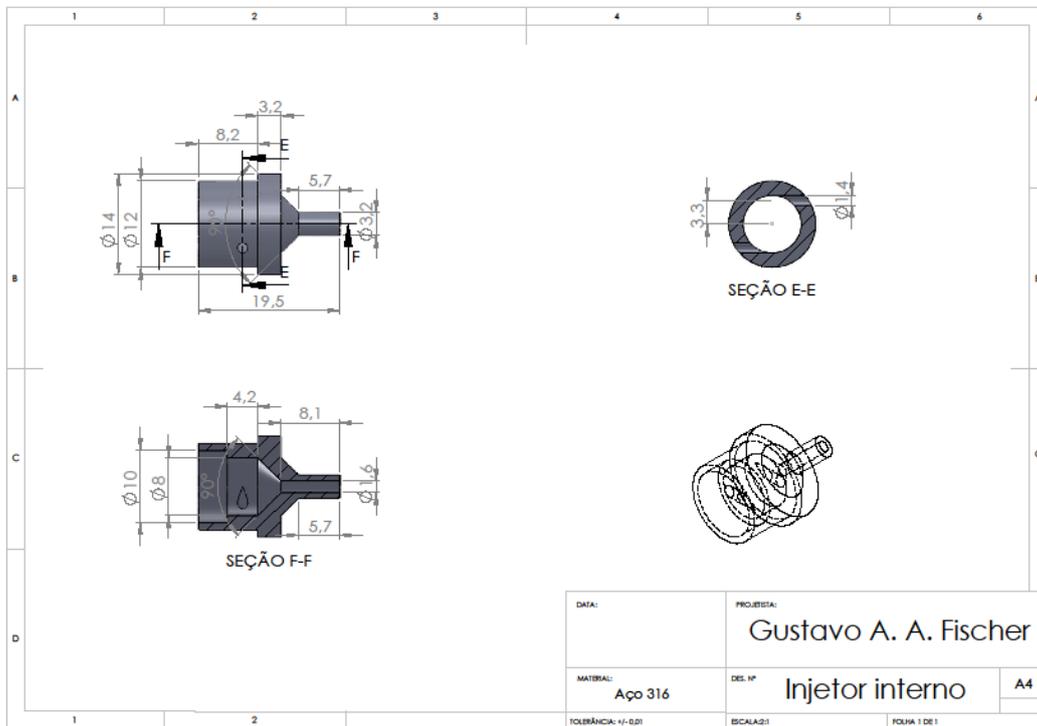


Figura B.1 - Esquema da câmara primária do injetor centrífugo dual.

