**ALEXANDER ARIYOSHI ZERWAS**

# Modelagem e simulação do escoamento em um sistema de lavagem de gases por técnicas de fluidodinâmica computacional

**São Paulo**
**2017**

**ALEXANDER ARIYOSHI ZERWAS**

# Modelagem e simulação do escoamento em um sistema de lavagem de gases por técnicas de fluidodinâmica computacional

Dissertação apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências

Área de concentração:
Engenharia Química

Orientador: Prof. Dr. José Luís de Paiva

**São Paulo**
**2017**

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo,_____de_____de _____

Assinatura do autor: _____

Assinatura do orientador: _____

Catalogação-na-publicação

Zerwas, Alexander Ariyoshi
Modelagem e simulação do escoamento em um sistema de lavagem de gases por técnicas de fluidodinâmica computacional / A. A. Zerwas -- versão corr. -- São Paulo, 2017.
155 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Química.

1.Simulação computacional 2.Lavadores de gases 3.Lavador Venturi 4.Escoamento multifásico 5.Fluidodinâmica computacional I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Química II.t.

Dedico este trabalho a meus pais, Nilza e Ricardo

AGRADECIMENTOS

Ao professor José Luís de Paiva, pela orientação e constante apoio durante toda a realização do trabalho; aos professores Roberto Guardani e José Luis Pires Camacho pelo apoio e sugestões durante a pesquisa.

Aos meus pais e familiares pela compreensão e estímulo.

A empresa ECOPLAS, em especial a Danielle Matsumoto, pelo suporte recebido.

Aos meus amigos Dilson, Giu, Shibata, Postal e William e a todos do departamento de Engenharia Química que colaboraram direta ou indiretamente, na execução deste trabalho.

A agência de fomento CAPES pelo auxílio recebido.

RESUMO

Estudou-se a aplicação de uma modelagem RANS, com a utilização do modelo de turbulência k-ε na modelagem do escoamento no interior de um sistema de lavagem de gases, composto por um lavador Venturi e uma coluna de spray, por técnicas de fluidodinâmica computacional (CFD), com a fase líquida resolvida pela abordagem Lagrangiana e a atomização secundária dessas por diferentes modelos de quebra. Utilizou-se o pacote comercial de CFD da ANSYS CFX 15.0 com as simulações realizadas em estado transiente. Verificaram-se os resultados obtidos pelo simulador para um lavador Venturi em escala piloto com dados da literatura, obtendo-se boa adequação para a perda de pressão ao longo do equipamento. Comparou-se a influência do tamanho das gotas de líquido da injeção na distribuição de tamanho de gotas ao longo do equipamento utilizando o modelo de quebra CAB (*Cascade Atomization and drop Breakup*), obtendo-se uma melhor dispersão das gotas de líquido na secção transversal do lavador ao se utilizar na injeção, uma distribuição de tamanho de gotas ao invés de gotas com mesmo diâmetro. Simularam-se diferentes condições de vazão de líquido e gás em um lavador Venturi em escala industrial e compararam-se os resultados de perda de pressão obtidos com correlações da literatura, obtendo-se boa adequação para as regiões iniciais do equipamento. Utilizando o modelo de quebra CAB e a abordagem Euler-Lagrange, comparou-se a distribuição de tamanho de gotas ao longo do lavador Venturi industrial para diferentes vazões de gás. Com a simulação do lavador Venturi, utilizou-se os resultados obtidos neste e simulou-se o sistema de lavagem de gases completo (coluna de Spray e lavador Venturi). Comparou-se ao final a retirada de poluentes por meio da impactação inercial e da difusão, obtendo-se uma melhor probabilidade de retirada de poluentes com o aumento da vazão de líquido.

Palavras-chave: Simulação computacional. Lavadores de gases. Lavador Venturi. Escoamento multifásico. Fluidodinâmica computacional.

ABSTRACT

The flow field inside a wet scrubber was simulated with a RANS model using Computational Fluid Dynamics (CFD) in which the multiphase flow was solved by an Euler-Lagrange approach. Turbulence was modeled by the k-ε model and droplet breakup was assumed to occur. The transient flow equations were solved using a commercial CFD package (ANSYS CFX 15.0). Simulations of a pilot plant Venturi scrubber were compared with literature data, in which a good agreement level was achieved for pressure loss through the scrubber. Droplet size distribution was evaluated throughout the scrubber by changing droplet diameter of injected liquid and using a Cascade Atomization and drop Breakup model (CAB). A better liquid dispersion inside the scrubber was achieved for a droplet size distribution injection when compared with a single diameter droplet liquid injection. After the results verification by comparing with data from a pilot scale Venturi, pressure loss for different flow conditions was compared between numerical simulations and literature correlations in an industrial size Venturi scrubber, achieving a good agreement for the entrance section of the scrubber. Droplet size distribution throughout the industrial Venturi scrubber for different gas mass flow conditions were also compared using the CAB model and Euler-Lagrange approach. Removal of contaminants was evaluated by two parameters, being inertial impaction of particulate and diffusion to droplet surface, by which a better contaminant removal was achieved for higher liquid flow rates.

Keywords: Numerical simulation. Wet scrubber. Venturi scrubber. Multiphase flow. Computational fluid dynamics.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Representação esquemática de um lavador Venturi (GONÇALVES et al. 2003) ..... 22
Figura 2: Mecanismos de coleta (COSTA, 2002) ..... 25
Figura 3: Diâmetro médio de Sauter experimental no final da região convergente, para inserção de líquido na forma de filme de líquido e spray (SILVA, 2008) ..... 46
Figura 4: Dados experimentais da fração de líquido ($F_f$) e penetração do jato (GUERRA, GONÇALVES, COURY, 2011) ..... 47
Figura 5: Comparativo da correlação proposta com adição da fração de filme e os dados experimentais (GUERRA, GONÇALVES, COURY, 2011) ..... 48
Figura 6: Regimes de choque entre gotas com base no número de Weber (We) e um parâmetro de impactação (B) (QIAN; TRYGGVASON; LAW, 1997) ..... 61
Figura 7: Mecanismos de atomização secundária, enumerados conforme itens desta secção (GUILDENBECHER, LÓPEZ-RIVERA, SOJKA, 2009) ..... 64
Figura 8: Geometria simplificada do lavador Venturi em escala piloto, utilizado por Silva (2008) ..... 69
Figura 9: Geometria simplificada do lavador Venturi industrial ..... 71
Figura 10: a) Malha computacional na superfície da geometria do lavador Venturi; b) Aumento da escala do item a), de forma a se visualizar as regiões convergente, garganta e difusora do lavador; c) Malha computacional em um corte realizado no centro da geometria; d) Malha em corte transversal ao escoamento na região de entrada da secção convergente; e) Malha em um corte transversal na região de entrada da secção da garganta ..... 74
Figura 11: Valores do critério *Yplus* na parede do lavador Venturi para a simulação com vazão mássica de ar de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) ..... 76
Figura 12: Comparativo das perdas de pressão para uma vazão constante de líquido (Wl = 0,013 kg/s) entre as simulações multifásicas e dados experimentais ..... 77
Figura 13: Comparativo entre as quedas de pressão para as simulações utilizando a técnica Euler-Lagrange e dados experimentais, para uma vazão constante de líquido ($\mathrm{Wl} = 0{,}013$ kg/s) (SILVA, 2008) ..... 78
Figura 14: Fração volumétrica média de líquido para um corte realizado no centro do lavador, com vazão mássica de ar de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s)

e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para: a) Técnica Euler-Euler; b) Técnica Euler-Lagrange.....79
Figura 15: Energia cinética turbulenta para um corte no centro do lavador, com vazão mássica de ar de 0,861 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para: a) Técnica Euler-Euler; b) Técnica Euler-Lagrange .....80
Figura 16: Comparativo das perdas de pressão para uma vazão constante de líquido ($\mathrm{Wl} = 0{,}013$ kg/s) entre as simulações utilizando uma distribuição monodispersa de gotas (E-L) com as que utilizaram uma distribuição de Rosin-Rammler (E-L RR)....81
Figura 17: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,5 s) para uma vazão mássica de ar de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s.....82
Figura 18: Fração volumétrica média de líquido no centro do lavador Venturi para uma vazão mássica de ar de 0,861 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s, para: a) Distribuição monodispersa; b) Distribuição de Rosin-Rammler .....83
Figura 19: Energia cinética turbulenta para um corte no centro do lavador, com vazão mássica de ar de 0,861 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para: a) Distribuição monodispersa; b) Distribuição de Rosin-Rammler .....84
Figura 20: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,3 s) para uma vazão mássica de ar de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para os modelos de quebra: a) TAB; b) CAB.....86
Figura 21: Diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi para uma vazão de líquido de 0,013 kg/s obtido utilizando os modelos de quebra TAB e CAB.....87
Figura 22: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,3 s) para uma vazão mássica de ar de 0,861 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s utilizando a distribuição de Rosin-Rammler e o modelo quebra CAB .....91
Figura 23: Diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi para uma vazão de líquido de 0,013 kg/s obtido utilizando o modelo de quebra CAB, para uma injeção de gotas de líquido de mesmo diâmetro e com distribuição de Rosin-Rammler .....91

Figura 24: Distribuição de tamanho de gotas a 0,23 m da injeção de líquido no lavador Venturi para 3 diferentes vazões mássicas de gás .....93
Figura 25: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para 4 posições com relação à injeção.....94
Figura 26: Diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi para uma vazão de líquido de 0,013 kg/s obtido utilizando o modelo de quebra CAB, para uma injeção de gotas com distribuição de tamanho de Rosin-Rammler para diferentes parâmetros.....95
Figura 27: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para 4 posições com relação à injeção e diâmetro médio de Sauter de 506 μm para a distribuição de Rosin-Rammler .....96
Figura 28: Perda de pressão no lavador Venturi industrial com vazão mássica de ar de 4,02 kg/s para as 5 malhas computacionais.....98
Figura 29: Perda de pressão no lavador Venturi industrial com vazão mássica de ar de 6,04 kg/s para as 5 malhas computacionais.....98
Figura 30: Perda de pressão no lavador Venturi industrial com vazão mássica de ar de 6,04 kg/s para as 5 malhas computacionais para distâncias da entrada de: a) 0,55 m; b) 0,6 m; c) 0,7 m; d) 0,8 m .....99
Figura 31: a) Malha computacional na superfície da geometria do lavador Venturi em escala industrial; b) Malha computacional em um corte realizado no centro da geometria; c) Malha em corte transversal ao escoamento na região de entrada da secção convergente; d) Malha em um corte transversal na região de entrada da secção da garganta.....101
Figura 32: Valores do critério *Yplus* na parede do lavador Venturi em escala industrial para a simulação com vazão mássica de ar de 5,03 kg/s (velocidade na garganta de 29 m/s) .....102
Figura 33: Representação da injeção das partículas computacionais utilizada pelo simulador.....104
Figura 34: Comparativo entre a perda de pressão obtida pelo modelo de Boll (1973) com os dados obtidos pela simulação computacional, para uma vazão mássica de líquido constante ($Wl$ = 5 kg/s) e diferentes vazões mássicas de gás .....106