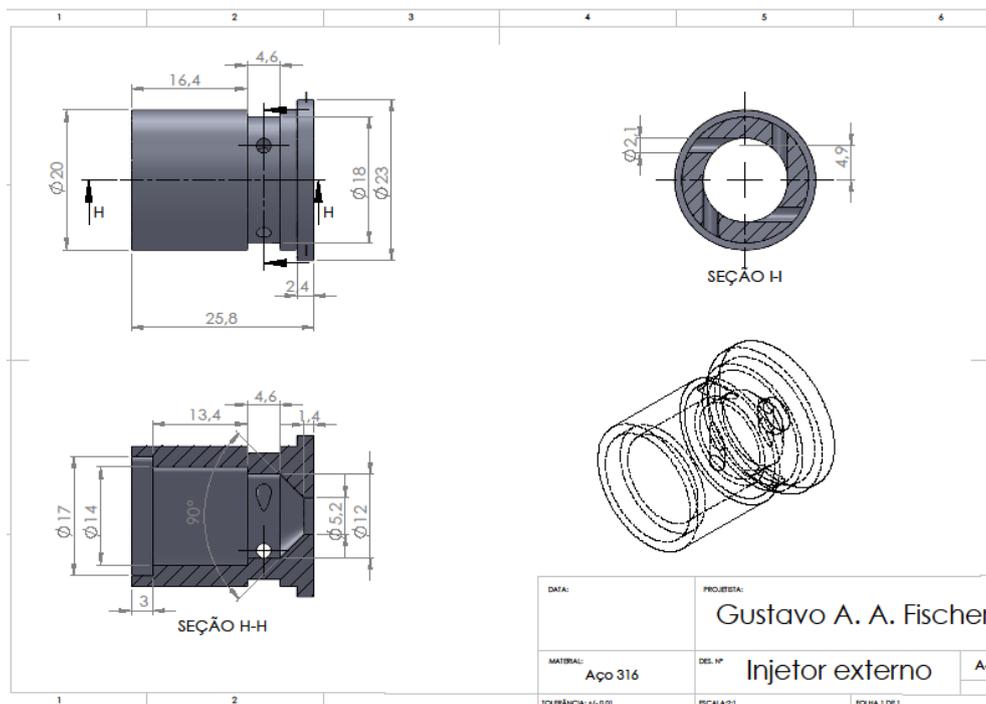


Figura B.2 - Esquema da câmara secundária do injetor centrífugo dual.

APÊNDICE C – DESENHO DO INJETOR JATO-CENTRÍFUGO

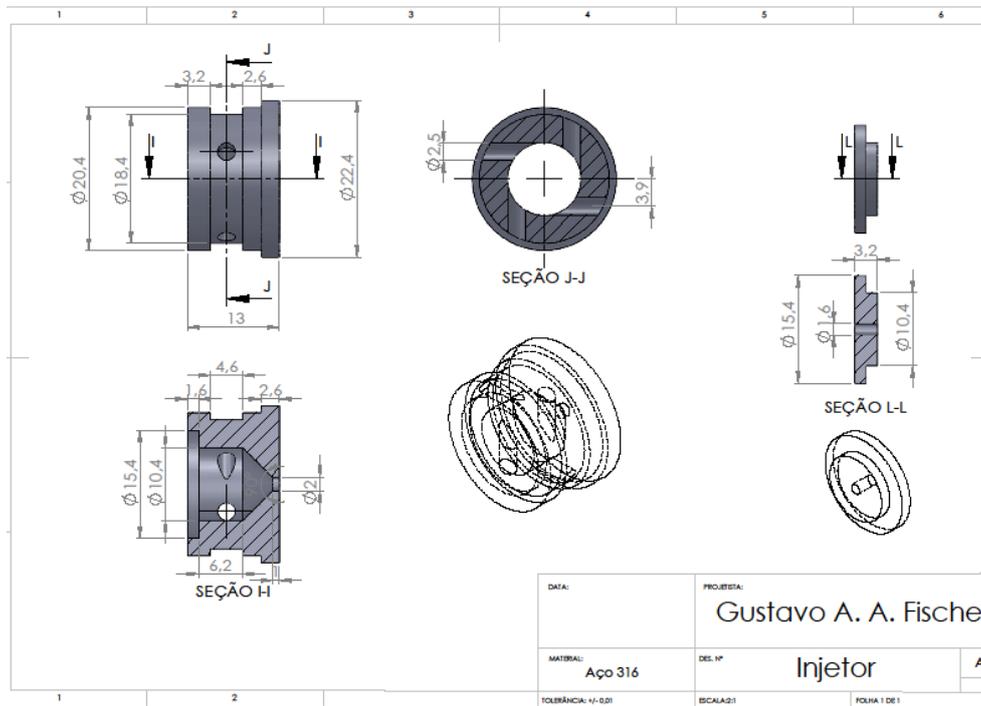


Figura C.1 - Esquema do injetor jato-centrífugo.