Figura 35: Comparativo entre a perda de pressão obtida pelos modelos de Boll (1973) e Viswanathan et. al (1985) com os dados obtidos pela simulação computacional, para uma vazão mássica de gás constante ($Wg$ = 6,04 kg/s) e diferentes vazões mássicas de líquido ..... 107
Figura 36: Perda de pressão normalizada pela razão mássica (m) para a posição distante 0,8 metro da entrada de líquido ..... 108
Figura 37: Diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi industrial para uma vazão de líquido de 5 kg/s utilizando o modelo de quebra CAB com diâmetro inicial das gotas de 6mm ..... 110
Figura 38: Localização no lavador Venturi industrial das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado de 0,35 s) para uma vazão mássica de ar de 5,03 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s utilizando o modelo quebra CAB ..... 111
Figura 39: Distribuição de tamanho de gotas a 0,15 m da injeção de líquido no lavador Venturi para 3 diferentes vazões mássicas de gás e diâmetro inicial de gota de 6 mm ..... 113
Figura 40: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 5,03 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para 3 posições com relação à injeção e diâmetro inicial de 6mm ..... 114
Figura 41: Comparativo do diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi industrial para uma vazão de líquido de 5 kg/s utilizando o modelo de quebra CAB com diâmetro inicial das gotas de 6mm e utilizando uma distribuição de Rosin-Rammler ..... 116
Figura 42: Distribuição de tamanho de gotas a 0,15 m da injeção de líquido no lavador Venturi para 3 diferentes vazões mássicas de gás e distribuição de Rosin-Rammler ..... 117
Figura 43: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 5,03 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para 4 posições com relação à injeção e distribuição de Rosin-Rammler ..... 118
Figura 44: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,35 s) para uma vazão mássica de ar de 5,03 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para um injeção: a) Diâmetro constante; b) Distribuição de Rosin-Rammler ..... 119

Figura 45: a) Malha computacional em um corte central na coluna do sistema de lavagem; b) Corte transversal realizado na coluna em spray à 1m de altura do centro do lavador Venturi ; c) Corte transversal realizado no centro do lavador Venturi....121
Figura 46: Malha computacional em um corte longitudinal à coluna em spray realizado no centro de lavador Venturi.....122
Figura 47: Valores do critério *Yplus* na parede do sistema de lavagem de gases para uma vazão mássica de gás de 5,03 kg/s para a região: a) Lateral com o lavador Venturi; b) Posterior ao lavador Venturi .....123
Figura 48: Representação da injeção em cone oco das partículas computacionais utilizada pelo simulador e distâncias obtidas do trabalho de Foissac et al. (2011) .125
Figura 49: Diâmetro das partículas computacionais no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s .....128
Figura 50: Linhas de corrente com velocidade do escoamento no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s.....129
Figura 51: Velocidade relativa entre as fases líquida e gasosa no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s.....131
Figura 52: Eficiência de coleta por impactação inercial para as gotas de líquido no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna de Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s.....133
Figura 53: Coleta inercial para as gotas de líquido no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s .....134
Figura 54: Número de Sherwood para as gotas de líquido no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s.....136
Figura 55: Parâmetro da Equação 94 para as gotas de líquido no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s.....137

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Constantes utilizadas nos trabalhos de Gonçalves et al. (2003) e Ahmadvand e Talaie (2010) .....42
Tabela 2: Regimes de quebra de gotas para Ohnesorge < 0,1, com base na classificação de Pilch e Erdman (1987) e Hsiang e Faeth (1992) .....63
Tabela 3: Dimensões da geometria do lavador Venturi em escala piloto utilizado nas simulações para a validação dos modelos .....69
Tabela 4: Especificação das dimensões do lavador Venturi utilizado nas simulações .....71
Tabela 5: Condições de vazão de líquido e gás simulados.....72
Tabela 6: Dados experimentais do diâmetro médio de Sauter para vazão de líquido de 0,013 kg/s no início da região da garganta do lavador Venturi (SILVA, 2008) .....88
Tabela 7: Diâmetro médio de Sauter calculado pelas correlações de Hsiang e Faeth (1992) e Wert (1995) .....89
Tabela 8: Especificação das malhas utilizadas no teste de independência para o lavador Venturi industrial .....97
Tabela 9: Distância dos planos em relação a entrada do líquido no lavador Venturi .....105
Tabela 10: Parâmetros de velocidade média em cada atomizador de cone oco, obtidos para cada vazão mássica de líquido definida .....126

LISTA DE SÍMBOLOS

| | Significado | Unidade |
|---|---|---|
| $\left(\frac{dP}{dz}\right)_c$ | Perda de carga no escoamento central | [Pa/m] |
| $A_c$ | Área transversal ocupada pelo escoamento central | [m$^2$] |
| $A_T$ | Área transversal da secção do lavador Venturi | [m$^2$] |
| $C$ | Proporção de líquido que escoa na forma de gotas | [adim.] |
| $Coletaine$ | Parâmetro de coleta inercial | [m$^3$/s] |
| $C_{D,x_1}$ | Coeficiente de arrasto das gotas de líquido na posição de injeção | [adim.] |
| $C_D$ | Coeficiente de arrasto | [adim.] |
| $C_{DN}$ | Função de coeficiente de arrasto modificada | [adim.] |
| $C_d$ | Concentração de gotas | [#/m$^3$] |
| $D_{32}$ | Diâmetro de Sauter das gotas de líquido | [m] |
| $D_d$ | Diâmetro da gota de líquido | [m] |
| $D_{inj}$ | Distribuição de injetores | [m] |
| $D_H$ | Diâmetro hidráulico da secção transversal | [m] |
| $D_p$ | Diâmetro da partícula de poluente | [m] |
| $E_d$ | Coeficiente de difusão das gotas | [m$^2$/s] |
| $E_{d,x}$ | Coeficiente de difusão das gotas na direção $x$ | [m$^2$/s] |
| $E_{d,y}$ | Coeficiente de difusão das gotas na direção $y$ | [m$^2$/s] |
| $E_g$ | Difusividade do gás | [m$^2$/s] |
| $E_j$ | Taxa de reentrada de gotas com diâmetro $D_{d,j}$ | [kg/m$^2$s] |
| $Eff$ | Eficiência de colisão | [adim.] |
| $F_{A,j}$ | Força de arrasto considerando uma partícula com diâmetro $D_{d,j}$ | [N] |
| $F_e$ | Fração do líquido que escoa na forma de gotas | [adim.] |
| $F_f$ | Fração do líquido que escoa na forma de um filme | [adim.] |
| $F_i(t)$ | Força total aplicada em uma partícula | [N] |
| $K_A$ | Constante | [adim.] |
| $karea$ | Parâmetro de coleta | [m] |
| $L_g$ | Comprimento da região da garganta do lavador Venturi | [m] |
| $M_c$ | Vazão mássica do escoamento central | [kg/s] |
| $M_d$ | Vazão mássica das gotas de líquido no lavador Venturi | [kg/s] |
| $M_f$ | Vazão mássica de líquido que escoa na forma de filme pela parede | [kg/s] |
| $M_g$ | Vazão mássica de gás no lavador Venturi | [kg/s] |
| $M_l$ | Vazão mássica de líquido injetada no lavador Venturi | [kg/s] |
| $N_{Pe}$ | Número de Peclet | [adim.] |
| $N_{Re}$ | Número de Reynolds | [adim.] |
| $P$ | Pressão | [Pa] |
| $P_1$ | Pressão em uma secção 1 | [Pa] |
| $P_2$ | Pressão em uma secção 2 | [Pa] |
| $P_f$ | Pressão ao final do lavador Venturi | [Pa] |
| $P_i$ | Pressão na secção $i$ | [Pa] |
| $P_{int}$ | Perímetro interno da secção transversal | [m] |

| | | |
|---|---|---|
| $P_{TP}$ | Perda de pressão devido ao sistema bifásico | [Pa] |
| $PP_i$ | Perda de pressão na secção $i$ | [Pa] |
| $PP_{max}$ | Perda de pressão máxima | [Pa] |
| $PP_{norm,i}$ | Perda de pressão normalizada | [adim.] |
| $Q_d$ | Vazão volumétrica das gotas de líquido no lavador Venturi | [$m^3$/s] |
| $Q_g$ | Vazão volumétrica de gás no lavador Venturi | [$m^3$/s] |
| $Rea$ | Fluxo de reatomização de gotas do filme de líquido | [#/$m^2$s] |
| $S$ | Termo fonte | [#/$m^3$s] |
| $Sc$ | Número de Schmidt | [adim.] |
| $Sh$ | Número de Sherwood | [adim.] |
| $U$ | Velocidade radial das gotas | [m/s] |
| $U_i$ | Velocidade média da fase contínua | [m/s] |
| $V_{médio}$ | Velocidade média das gotas injetadas | [m/s] |
| $X$ | Fator de qualidade do escoamento central, definido como $M_g/(M_g + M_d)$ | [adim.] |
| $X_1$ | Parâmetro de distância | [m] |
| $a_c$ | Fração da área transversal ocupada pelo escoamento central | [adim.] |
| $b$ | Parâmetro | [adim.] |
| $d_0$ | Diâmetro do orifício injeção de líquido | [m] |
| $e$ | Constante | [adim.] |
| $f$ | Fator de atrito de Fanning | [adim.] |
| $f_P$ | Parâmetro de força | [$m^{0,5}$/s] |
| $g$ | Aceleração da gravidade | [m/$s^2$] |
| $k$ | Energia cinética turbulenta | [$m^2$/$s^2$] |
| k | Coeficiente de troca de massa | [m/s] |
| $k_2$ | Constante | [adim.] |
| $l^{**}$ | Penetração do jato de líquido no escoamento | [m] |
| $l_d$ | Comprimento de mistura para as gotas | [m] |
| $l_g$ | Comprimento de mistura do gás | [m] |
| $m$ | Razão mássica entre líquido e gás no lavador Venturi | [adim.] |
| $\dot{m}$ | Taxa de líquido desprendida por comprimento de jato | [kg/ms] |
| $m_f$ | Massa da fase contínua caso ocupasse a fase dispersa | [kg] |
| $m_{jato}$ | Vazão mássica de líquido no jato | [kg/s] |
| $m_p$ | Massa da partícula | [kg] |
| $n$ | Quantidade de tamanho de gotas | [#] |
| $n_1$ | Parâmetro | [adim.] |
| $r$ | Coordenada de posição radial | [m] |
| $s$ | Coordenada de posição do jato de líquido | [m] |
| $t$ | Tempo | [s] |
| $\vec{u}$ | Vetor velocidade com componentes $(u, v, w)$ | [m/s] |
| $\overline{u_g}$ | Velocidade local média | [m/s] |
| $u_g$ | Velocidade do gás | [m/s] |
| $u_g{}'$ | Velocidade de flutuação do gás | [m/s] |
| $u_{g0}$ | Velocidade do gás na posição $x_0$ | [m/s] |
| $u_{g_f}$ | Velocidade do gás após a região divergente | [m/s] |
| $u_{g,g}$ | Velocidade na região da garganta | [m/s] |
| $u_i$ | Velocidade instantânea da fase contínua | [m/s] |
| $v^*$ | Velocidade de atrito | [m/s] |

| | | |
|---|---|---|
| $\overline{v_d}$ | Velocidade local média das gotas | [m/s] |
| $\overline{v_{d_x}}$ | Velocidade média das gotas na direção $x$ | [m/s] |
| $v_d$ | Velocidade da gota de líquido | [m/s] |
| $v_d{}'$ | Velocidade de flutuação das gotas | [m/s] |
| $v_f$ | Velocidade do filme de líquido na parede | [m/s] |
| $v_{jato}$ | Velocidade do jato de líquido | [m/s] |
| $v_l$ | Velocidade do jato de líquido | [m/s] |
| $x$ | Coordenada de posição | [m] |
| $x_0$ | Coordenada de posição da entrada do lavador Venturi | [m] |
| $x_1$ | Coordenada de posição da entrada de líquido | [m] |
| $y$ | Coordenada de posição | [m] |
| $z$ | Coordenada de posição | [m] |

## LISTA DE SÍMBOLOS GREGOS

| | Significado | Unidade |
|---|---|---|
| $\alpha_g$ | Razão da vazão volumétrica de gás pela vazão do escoamento central | [adim.] |
| $\lambda_{m\sigma}$ | Comprimento de onda mínimo | [m] |
| $\mu_c$ | Viscosidade média do escoamento central | [Pa.s] |
| $\mu_g$ | Viscosidade do gás | [Pa.s] |
| $\mu_l$ | Viscosidade do líquido | [Pa.s] |
| $\rho_c$ | Densidade média do escoamento central | [kg/m$^3$] |
| $\rho_d$ | Densidade das gotas de líquido | [kg/m$^3$] |
| $\rho_{dis}$ | Densidade da fase dispersa | [kg/m$^3$] |
| $\rho_g$ | Densidade o gás | [kg/m$^3$] |
| $\rho_l$ | Densidade do líquido | [kg/m$^3$] |
| $\rho_p$ | Densidade das partículas | [kg/m$^3$] |
| $\tau_0$ | Tensão de cisalhamento na parede | [Pa] |
| $\tau_{int}$ | Tensão de cisalhamento entre a parede de líquido e a fase do escoamento central | [Pa] |
| ${\phi_c}^2$ | Parâmetro multiplicador do fator de atrito devido ao escoamento bifásico | [adim.] |
| $\Delta P_{0x}$ | Perda de carga da posição $x_0$ até a posição $x$ | [Pa] |
| $\Delta P_l$ | Perda de pressão no atomizador | [Pa] |
| $\Delta t_L$ | passo Lagragiano | [s] |
| $\Delta P$ | Perda de pressão | [Pa] |
| $\alpha$ | Fator de correção utilizado para se diminuir a recuperação da pressão na região divergente | [adim.] |
| $\beta$ | Parâmetro | [adim.] |
| $\gamma$ | Ângulo de dispersão do jato de líquido | [rad] |
| $\delta$ | Espessura do filme de líquido na parede do lavador Venturi | [mm] |
| $\theta$ | Tempo de existência médio de um turbilhão | [s] |
| $\theta$ | Ângulo de injeção do Spray | [rad] |
| $\sigma$ | Tensão superficial | [kg.s$^2$] |
| $\upsilon$ | Parâmetro viscoso | [m$^2$/s] |
| $\varphi$ | Somatória das frações volumétricas | [adim.] |

| | | |
|---|---|---|
| $\psi$ | Parâmetro de impactação inercial | [adim.] |
| $\epsilon$ | Dissipação de energia cinética turbulenta | [$m^2/s^3$] |
| $\vartheta$ | Difusividade | [$m^2/s$] |

**SUMÁRIO**

1. Introdução ..... 19
1.1 Objetivos ..... 20
2. Revisão da literatura ..... 21
2.1 Equipamento de lavagem de gás ..... 21
2.1.1 Lavador Venturi ..... 22
2.1.2 Coluna de Spray ..... 23
2.2 Mecanismos de coleta ..... 23
2.3 Queda de pressão em lavadores venturi ..... 25
2.4 Dispersão de Gotas ..... 34
2.5 Diâmetro médio de Sauter de gotas em lavadores Venturi ..... 44
2.6 Forças exercidas em uma partícula ..... 48
2.7 Resolução computacional do escoamento bifásico ..... 51
2.7.1 Euler-Lagrange ..... 51
2.8 Equacionamento utilizado ..... 54
2.8.1 Euler-Euler ..... 55
2.8.2 Euler-Lagrange ..... 56
2.9 Quebra/Geração de gotas ..... 58
2.9.1 Mecanismo de atomização secundária e regimes de quebra de gota ..... 63
2.9.2 Distribuição de diâmetros de gotas após a quebra ..... 64
2.9.3 Modelos de quebra de gota ..... 66
3 Equipamentos estudados ..... 69
3.1 Equipamento de lavagem em escala piloto ..... 69
3.2 Equipamento de lavagem industrial ..... 70
3.3 Condições de operação utilizadas ..... 71
4 Resultados e discussão ..... 73

4.1 Validação dos modelos Euler-Euler e Euler-Lagrange para o lavador Venturi em escala piloto ..... 73
4.1.1 Simulações utilizando as técnicas Euler-Euler e Euler-Lagrange, para distribuição de tamanho de gotas monodispersa ..... 76
4.1.2 Simulações utilizando a técnica Euler-Lagrange e distribuição de tamanho de gotas ..... 80
4.2 Simulações de modelos de quebra de gotas utilizando a técnica Euler-Lagrange ..... 85
4.3 Malha computacional utilizada no lavador Venturi em escala industrial ..... 97
4.3.1 Teste de independência da malha ..... 97
4.3.2 Malha no lavador Venturi industrial ..... 100
4.3.3 Especificações das simulações ..... 102
4.4 Comparativo de Queda de pressão entre simulação computacional e modelos teóricos ..... 103
4.5 Simulações utilizando a técnica Euler-Lagrange e modelo de quebra CAB ..... 109
4.5.1 Simulações utilizando o modelo de quebra CAB e diâmetro de gota inicial de 6mm ..... 110
4.5.2 Simulações utilizando o modelo de quebra CAB e distribuição de Rosin-Rammler ..... 115
4.6 Simulações com o sistema de lavagem de gases ..... 120
4.6.1 Malha computacional utilizada no sistema de lavagem de gases ..... 120
4.6.2 Injeção de líquido na coluna de Spray ..... 124
4.6.3 Especificações das simulações para o sistema de lavagem de gases ..... 126
4.6.4 Comparativo das simulações do sistema de lavagem de gases ..... 127
5. Conclusões ..... 139
6. Referências ..... 141
Apêndice 1 ..... 148
Apêndice 2: Figuras Extras ..... 150

# 1. INTRODUÇÃO

Na indústria, diversos equipamentos de lavagem de gases são utilizados para remoção de poluentes de correntes gasosas e assim, atender aos limites de emissão definidos pelas agências regulamentadoras (CONAMA - Conselho Nacional do Meio Ambiente). Dentre esses equipamentos, o lavador de gás Venturi por via úmida apresenta uma alta eficiência de remoção de poluentes, construção e implementação simples, de acordo com Ahmadvand e Talaie (2010). Esses lavadores são amplamente usados na indústria para separação de material particulado fino e gases tóxicos de correntes gasosas de efluentes (SHARIFI; MOHEBBI, 2014).

O lavador de gases do tipo Venturi geralmente é composto de 3 secções, sendo: convergente, garganta e divergente. Na secção convergente, devido à diminuição da área transversal do equipamento, ocorre o aumento da velocidade do gás contendo poluentes à custa da diminuição da pressão. De acordo com Rahimi, Niksiar e Mobasheri (2011), o líquido de lavagem é geralmente introduzido na região convergente ou na região de entrada da garganta. Devido à velocidade relativa entre as gotas de líquido e o gás, as partículas de contaminante são capturadas pelas gotas de líquido pelos mecanismos de impactação inercial, difusão e interceptação direta. A eficiência de remoção de poluentes pelo equipamento é dada por vários fatores, como por exemplo, da distribuição das gotas de líquido na secção transversal desse, da atomização das gotas, do método de injeção, tamanho das gotas, velocidade relativa das fases e outros (ALI; QI; MEHBOOB, 2012). Por causa desses fatores, a utilização de técnicas de fluidodinâmica computacional de forma a se predizerem as características do escoamento multifásico é de suma importância para o estudo do funcionamento e projeto deste tipo de equipamento.

O intuito deste estudo é a verificação dos resultados simulados do escoamento multifásico em um lavador Venturi em escala piloto com dados da literatura, assim como a modelagem e simulação de um lavador industrial do tipo Venturi acoplado a uma coluna de spray. Estudaram-se diferentes modelos de escoamentos multifásicos, a atomização secundária das gotas de líquido e a dispersão dessas ao longo dos equipamentos.

## 1.1 OBJETIVOS

O objetivo deste trabalho foi o estudo da dispersão de líquido em sistemas de lavagem de gases, o qual de acordo com Costa (2002) é um parâmetro de suma importância para a predição da eficiência de remoção de poluentes pelo lavador Venturi. Para uma eficiente interação entre o gás e o líquido disperso, diversos parâmetros no projeto do equipamento podem ser alterados, como: a velocidade do gás, geometria do lavador, número de bocais de alimentação de líquido, razão entre as vazões de líquido e gás e forma de inserção de líquido (filme, jato ou atomizadores).

De forma a se estudar a dispersão de líquido no lavador de gases e o escoamento multifásico nos lavadores de gases, as seguintes etapas foram realizadas:

1. Modelagem e simulação do escoamento em um lavador Venturi em escala piloto com auxílio de técnicas de CFD e comparação com dados da literatura.
2. Estudo da distribuição de tamanho de gotas ao longo do lavador Venturi em escala piloto com a utilização de modelos de quebra de gotas de líquido implementados no código comercial de CFD e da influência do diâmetro das gotas na injeção de líquido no equipamento.
3. Comparação das perdas de pressão obtidas pelo simulador do escoamento das fases em um lavador Venturi em escala industrial com as previstas por correlações da literatura.
4. Estudo da distribuição de tamanho de gotas ao longo do lavador Venturi industrial com a utilização de modelos de quebra de gotas de líquido implementados no código comercial de CFD e a influência do diâmetro das gotas na injeção de líquido no equipamento.

# 2. REVISÃO DA LITERATURA

Neste capítulo de revisão da literatura apresenta-se, inicialmente, uma breve descrição e revisão dos denominados lavadores de gases do tipo Venturi, seus mecanismos de coleta e respectiva perda de carga. Discutem-se, também, a dispersão de partículas, e as interações partícula-fluido e os mecanismos de atomização e seus respectivos modelos. Finalmente, apresenta-se o equacionamento para resolução computacional de escoamentos bifásicos nas abordagens de Euler-Euler e Euler-Lagrange.

## 2.1 EQUIPAMENTO DE LAVAGEM DE GÁS

De acordo com Heumann (1997), as principais vantagens e desvantagens de se utilizar um lavador de gases com inserção de líquido em relação a um sistema a seco são listadas a seguir:

Vantagens:

1. Gases quentes podem ser lavados pelos lavadores a úmido.
2. O custo de investimento inicial dos equipamentos de lavagem a úmido é geralmente mais barato que outras tecnologias, como por exemplo, precipitadores eletrostáticos.
3. Materiais particulados e gases contaminantes podem ser coletados no mesmo equipamento.
4. Alguns combustíveis e materiais explosivos são coletados com segurança, sem o risco de explosões.
5. Sistema de lavagem geralmente é mais compacto que o sistema a seco.

As principais desvantagens são:

1. O custo de se tratar o líquido e o sólido resultante da lavagem pode ser elevado.
2. Consumo energético pode ser maior do que outras tecnologias, como por exemplo, filtros manga.
3. Deve-se conhecer bem o sistema que deve ser lavado e suas características, a fim de se projetar o lavador a úmido.
4. Problemas de corrosão podem ocorrer em alguns sistemas.

5. O gás na saída do equipamento estará saturado com água, podendo ocorrer à formação de uma pluma de vapor ou condensação deste.