APÊNDICE D – DESENHO DO INJETOR CENTRAL BIPROPELENTE

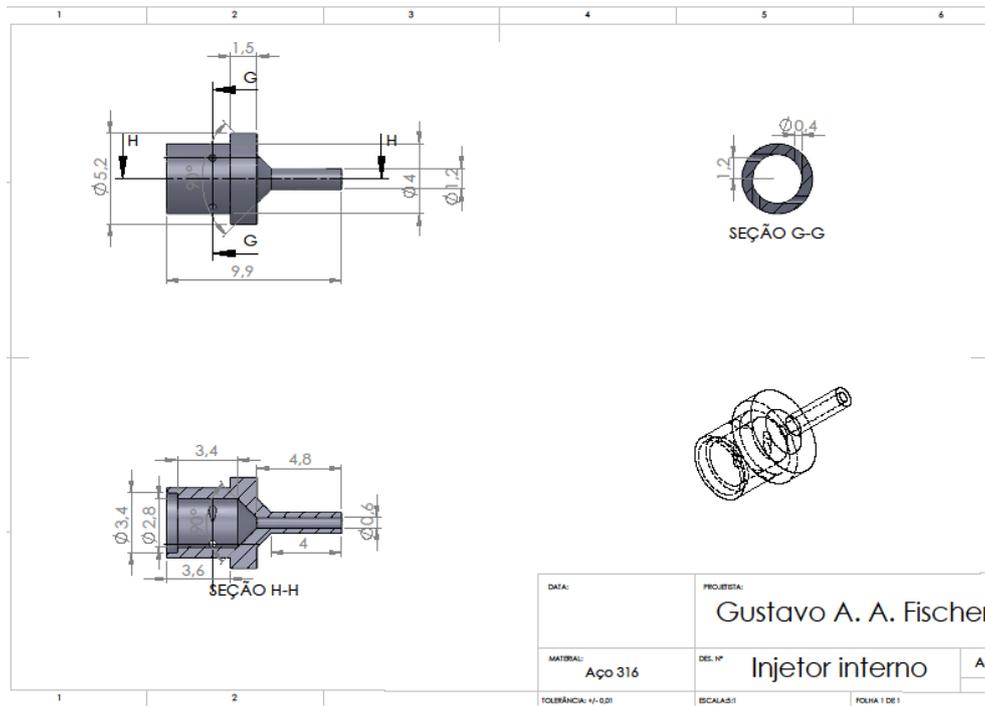


Figura D.1 - Esquema da câmara primária do injetor central bipropelente.

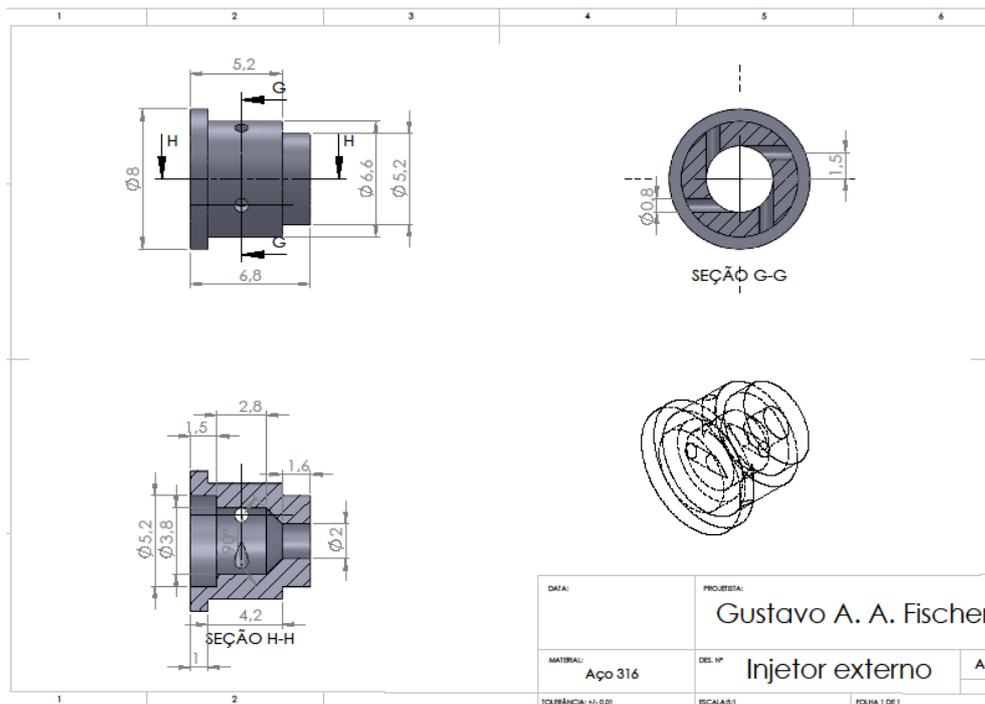


Figura D.1 - Esquema da câmara secundária do injetor central bipropelente.