### 2.1.1 Lavador Venturi

O lavador Venturi é geralmente composto por 3 partes, sendo estas: uma região onde ocorre a convergência do gás a ser lavado (zona convergente); uma região de secção transversal constante (garganta); e uma região divergente (zona divergente), como pode ser visto no esquema (Figura 1) retirado do trabalho de Gonçalves et al. (2003).

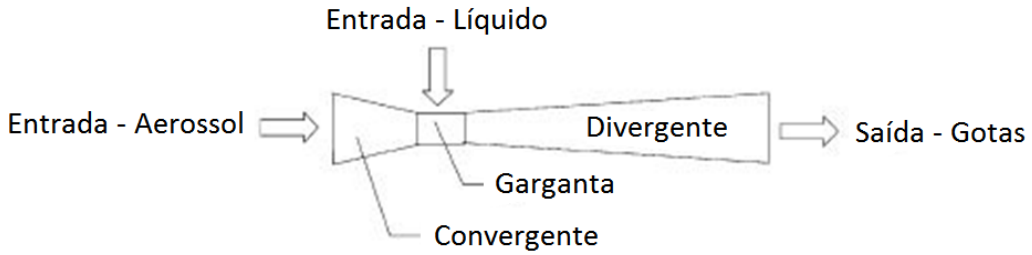


Figura 1: Representação esquemática de um lavador Venturi (GONÇALVES et al. 2003)

O funcionamento do lavador consiste em se acelerar o gás contendo partículas na região convergente, uma vez que ocorre uma diminuição da secção transversal, até se atingir velocidades da ordem de 50 a 120 m/s na região da garganta, causando um aumento da energia cinética do fluido por meio da diminuição da pressão. Enquanto o gás é acelerado, o líquido de lavagem é introduzido na forma de uma lâmina de água ou na forma de jatos localizados geralmente antes da secção da garganta do lavador. Devido ao arrasto proporcionado pelo gás, o jato de líquido se curva no sentido do escoamento, sendo atomizado em pequenas gotas por meio da alta tensão de cisalhamento proporcionada pelo gás. O mesmo ocorre para o líquido que escoa na parede do lavador, o qual sofre deformações e é atomizado, devido também à tensão cisalhante.

Com a atomização do líquido, o sistema composto pelo gás, partículas de contaminante e as gotas de líquido passam pela secção convergente do lavador, conforme descrito anteriormente, ocorrendo um aumento da velocidade do sistema. Devido às gotas de líquido possuírem um diâmetro maior que as do material

particulado, essas possuem uma inércia maior e necessitam de um tempo maior para serem aceleradas, diferentemente do material particulado, o qual é acelerado rapidamente, criando-se assim uma velocidade relativa entre as duas fases e proporcionando o choque das partículas com as gotas de líquido (HEUMANN, 1997).

Após a passagem do sistema pela garganta do lavador, as partículas de líquido sofrem desaceleração na região divergente do equipamento, uma vez que a quantidade de movimento dessas é trocado com o gás, recuperando-se desta forma, uma parcela da queda de pressão estática. Nesta região divergente, o processo de coleta de partículas ocorre de forma inversa ao descrito na secção da garganta, ou seja, as gotas com diâmetro maior são desaceleradas mais lentamente e colidem com as gotas e partículas menores, que foram desaceleradas mais rapidamente por possuírem inércia menor.

A eficiência de coleta destas partículas pode ser afetada por diversos fatores, como por exemplo, características da gota de líquido formada (tamanho, quantidade, velocidade relativa entre o gás e a gota, e a distribuição espacial dessas), as quais por sua vez, são determinadas pelas características do modo de inserção de líquido (velocidade de inserção, trajetória, mecanismo de atomização e penetração do jato) (GONÇALVES et al. (2003)).

### 2.1.2 Coluna de Spray

Após a coleta do material particulado pelas gotas de líquido no lavador Venturi, deve-se separar estas gotas do gás lavado, ou caso contrário, o material contaminante continuará incorporado no gás lavado. Desta forma, é necessário um processo de separação, o qual ocorre pela utilização da coluna em spray. Devido à coluna possuir uma área de secção transversal grande, a fase gasosa escoa com velocidade baixa o suficiente para que gotas suficientemente grandes não sejam arrastadas, ocorrendo a sedimentação dessas no fundo da coluna.

## 2.2 MECANISMOS DE COLETA

A coleta de material particulado pelo líquido injetado no lavador Venturi ocorre pelo seguinte princípio: o líquido injetado no lavador é atomizado em pequenas gotas, devido à passagem do gás contendo material particulado a alta velocidade na

entrada do equipamento; o material particulado, o qual é arrastado juntamente com o gás, se choca com estas gotas de líquido e é aderido por essas, podendo a gota de líquido colidir com outras e assim aumentar o seu tamanho. Os métodos de coleta de partículas são listados por Heumann (1997) e Costa (2002), e são apresentados a seguir.

1. Impactação inercial: Devido a uma alteração nas linhas de corrente ao redor de um obstáculo (gota de líquido), a partícula que segue estas linhas de corrente demorará uma certa quantidade de tempo para se alinhar com a mudança ocorrida. Esse fenômeno pode ser avaliado usando-se o número de Stokes, o qual relaciona o tempo característico da partícula com o tempo característico do escoamento ao redor do obstáculo, conforme Equação 1, na qual o tempo característico foi obtido supondo-se o escoamento para baixos valores de número de Stokes.

$$St = \frac{\tau u_g}{L} = \frac{\rho_d D^2 u_g}{18\mu L} \quad (1)$$

   Sendo $St$ o número de Stokes, $\tau$ o tempo característico da partícula, $u_g$ a velocidade das linhas de corrente, $L$ o comprimento característico do obstáculo (caso o obstáculo seja uma gota de líquido, o comprimento $L$ é o diâmetro desta gota), $\rho_d$ é a densidade da gota de líquido (kg/m$^3$) e $\mu$ é a viscosidade da fase contínua. Portanto, caso a partícula demore um tempo elevado para se alinhar com a mudança das linhas de corrente, ou seja, caso o número de Stokes seja muito maior que 1, esta partícula se chocará com o obstáculo; porém, caso essa consiga seguir a mudança nas linhas de corrente, a partícula desviará do obstáculo ($St \ll 1$).
2. Interceptação direta: Uma partícula que esteja seguindo as linhas de corrente pode ser coletada caso a distância entre a superfície do coletor e o centro da partícula for menor que o raio desta.
3. Difusão: As partículas com diâmetro muito pequeno têm seu movimento afetado pelo movimento Browniano. Por causa desse efeito, as partículas podem difundir em direção ao coletor.

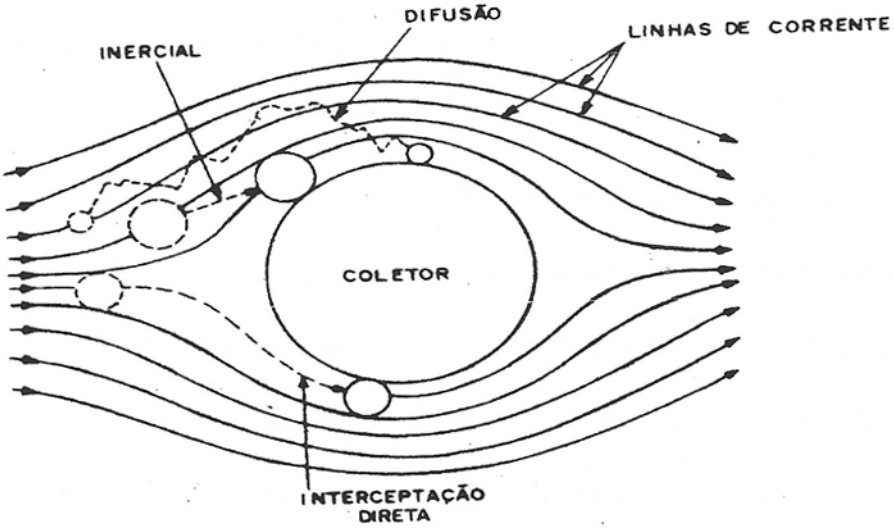


Figura 2: Mecanismos de coleta (COSTA, 2002)

## 2.3 QUEDA DE PRESSÃO EM LAVADORES VENTURI

Para se estimar a queda de pressão em lavadores Venturi, Boll (1973) utilizou um balanço diferencial de quantidade de movimento considerando a aceleração das gotas de líquido devido ao arrasto do gás, perda de carga devido à presença de um filme líquido na parede do lavador e a desaceleração do gás devido à troca de quantidade de movimento deste com as gotas de líquido, com a finalidade de se calcular a perda de carga no equipamento. Em seu trabalho, foi considerado que o líquido injetado no Venturi era atomizado imediatamente em gotas com distribuição de tamanho monodispersa e distribuído uniformemente na secção transversal do lavador. O autor obteve o seguinte balanço de quantidade de movimento ao redor de um volume de controle com comprimento diferencial $dx$, conforme expresso pela Equação 2.

$$A_T dP + M_g du_g + M_d dv_d + \tau_{int} P_{int} dx = 0 \qquad (2)$$

Na qual $A_T$ é a área da secção transversal do lavador Venturi (m$^2$), $P$ é a pressão no volume de controle com comprimento diferencial (Pa), $M_g$ é a vazão mássica de gás que passa pelo lavador Venturi (kg/s), $M_d$ é a vazão mássica de líquido utilizado na lavagem (kg/s), $u_g$ é a velocidade da fase gasosa (m/s), $v_d$ é a velocidade da fase líquida (m/s), $\tau_{int}$ é a tensão de cisalhamento na parede do lavador Venturi (Pa) e $P_{int}$ é o perímetro interno do lavador (m).

Definiu-se o termo ($m$) como sendo a razão entre a vazão mássica de alimentação de líquido pela vazão mássica de gás, podendo-se então escrever a vazão mássica de líquido em função da vazão de gás, conforme as Equações 3 e 4.

$$M_g = u_g A_T \rho_g \quad (3)$$

$$M_d = m M_g \quad (4)$$

Na qual $M_g$ é a vazão mássica de gás que passa pelo lavador Venturi (kg/s), $M_d$ é a vazão mássica de líquido utilizado na lavagem (kg/s), $u_g$ é a velocidade da fase gasosa (m/s), $A_T$ é a área da secção transversal do lavador Venturi (m$^2$) e $\rho_g$ é a densidade do gás (kg/m$^3$).

De forma a se obter a velocidade das gotas de líquido, Boll (1973) supôs que apenas a força de arrasto era aplicada na gota e por meio da lei de Newton, o autor obteve a aceleração destas, conforme Equação 5.

$$\frac{dv_d}{dt} = \frac{3}{4}\frac{\rho_g}{\rho_d} C_d \frac{(u_g - v_d)|u_g - v_d|}{D_d} \quad (5)$$

Na qual $u_g$ é a velocidade da fase gasosa (m/s), $v_d$ é a velocidade da gota de líquido (m/s), $t$ é o tempo (s), $\mu_g$ é a viscosidade da fase gasosa (Pa.s), $\rho_d$ e $\rho_g$ são as densidades, respectivamente, das fases líquida e gasosa (kg/m$^3$), $D_d$ é o diâmetro da gota de líquido (m) e $C_d$ é o coeficiente de arrasto para esferas.

Substituindo as Equações 3 e 4 na Equação 2 e rearranjando os termos, se obtém a Equação 6.

$$-\frac{dP}{\rho_g} = u_g du_g + m u_g dv_d + \frac{\tau_{int} P_{int}}{A_T \rho_g} dx \quad (6)$$

Na interface do gás com o filme de líquido na parede do lavador Venturi a tensão de cisalhamento pode ser expressa em função do fator de atrito, conforme Equação 7 (RAHIMI, NIKSIAR E MOBASHERI, 2011).

$$\tau_{int} P_{int} = \frac{\pi}{8} \rho_g f {u_g}^2 D_h \quad (7)$$

Na qual $\tau_{int}$ é a tensão de cisalhamento na parede do lavador Venturi (Pa), $P_{int}$ é o perímetro interno do lavador (m), $\rho_g$ é a densidade do gás (kg/m$^3$), $f$ é o fator de atrito de Fanning, $u_g$ é a velocidade da fase gasosa (m/s) e $D_h$ é o diâmetro hidráulico do lavador Venturi (m).

Devido à presença do filme de líquido que escoa na parede do lavador Venturi, Boll (1973) ponderou a perda por atrito na parede do lavador, conforme Equação 8, pela densidade média entre o gás e o líquido, de forma a se modelar a maior perda de carga causada pelo aumento da rugosidade devido ao filme de líquido. Boll (1973) utilizou a Equação 6 e a modificação da Equação 7 e obteve a Equação 8, a qual pode ser integrada numericamente da entrada do lavador Venturi, localizada na coordenada $x_0$ até uma coordenada $x$, assumindo-se que a entrada de líquido ocorreu na posição $x_1$ e escrevendo-se que a coordenada $x$ possa ser representada pelo tempo de residência das gotas no escoamento, pode-se obter a Equação 9.

$$-\frac{dP}{\rho_g} = u_g du_g + m u_g dv_d + \frac{(m+1) f {u_g}^2}{2D_h} dx \qquad (8)$$

$$-\frac{\Delta P_{0x}}{\rho_g} = \frac{{u_g}^2 - {u_{g0}}^2}{2} + m\int_0^t u_g \left(\frac{dv_d}{dt}\right) dt + \frac{m+1}{2}\int_0^t \frac{f {u_g}^2 v_d}{D_h} dt + \frac{1}{2}\int_{x_0}^{x_1} \frac{f {u_g}^2}{D_h} dx \qquad (9)$$

Nas quais $x_0$ é a coordenada de entrada do lavador Venturi (m), $x_1$ é a coordenada na qual ocorre a entrada de líquido (m), $x$ é o limite de integração (m), $\Delta P_{0x}$ é a diferença de pressão entre a coordenada $x_0$ e a coordenada final $x$ (Pa), $u_g$ é a velocidade da fase gasosa (m/s) e $u_{g0}$ é a velocidade inicial da fase gasosa na posição $x_0$ (m/s).

De modo a se facilitar os cálculos de perda de pressão no lavador pelo modelo de Boll (1973), Hollands e Goel (1975) apresentaram a solução da Equação 9 na forma de gráficos e equações, para geometrias circulares e retangulares de lavadores Venturi.

Yung, Barbarika e Calvert (1977) modificaram o modelo de Calvert (1970) apud Gonçalves et al. (2001) assumindo que as gotas de líquido não atingiam a velocidade da fase gasosa ao final da garganta do lavador, uma vez que essas não possuíam um tempo de residência suficiente para serem aceleradas completamente

pelo gás em lavadores industriais. O modelo modificado desconsiderou a perda de pressão devido à fricção com a parede. A expressão obtida pelos autores utilizou o coeficiente de arrasto das gotas no ponto em que essas eram injetadas ($C_{D,x_1}$) e o comprimento da garganta do lavador ($L_g$), conforme Equações 10, 11 e 12.

$$(P_2 - P_1) = -{u_g}^2 \rho_d \frac{Q_d}{Q_g} \beta \quad (10)$$

$$\beta = 2\left(1 - b^2 + b\sqrt{b^2 - 1}\right) \quad (11)$$

$$b = \frac{3L_g C_{D,x_1} \rho_g}{16 D_d \rho_d} + 1 \quad (12)$$

Nas quais $P_2 - P_1$ é a diferença de pressão entre os pontos localizados nas posições 2 e 1 (Pa), $u_g$ é a velocidade da fase gasosa (m/s), $\rho_g$ é a densidade do gás (kg/m$^3$), $\rho_d$ é a densidade do líquido (kg/m$^3$), $Q_d$ e $Q_g$ são as vazões volumétricas de líquido e gás (m$^3$/s), $L_g$ é o comprimento da garganta do lavador Venturi (m), $C_{D,x_1}$ é o coeficiente de arrasto das gotas no ponto onde essas são injetadas e $D_d$ é o diâmetro médio das gotas de líquido formadas.

Viswanathan, Gnyp e Pierre (1985) propuseram a utilização de um modelo anular de escoamento para se calcular a perda de pressão em lavadores Venturi com a região da garganta fixa. Na modelagem utilizada, considerou-se a troca de quantidade de movimento entre as gotas de líquido e a fase contínua e a queda de pressão devido à fricção da fase bifásica, assumindo o escoamento de um fluido homogêneo (composto pela fase líquida e pela fase contínua) no centro do lavador, e um escoamento na mesma direção da fase líquida na parede. Desconsiderou-se a incorporação das gotas pelo filme de líquido na parede e a formação de novas gotas devido à quebra deste. A modelagem da injeção ocorreu conforme Boll (1973). Os autores utilizaram o mesmo conceito proposto por Boll (1973) nas Equações 3 e 4, porém assumiram que a vazão mássica de líquido ($M_l$) era dividida em dois termos, sendo uma parcela a vazão mássica de líquido que escoa na forma de um filme na parede do lavador e a outra, a vazão mássica de líquido que escoa na forma de gotas no centro do lavador, conforme Equações 13 e 14.

$$M_f = (1 - C)M_l \quad (13)$$

$$M_d = CM_l \quad (14)$$

Nas quais $M_f$ é a vazão mássica do filme de líquido (kg/s), $C$ é a proporção entre o líquido que escoa na forma de gotas pela quantidade total de líquido injetado, $M_d$ é a vazão mássica das gotas de líquido (kg/s) e $M_l$ é a vazão mássica total de líquido de lavagem (kg/s).

Os autores assumiram o seguinte balanço de quantidade de movimento em estado estacionário para se calcular a perda de carga no lavador, conforme Equação 15.

$$A_T dP + M_g du_g + M_d dv_d + M_f dv_f + A_T dP_{TP} = 0 \quad (15)$$

Na qual $A_T$ é a área da secção transversal do lavador Venturi (m$^2$), $P$ é a pressão no volume de controle com comprimento diferencial (Pa), $M_g$ é a vazão mássica de gás que passa pelo lavador Venturi (kg/s), $M_d$ é a vazão mássica das gotas de líquido (kg/s), $M_f$ é a vazão mássica de líquido que escoa na forma de filme pela parede do lavador (kg/s), $u_g$ é a velocidade da fase gasosa (m/s), $v_d$ é a velocidade da fase líquida (m/s), $v_f$ é a velocidade da do filme de líquido (m/s) e $P_{TP}$ é a pressão perdida devido ao escoamento bifásico (Pa).

A perda de pressão devido ao escoamento bifásico é dada pela Equação 16 e pode ser dada em termos do escoamento monofásico, conforme capítulo 10 do livro de Wilkes (2006), com propriedades médias da densidade e viscosidade, conforme Equações 17 e 18, nas quais o fator $X$ representa a fração mássica da fase gasosa que escoa no centro do lavador.

$$\frac{dP_{TP}}{dz} = \left(\frac{dP}{dz}\right)_c \phi_c{}^2 \quad (16)$$

$$\frac{1}{\rho_c} = \frac{X}{\rho_g} + \frac{1 - X}{\rho_d} \quad (17)$$

$$\frac{1}{\mu_c} = \frac{X}{\mu_g} + \frac{1 - X}{\mu_d} \quad (18)$$

Na qual $dP_{TP}/dz$ é a perda de carga em um comprimento diferencial $z$ (Pa/m), $(dP/dz)_c$ é a perda de carga do escoamento do fluido com propriedades médias em um comprimento diferencial $z$ (Pa/m), ${\phi_c}^2$ é o parâmetro de Martinelli, X é a fração mássica da fase gasosa que escoa no lavador, $\rho_c$ , $\rho_g$ e $\rho_d$ representam as densidades, respectivamente, do escoamento central, da fase gás e da fase líquida (kg/m$^3$) e $\mu_c$ , $\mu_g$ e $\mu_d$ representam as viscosidades, respectivamente, do escoamento central, da fase gás e da fase líquida (Pa.s).

Para um escoamento monofásico, a perda de carga devido ao atrito é escrita conforme Equação 19, na qual o fator de atrito de Fanning ($f_c$) foi calculado supondo as propriedades médias do escoamento central.

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_c = \frac{f_c \rho_c}{2D_h}\left(\frac{M_c}{A_T \rho_c}\right)^2 \qquad (19)$$

Na qual $f_c$ fator de Fanning calculado com base nas propriedades médias, $M_c$ é vazão mássica do escoamento central (kg/s), $D_h$ é o diâmetro do tubo (m) e $A_T$ é a área interna do tubo (m$^2$).

Substituindo e rearranjando os termos da Equação 15, os autores obtiveram a Equação 20.

$$-\frac{dP}{\rho_g} = \left[\alpha_g a_c u_g du_g\right] + \left[mC\alpha_g a_c u_g dv_d\right] + \left[m(1-C)\alpha_g a_c u_g dv_f\right] + \left[\phi_c^2 \frac{f_c M_c^2}{2D_h \rho_g \rho_c A_T^2} dz\right] \qquad (20)$$

Na qual $u_g$ é a velocidade da fase gasosa (m/s), $v_d$ é a velocidade da gota de líquido (m/s), $a_c$ é a fração da área transversal que o escoamento central ocupa, $\alpha_g$ é a fração volumétrica da fase gasosa no escoamento central, $m$ é a razão entre a vazão mássica de alimentação de líquido pela vazão mássica de gás, $C$ é a proporção entre o líquido que escoa na forma de gotas pela quantidade total de líquido injetado, $v_f$ é a velocidade da do filme de líquido (m/s), ${\phi_c}^2$ é o parâmetro de Martinelli, $f_c$ fator de Fanning calculado com base nas propriedades médias, $M_c$ é vazão mássica do escoamento central (kg/s), $D_h$ é o diâmetro do tubo (m), $A_T$ é a

área interna do tubo (m$^2$), $\rho_g$ e $\rho_c$ representam, respectivamente, as densidades da fase gás e do escoamento central (kg/m$^3$).

Leith, Cooper e Rudnick (1985) propuseram uma melhoria aos cálculos de queda de pressão no modelo simplificado de Yung, Barbarika e Calvert (1977), adicionando na modelagem, a recuperação da pressão na secção divergente do lavador. Para tanto, eles assumiram que no término da região da garganta, o gás sofria uma expansão brusca, escoando então, com uma velocidade menor e constante a partir deste ponto. As gotas de líquido, que atingiram uma velocidade máxima no final da região da garganta, sofriam desaceleração até atingirem a velocidade do gás ao final da secção divergente, ocorrendo assim, a recuperação de uma parcela da pressão. A pressão recuperada na secção divergente do lavador é dada conforme Equação 21.

$$\Delta P_{rec} = \frac{u_{g_f}\rho_d Q_d}{Q_g}\int_{\beta u_g}^{u_{g_f}} dv_d = \frac{\rho_d Q_d}{Q_g} u_g^2 \left(\left(\frac{u_{g_f}}{u_g}\right)^2 - \beta\frac{u_{g_f}}{u_g}\right) \quad (21)$$

Na qual $\Delta P_{rec}$ é a pressão recuperada devido à troca de quantidade de movimento entre as gotas de líquido e a fase gás (Pa), $u_g$ é a velocidade da fase gás (m/s), $u_{g_f}$ é a velocidade do gás ao final da secção divergente (m/s), $\rho_d$ é a densidade da fase líquida (kg/m$^3$), $Q_d$ e $Q_g$ são as vazões volumétricas de líquido e gás (m$^3$/s) e $\beta$ é dado conforme Equação 11.

Somando-se a queda de pressão (Equação 10) proposta por Yung, Barbarika e Calvert (1977) com a equação de recuperação da pressão na secção divergente, se obtém a Equação 22 para a perda de pressão no lavador Venturi.

$$\Delta P_{total} = -\rho_d \frac{Q_d}{Q_g} v_g^2 \left(\beta\left(1 - \frac{v_{g_f}}{v_g}\right) + \left(\frac{v_{g_f}}{v_g}\right)^2\right) \quad (22)$$

Na qual $\Delta P_{total}$ é a perda de carga total no lavador Venturi (Pa).

Azzopardi et al. (1991) utilizaram a teoria de crescimento da camada limite para escoamento de uma fase na região da secção convergente, modificando essa para o escoamento de duas fases.

Viswanathan (1998) mediu a vazão e espessura do filme de líquido que escoava pela parede de um lavador Venturi, variando o diâmetro do orifício de

injeção de líquido, velocidade do gás na garganta do lavador e a vazão de líquido. Com base nos dados coletados, o autor ajustou uma equação para a espessura do filme de líquido na parede e sugeriu a utilização da correlação com o modelo proposto por Viswanathan, Gnyp e Pierre (1985) para queda de pressão em lavadores Venturi.

Gonçalves et al. (2001) compararam modelos de perda de pressão para lavadores Venturi com dados experimentais coletados para diferentes geometrias e condições de operação. Foram avaliados os modelos de: Calvert (1970) apud Gonçalves et al. (2001), Yung, Barbarika e Calvert (1977), Leith, Cooper e Rudnick (1985), Azzopardi et al. (1991) e outros. Os autores concluíram que se a injeção de líquido ocorrer por meio de jatos e se a fração de atomização desse em relação ao total injetado for alta (>75%), o modelo proposto por Boll (1973) e Azzopardi et al. (1991) calculam de forma satisfatória a perda de pressão no lavador.

Sun e Azzopardi (2003) implementaram o crescimento da camada limite para toda a extensão do lavador Venturi, melhorando o modelo proposto por Azzopardi et al. (1991).

Rahimi, Niksiar e Mobasheri (2011) estudaram os efeitos da troca de calor e massa na queda de pressão em lavadores Venturi. Os autores propuseram a Equação 23 para a queda de pressão no lavador Venturi, adicionando um fator de correção $\alpha$, de forma a se diminuir a recuperação da pressão na secção divergente.

$$-\frac{d(PA_T)}{dx} = \alpha M_g \frac{du_g}{dx} + \sum_{j=1}^{n} \frac{6M_d}{\pi {D_{d,j}}^3 \rho_d v_{d,j}} F_{A,j} + \sum_{j=1}^{n} \frac{6E_j P_{int} \Delta x}{\pi {D_{d,j}}^3 \rho_d v_{d,j}} F_{A,j} + \tau_{int} P_{int} \quad (23)$$

Na qual $P$ é a pressão no comprimento diferencial $x$ (Pa), $\alpha$ é o fator de correção inserido na região divergente pelos autores, $M_g$ é a vazão mássica de gás (kg/s), $M_d$ é a vazão mássica de gotas de líquido (kg/s), $D_{d,j}$ é o diâmetro da gota contida na classe $j$ (m), $\rho_d$ é a densidade do líquido (kg/m$^3$), $v_{d,j}$ é a velocidade da gota de classe $j$ (m/s), $F_{A,j}$ é a força de arrasto da gota de diâmetro $D_{d,j}$ (N), $E_j$ é a taxa de reentrada de gotas do filme de líquido na parede do lavador (kg/m$^2$.s), $P_{int}$ é o perímetro interno do lavador (m), $\Delta x$ é o comprimento diferencial do controle de

volume utilizado (m) e $\tau_{int}$ é a tensão de cisalhamento na parede do lavador, a qual pode ser obtida pela Equação 7.

Percebe-se que os autores utilizaram o termo $\alpha$ na primeira parte do segundo membro da Equação 23, de modo a se suavizar a recuperação da pressão na secção divergente, devido à formação de turbilhões nesta região. Os termos de deposição das gotas nas paredes do lavador ($E_j$) e o fator de atrito (último termo da equação) foram dados com base em correlações experimentais, obtidas pelos autores em outros trabalhos. Pode-se notar que os autores utilizaram de forma equivocada o segundo termo da Equação 23, uma vez que utilizando a Equação 5 juntamente com a lei de Newton e a quantidade de movimento proveniente da aceleração das gotas (terceiro termo da Equação 2), encontra-se que a vazão mássica total de gotas ($M_d$) deveria ser substituída pela vazão mássica total de cada classe de gotas ($\mathrm{M_{d,j}}$).

Guerra et al. (2012) utilizaram o modelo multifásico VOF (volume de fluido) implementado no software comercial ANSYS Fluent 12.0 e o modelo de turbulência RNG k-ε para simular o escoamento em um lavador Venturi com secção transversal retangular de 4 cm por 7,5 cm e assim, calcular a perda de carga e a distribuição de líquido ao longo desse. Os autores utilizaram uma malha computacional de cerca de 1,2 milhões de elementos e compararam as simulações com dados experimentais, obtendo uma boa adequação entre esses para as condições utilizadas.

Sharifi e Mohebbi (2014) utilizaram o modelo de dois fluidos implementado no software comercial ANSYS CFX 11.0 e o modelo de turbulência k-ε padrão para simular o escoamento no lavador Venturi utilizado por Viswanathan (1998). Os autores utilizaram uma malha computacional composta por 300 mil elementos e o escoamento foi considerado estacionário, incompressível e isotérmico. De modo a se estudar a influência do balanço populacional das gotas de líquido nos cálculos da perda de pressão fornecida pelas simulações, os autores utilizaram o modelo de múltiplos grupos de tamanho (MUSIG – "*Multiple Size Group*") e compararam a perda de pressão no lavador fornecida pelas simulações que não utilizaram o balanço populacional com as que o utilizaram. Percebeu-se pelos resultados obtidos pelos autores, que a quebra e coalescência das gotas no lavador afeta significativamente os cálculos de queda de pressão para velocidades do gás na

garganta maiores que 61 m/s. Porém, percebeu-se uma influência menor na queda de pressão para velocidades do gás na garganta menores.

## 2.4 DISPERSÃO DE GOTAS

Fathikalajahi, Talaie e Taheri (1995) modelaram a dispersão de gotas de líquido em um lavador Venturi e compararam os resultados obtidos com os experimentos realizados com um lavador Venturi de secção retangular por Viswanathan, Gnyp e Pierre (1984). O modelo em três dimensões da dispersão de gotas de líquido foi proposto relacionando a convecção das gotas na direção do escoamento (eixo x) e a difusão turbulenta dessas (eixos y e z), por meio da equação fundamental de transporte, conforme Equação 24.

$$\frac{\partial\left(\overline{v_{d_x}}C_d\right)}{\partial x} = E_d\left(\frac{\partial^2 C_d}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C_d}{\partial z^2}\right) + S \qquad (24)$$

Na qual $\overline{v_{d_x}}$ é a velocidade média das gotas de líquido no eixo x (m/s), $C_d$ é a concentração das gotas de líquido (#/m$^3$), $E_d$ é a difusividade turbulenta das gotas de líquido (m$^2$/s) e $S$ é o termo fonte (#/m$^3$.s).

Os autores assumiram que as gotas de líquido eram geradas em um ponto no lavador Venturi e propuseram que estas, ao se aproximarem da parede, são coletadas, resultando na condição de contorno utilizada pelos autores.

A difusividade turbulenta representa o mecanismo de transporte devido essencialmente a turbulência e consequentemente devido a flutuação da velocidade, sendo proporcional a flutuação da velocidade local e um comprimento de mistura de Prandtl, conforme Equação 25.

$$E_g = l_g u_g' \qquad (25)$$

Na qual $E_g$ é a difusividade do gás (m$^2$/s), $l_g$ é o comprimento de mistura da fase gasosa (m) e $u_g'$ é a flutuação da velocidade do gás (m/s).

A velocidade de atrito ($v^*$) é definida como função da tensão de cisalhamento na parede ($\tau_0$), por meio da Equação 26 e essa foi assumida como sendo igual a velocidade de flutuação do gás ($u_g'$).

$$v^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (26)$$

Os autores supuseram que para sistemas com elevado número de Reynolds, o número de Peclet era assumido como constante. Com base em dados levantados de número de Peclet para escoamentos turbulentos, os autores correlacionaram esses com a difusividade turbulenta (Equação 27).

$$N_{Pe} = \frac{\overline{u_g} D_H}{E_g} \quad (27)$$

Na qual $N_{Pe}$ é o número de Peclet do escoamento, $\overline{u_g}$ é a velocidade média da fase gasosa (m/s), $D_H$ é o diâmetro hidráulico do tubo (m) e $E_g$ é a difusividade do gás ($m^2/s$).

Desta forma podem-se obter os valores para a difusividade turbulenta do gás e a velocidade local média e assim, se obter comprimento de mistura, dado pela Equação 25.

Para se determinar a difusividade das gotas ($E_d$), utiliza-se um balanço de força na gota, admitindo-se apenas a atuação da força de arrasto, sendo que as flutuações nas velocidades são as responsáveis pela dispersão das gotas (Equação 28).

$$\rho_d \left(\frac{\pi}{6} {D_d}^3\right) \frac{d{v_d}'}{dt} = \frac{1}{2} \rho_g \frac{\pi}{4} {D_d}^2 C_D \left({u_g}' - {v_d}'\right)^2 \quad (28)$$

Na qual $\rho_d$ é a densidade do líquido ($kg/m^3$), $D_d$ é o diâmetro da gota de líquido (m), ${u_g}'$ é a flutuação da velocidade da fase gasosa (m/s), ${v_d}'$ é a flutuação da velocidade da gota de líquido (m/s), $\rho_g$ é a densidade da fase gasosa ($kg/m^3$) e $C_D$ é o coeficiente de arrasto das gotas.

Os autores calcularam o coeficiente de arrasto das gotas por meio da seguinte expressão, conforme indicado pela Equação 29.

$$C_D = \frac{25.8}{{N_{Re}}^{0,81}} \quad (29)$$

Substituindo a equação do coeficiente de arrasto (Equação 29) e sabendo-se que a velocidade da gota pode ser dada como a distância percorrida por essa em um intervalo de tempo pequeno ($v_d{}' = dz/dt$), e supondo-se que a gota se encontra em repouso ($v_d = 0$) na posição inicial ($z = 0$) e que nesse intervalo de tempo não ocorra uma mudança na flutuação da velocidade do gás, pode-se integrar a Equação 28, obtendo-se, então, a Equação 30.

$$z(t) = \frac{1}{0,81k_1}\left(0,19k_1 t + {u_g}'^{-0,19}\right)^{-4,263} + u_g{}'t - \frac{1}{0,81k_1}{u_g}'^{0,81} \quad (30)$$

Na qual $z(t)$ representa a distância percorrida pela gota de líquido devido à flutuação (m) e $u_g{}'$ é a flutuação da velocidade da fase gasosa (m/s).

Com a constante $k_1$ sendo calculada pela Equação 31.

$$k_1 = 19,35\frac{\rho_g}{\rho_d}\frac{1}{{D_d}^{1,81}}\left(\frac{\mu_g}{\rho_g}\right)^{0,81} \quad (31)$$

Na qual $\rho_g$ é a densidade da fase gasosa (kg/m$^3$), $\rho_d$ é a densidade da fase líquida (kg/m$^3$), $D_d$ é o diâmetro da gota de líquido (m) e $\mu_g$ é a viscosidade da fase gasosa (Pa.s).

Supondo-se que o tempo de existência médio de um turbilhão seja dado pelo comprimento característico desse e a flutuação da velocidade do gás ($\theta = l_g/u_g{}'$), tem-se que o comprimento de mistura para as gotas de líquido é dado como a distância que essas percorrem durante o tempo de existência do turbilhão ($l_d = z(\theta)$). Com base nessa informação e na Equação 25, e sabendo-se que o tempo de existência médio do turbilhão possa ainda ser dado com base no comprimento de mistura da gota e a velocidade de flutuação dessa ($\theta = l_d/v_d{}'$), os autores obtiveram a seguinte relação (Equação 32).

$$\frac{E_d}{E_g} = \frac{l_d v_d{}'}{l_g u_g{}'} = \frac{{l_d}^2}{{l_g}^2} \quad (32)$$

Na qual $E_d$ é a difusividade das gotas de líquido (m$^2$/s), $E_g$ é a difusividade da fase gasosa (m$^2$/s), $u_g{}'$ é a flutuação da velocidade da fase gasosa (m/s), $v_d{}'$ é a flutuação da velocidade das gotas (m/s), $l_d$ e $l_g$ são os comprimento de mistura, respectivamente, da fase líquida e da fase gasosa (m).

Calculando-se a velocidade das gotas por meio do balanço de forças exercidas nessa (Equação 33), e sabendo-se da relação da difusividade das gotas pela difusividade da fase gasosa, os autores resolveram a Equação 24 e compararam os resultados com os dados experimentais.

$$\rho_d \left(\frac{\pi}{6} {D_d}^3\right) \frac{d\overline{v_d}}{dx} = \frac{1}{2} \rho_g \frac{\pi}{4} {D_d}^2 C_D \left(\overline{u_g} - \overline{v_d}\right)^2 \qquad (33)$$

Na qual $\rho_d$ é a densidade da fase líquida (kg/m$^3$), $\rho_g$ é a densidade da fase gás (kg/m$^3$), $D_d$ é o diâmetro das gotas de líquido (m), $\overline{v_d}$ é a velocidade média das gotas de líquido (m/s), $\overline{u_g}$ é a velocidade média da fase gasosa (m/s) e $C_D$ é o coeficiente de arrasto das gotas.

Gonçalves et al. (2004) assumiram que a dispersão de gotas no lavador Venturi ocorre apenas por processos convectivos, uma vez que esse é caracterizado por altas velocidades, sendo o transporte de gotas que ocorre por difusão desprezível. O balanço de massa de gotas proposto pode ser dado conforme a Equação 34, na qual a concentração das gotas e a velocidade dessas são escritas como a soma de um valor médio e uma flutuação.

$$\frac{\partial C_d(D_d)}{\partial t} + \nabla . \left( \left( \overline{\overrightarrow{v_d(D_d)}} + \overrightarrow{v_d{}'(D_d)} \right) . \left( \overline{C_d(D_d)} + C_d{}'(D_d) \right) \right) + S(D_d) = 0 \qquad (34)$$

Na qual $D_d$ é o diâmetro das gotas de líquido (kg/m$^3$), $C_d(D_d)$ é a concentração de gotas com diâmetro $D_d$ (#/m$^3$), $\overline{\overrightarrow{v_d(D_d)}}$ é a velocidade média das gotas com diâmetro $D_d$ (m/s), $\overrightarrow{v_d{}'(D_d)}$ é a flutuação média da velocidade das gotas (m/s), $\overline{C_d(D_d)}$ é a concentração média das gotas (#/m$^3$), $C_d{}'(D_d)$ é a flutuação da concentração das gotas (#/m$^3$) e $S(D_d)$ é a o termo fonte (#/m$^3$.s).

Assumindo que o sistema esteja em estado estacionário e realizando a média da Equação 34 e assumindo que a média da multiplicação de duas variações possa ser dada como a multiplicação de uma constante por um gradiente da concentração (Equação 35), obtém-se a Equação 36.

$$\nabla.\left(\overline{\overrightarrow{v_d{}'(D_d)}C_d{}'(D_d)}\right) = \sum_{i=1}^{3} -E_{di}(D_d)\frac{d\left(\overline{C_d(D_d)}\right)}{di} \quad (35)$$

$$\frac{\partial\left(\overline{C_d(D_d)v_z(D_d)}\right)}{\partial z} + \frac{\partial\left(\overline{C_d(D_d)v_y(D_d)}\right)}{\partial y} - E_{d,x}(D_d)\frac{\partial^2\overline{C_d(D_d)}}{\partial x^2} - E_{d,y}(D_d)\frac{\partial^2\overline{C_d(D_d)}}{\partial y^2} + S(D_d) = 0 \quad (36)$$

Na qual $i$ = 1, 2 e 3 representa, respectivamente, as coordenadas x, y e z, $\overrightarrow{v_d{}'(D_d)}$ é a flutuação da velocidade das gotas (m/s), $C_d(D_d)$ é a concentração de gotas com diâmetro $D_d$ (#/m$^3$), $C_d{}'(D_d)$ é a flutuação da concentração das gotas (#/m$^3$), $E_{di}(D_d)$ é a difusividade das gotas na coordenada $i$ (m$^2$/s), $v_z(D_d)$ e $v_y(D_d)$ é a velocidade do gás nas suas respectivas coordenadas (m/s) e $S(D_d)$ é o termo fonte de produção de gotas (kg/m$^3$.s).

De modo a se resolver o campo de velocidades das gotas de líquido, os autores levaram em conta que essas eram aceleradas apenas pela força de arrasto do gás e que a velocidade e posição inicial das gotas eram dadas com base na quebra do jato de líquido, conforme trabalho de Gonçalves et al. (2003). A distribuição de tamanhos de gotas formada no lavador Venturi foi assumida como sendo a distribuição de Rosin-Rammler, conforme Equação 37, na qual $\varphi$ representa a soma das frações volumétricas das gotas com diâmetro menor que $D_d$.

$$1 - \varphi = \exp\left(-\left(\frac{D_d}{X_1}\right)^{n_1}\right) \quad (37)$$

Na qual $D_d$ é o diâmetro da gota (m), $\varphi$ é a soma das frações volumétricas das gotas com diâmetro menor que $D_d$, $X_1$ é o diâmetro em que 63,2% da massa total de líquido esteja contido nas gotas com diâmetro menor (m) e $n_1$ é o expoente característico da expressão.

Para os parâmetros $X_1$ e $n_1$, os autores utilizaram para o coeficiente $n_1$ o valor de 2,15 e para o valor de $X_1$ a seguinte relação, com base na função gamma e no tamanho médio de Sauter das gotas formadas (Equação 38), conforme livro de Lefebvre (1989).

$$\frac{X_1}{D_{32}} = \Gamma\left(1 - \frac{1}{n_1}\right) \quad (38)$$

Na qual $D_{32}$ é o diâmetro de Sauter da distribuição das gotas (m).

De acordo com os autores, a difusividade das gotas na direção $y$ ($E_y(D_d)$) foi calculada com base na Equação 32 do trabalho de Fathikalajahi, Talaie e Taheri (1995) e a difusividade das gotas na direção $x$ foi assumida como sendo 5 vezes maior que a do eixo $y$.

Talaie, Fathikalajahi e Taheri (2008) modificaram o modelo de dispersão de gotas de 1995 utilizando uma distribuição de diâmetros de gotas ao invés de um diâmetro médio. A distribuição utilizada para representar as gotas formadas no lavador Venturi foi a de Rosin-Rammler, conforme Equação 37 e 38.

De modo a se contabilizar a distribuição de tamanhos de gotas, a Equação 24 de 1995 foi modificada pelos autores e pode ser escrita conforme a Equação 39.

$$\frac{\partial\left(\overline{v_{d_x}(D_d)}C_d(D_d)\right)}{\partial x} = E_d\left(\frac{\partial^2 C_d(D_d)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C_d(D_d)}{\partial z^2}\right) + S(D_d) \quad (39)$$

Na qual $\overline{v_{d_x}}$ é a média da velocidade das gotas com diâmetro $D_d$ (m/s), $C_d(D_d)$ é a concentração das gotas com diâmetro $D_d$ (#/m$^3$), $E_d$ é a difusividade das gotas (m$^2$/s) e $S(D_d)$ é o termo fonte (#/m$^3$.s).

Para se estimar a difusividade das gotas de líquido, os autores utilizaram a mesma abordagem de Fathikalajahi, Talaie e Taheri (1995), na qual a dispersão das gotas ocorria devido às flutuações na velocidade da fase gasosa, conforme a Equação 28. De modo a se resolver a Equação 40 os autores supuseram que a flutuação da velocidade do gás era representada por uma função seno.

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{22{,}6\mu_g}{\rho_d {D_d}^2}\left({v_g}' - \frac{dz}{dt}\right) \quad (40)$$

Na qual $\mu_g$ é a viscosidade da fase gasosa (Pa.s), $\rho_d$ é a densidade do líquido (kg/m$^3$) e $v_g{}'$ é a flutuação da velocidade da fase gasosa (m/s).

Após a resolução da Equação 40, a difusividade das gotas foi estimada conforme Fathikalajahi, Talaie e Taheri (1995) (Equação 32), supondo-se o tempo médio de existência do turbilhão.

Ahmadvand e Talaie (2010) modelaram a dispersão de gotas de líquido para um lavador Venturi de secção transversal cilíndrica, resolvendo a equação da continuidade e as equações de quantidade de movimento com média de Reynolds da fase gás através do modelo de turbulência k-ε. Os autores supuseram que as gotas de líquido não afetavam o escoamento da fase gasosa e que essas eram dispersas pela turbulência, conforme trabalhos de Fathikalajahi, Talaie e Taheri (1995) e Talaie, Fathikalajahi e Taheri (2008). O jato de líquido utilizado foi posicionado no centro do lavador Venturi e o escoamento desse ocorria paralelo à direção do escoamento do gás.

Devido à quebra do jato de líquido pelas tensões cisalhantes do gás formar gotas de tamanhos diferentes, os autores resolveram utilizar várias posições de geração de gotas ao longo do jato, sendo que cada posição gerava gotas com tamanhos iguais e com uma velocidade característica. A equação de balanço proposta pode ser escrita conforme a Equação 41, na qual as concentrações de gotas e suas velocidades são caracterizadas pelas suas posições de geração (i) e seu tamanho (j).

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(rC_{dj,i}v_z(D_{j,i}) - rE_{d,j}\frac{\partial C_{dj,i}}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(rC_{dj,i}v_r(D_{j,i}) - rE_{d,j}\frac{\partial C_{dj,i}}{\partial r}\right) = rS(D_{j,i}) \quad (41)$$

Na qual $i$ é a posição de geração das gotas de líquido, $j$ é o diâmetro das gotas formadas, $r$ e $z$ são as coordenadas radial e axial (m), $C_{dj,i}$ é a concentração de gotas de diâmetro característico $j$ e que foram formadas na posição $i$ (#/m$^3$), $E_{d,j}$ é a difusividade das gotas com diâmetro característico $j$ (m$^2$/s), $v_z(D_{j,i})$ é a velocidade axial das gotas com diâmetro $D_{j,i}$ (m/s), $v_r(D_{j,i})$ é a velocidade radial das gotas com diâmetro $D_{j,i}$ (m/s) e $S(D_{j,i})$ é o termo de geração das gotas (#/m$^3$.s).

De modo a se obter a taxa de atomização e a trajetória do jato, os autores resolveram a equação de balanço de massa para o jato de líquido (Equação 42) e

quantidade de movimento (Equação 43), supondo o deslocamento no sentido descendente para o caminho do jato, descrito pela coordenada $s$.

$$\frac{dm_{jato}}{ds} + \dot{m} = \frac{d}{ds}\left(\frac{\pi {D_{jato}}^2}{4} v_{jato}\rho_l\right) + \dot{m} = 0 \qquad (42)$$

$$\begin{aligned}\frac{d\left(m_{jato}v_{jato}v_{jato}\right)}{ds} + \dot{m}v_{jato} + \frac{1}{2}C_d\left(\pi D_{jato}\right)\left(u_g - v_{jato}\right)\left|u_g - v_{jato}\right|\rho_g ds - \\ \frac{\pi}{4}\rho_l {D_{jato}}^2 g ds \\ = \frac{\pi}{2}\rho_l\left(v_{jato}{D_{jato}}^2\frac{dv_{jato}}{ds} + D_{jato}{v_{jato}}^2\frac{dD_{jato}}{ds}\right) + \dot{m}v_{jato} - \\ \frac{\pi}{4}\rho_l {D_{jato}}^2 g ds\ \frac{1}{2}C_d\left(\pi D_{jato}\right)\left(u_g - v_{jato}\right)\left|u_g - v_{jato}\right|\rho_g ds = 0\end{aligned} \qquad (43)$$

Na qual $m_{jato}$ é a vazão mássica do jato (kg/s), $\dot{m}$ é a taxa de atomização das gotas ao longo do comprimento do jato de líquido (kg/m.s), $D_{jato}$é o diâmetro do jato de líquido (m), $v_{jato}$ é a velocidade do jato de líquido (m/s), $\rho_g$ é a densidade da fase gasosa (kg/m$^3$), $\rho_l$ é a densidade do líquido no jato (kg/m$^3$), $C_d$ é o coeficiente de arrasto no jato, $u_g$ é a velocidade da fase gasosa (m/s) e $g$ é a aceleração da gravidade (m/s$^2$).

Para se estimar a taxa de atomização do jato de líquido, Ahmadvand e Talaie (2010) utilizaram o modelo de quebra proposto por Adelberg (1967), conforme Equação 44 e seus respectivos parâmetros.

$$\dot{m} = \frac{K_A\rho_l}{eD_{jato} - \lambda_{m\sigma}}\left\{\frac{2}{5}f_P\left[\left(eD_{jato}\right)^{\frac{5}{2}} - \lambda_{m\sigma}^{\frac{5}{2}}\right] - \upsilon\left[eD_{jato} - \lambda_{m\sigma}\right]\right\} \qquad (44)$$

$$f_p = \frac{k_2(\pi/2)^{0,5}\rho_g {u_g}^2}{(\rho_l\sigma)^{0,5}} \qquad (45)$$

$$\upsilon = \frac{8\pi^2\mu_l}{\rho_l} \qquad (46)$$

$$\lambda_{m\sigma} = 15{,}8326\left[\frac{\mu_l(\sigma/\rho_l)^{0,5}}{k_2\rho_g {u_g}^2}\right]^{2/3} \qquad (47)$$

Na qual $\dot{m}$ é a taxa de atomização das gotas ao longo do comprimento do jato de líquido (kg/m.s), $\rho_g$ é a densidade gás (kg/m$^3$), $\rho_l$ é a densidade do líquido no jato (kg/m$^3$), $D_{jato}$ é o diâmetro do jato de líquido (m), $K_A$, $k_2$ e $e$ são constantes, $f_P$ é o parâmetro de força, $\lambda_{m\sigma}$ é o comprimento de onda mínimo (m), $\upsilon$ é o parâmetro de amortecimento viscoso (m$^2$/s), $u_g$ é a velocidade do gás (m/s), $\mu_l$ é a viscosidade da fase líquida (Pa.s) e $\sigma$ é a tensão superficial (kg/s$^2$).

As constantes das Equações 45, 46 e 47 foram obtidas com base nos estudos de Gonçalves et al. (2003), na qual essas foram dadas com base em ajustes experimentais e no trabalho de Adelberg (1967) e estão apresentadas na Tabela 1.

Tabela 1: Constantes utilizadas nos trabalhos de Gonçalves et al. (2003) e Ahmadvand e Talaie (2010)

| Constante | Valor |
|---|---|
| $k_2$ | 0,348 |
| $K_A$ | 1 |
| $e$ | 0,4 |

Com base nos resultados da trajetória do jato, na velocidade desse e na taxa de atomização, se obtém as condições de contorno para as gotas de líquido. A partir das equações de balanço de quantidade de movimento para as gotas nas coordenadas axial e radial, conforme Equações 48 e 49, respectivamente, se obtêm as velocidades dessas para o domínio.

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(v_z(D_{j,i})\left(rC_{dj,i}v_z(D_{j,i}) - rE_{d,j}\frac{\partial C_{dj,i}}{\partial z}\right)\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(v_z(D_{j,i})\left(rC_{dj,i}v_r(D_{j,i}) - rE_{d,j}\frac{\partial C_{dj,i}}{\partial r}\right)\right) = \frac{3}{4}\frac{\rho_g}{\rho_d}\frac{C_d(D_{j,i})}{D_{j,i}}\left|\overrightarrow{u_g} - \overrightarrow{v(D_{j,i})}\right|\left(u_{z,g} - v_z(D_{j,i})\right)rC_{dj,i} + rC_{dj,i}g \quad (48)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(v_r(D_{j,i})\left(rC_{dj,i}v_z(D_{j,i}) - rE_{d,j}\frac{\partial C_{dj,i}}{\partial z}\right)\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(v_r(D_{j,i})\left(rC_{dj,i}v_r(D_{j,i}) - rE_{d,j}\frac{\partial C_{dj,i}}{\partial r}\right)\right) = \frac{3}{4}\frac{\rho_g}{\rho_d}\frac{C_d(D_{j,i})}{D_{j,i}}\left|\overrightarrow{u_g} - \overrightarrow{v(D_{j,i})}\right|\left(u_{r,g} - v_r(D_{j,i})\right)rC_{dj,i} \quad (49)$$

Na qual $i$ é a posição de geração das gotas de líquido, $j$ é o diâmetro das gotas formadas, $r$ e $z$ são as coordenadas radial e axial (m), $v_z(D_{j,i})$ é a velocidade axial das gotas com diâmetro $D_{j,i}$ (m/s), $v_r(D_{j,i})$ é a velocidade radial das gotas com diâmetro $D_{j,i}$ (m/s), $C_{dj,i}$ é a concentração de gotas de diâmetro característico $j$ e que foram formadas na posição $i$ (#/m$^3$), $E_{d,j}$ é a difusividade das gotas com diâmetro característico $j$ (m$^2$/s), $\rho_g$ e $\rho_d$ é a densidade (kg/m$^3$), respectivamente, da fase gasosa e líquida (kg/m$^3$), $C_d(D_{j,i})$ é a constante de arrasto para as gotas de líquido com diâmetro $(D_{j,i})$, $\overrightarrow{u_g}$ é a velocidade do gás (m/s), $\overrightarrow{v(D_{j,i})}$ é a velocidade das gotas de líquido (m/s), $u_{z,g}$ e $u_{r,g}$ são as velocidades axial e radial do gás (m/s), $v_z(D_{j,i})$ e $v_r(D_{j,i})$ são as velocidades axial e radial das gotas de líquido (m/s).

De modo a se estimar o coeficiente de difusividade das gotas $(E_{d,j})$, os autores utilizaram a Equação 32 e a difusividade do gás, conforme Equação 50, na qual a flutuação da velocidade do gás é dada como sendo a raiz quadrada da energia cinética turbulenta.

$$E_g = c_1 u_g{}' l_g \qquad (50)$$

De acordo com Mohebbi et al. (2003), o valor da constante $c_1$ que resultou no melhor ajuste, variou entre 0,1 e 0,16. O comprimento de mistura do gás na Equação 50 é dado conforme Equação 51.

$$l_g = \frac{3(u_g{}')^3}{2\epsilon} \qquad (51)$$

Na qual $E_g$ é a difusividade turbulenta do gás (m$^2$/s), $c_1$ é uma constante, $u_g{}'$ é a flutuação da velocidade do gás (m/s), $l_g$ é o comprimento de mistura da fase gasosa (m) e $\epsilon$ é a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta (J/kg.s).

Ahmadvand e Talaie (2010) resolveram o escoamento da fase gás com base nas equações de Reynolds e no modelo de turbulência $k - \epsilon$, obtendo-se assim o campo de velocidades utilizado na equação de continuidade (Equação 41). A distribuição de gotas formadas pela quebra do jato de líquido foi dada conforme Equação 38, utilizada no trabalho de Gonçalves et al. (2004).

## 2.5 DIÂMETRO MÉDIO DE SAUTER DE GOTAS EM LAVADORES VENTURI

Nukiyama e Tanasawa (1938) apud Costa et al. (2004) realizaram medidas do diâmetro das gotas de líquidos diferentes coletadas em placas de microscópio. De acordo com Alonso et al. (2001), Nukiyama e Tanasawa (1938) inseriram o líquido co-axialmente com o gás, para velocidades do gás entre 73 e 230 m/s e propuseram a Equação 52 para o diâmetro médio das gotas formadas.

$$D_{32} = \frac{0{,}585}{v_{lg}} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l}} + 1{,}683 * 10^{-3} \left(\frac{\mu_l}{\sigma \rho_l}\right)^{0{,}45} \left(\frac{1000 Q_d}{Q_g}\right)^{1{,}5} \qquad (52)$$

Na qual $D_{32}$ é o diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido no lavador Venturi (m), $v_{lg}$ é a velocidade relativa entre o líquido e a fase gasosa na região de alimentação deste (m/s), $\sigma$ é a tensão superficial (kg/s$^2$), $\rho_l$ é a densidade do líquido (kg/m$^3$) e $\mu_l$ é a viscosidade do líquido (Pa.s), $Q_d$ e $Q_g$ são as vazões volumétricas, respectivamente, do líquido e gás (m$^3$/s).

Boll et al. (1974) realizaram medidas de diâmetro médio de gotas em um lavador Venturi relacionando a perda de intensidade de um feixe de luz monocromática causado pela passagem desse feixe pelas gotas de líquido, com o diâmetro médio das gotas formadas. Para velocidades na garganta de 30 m/s a 120 m/s, os autores correlacionaram o diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido com as vazões volumétricas de líquido e gás e a velocidade relativa do líquido na região em que esse é inserido, conforme a Equação 53.

$$D_{32} = \frac{4{,}22 * 10^{-2} + 5{,}77 * 10^{-3} \left(\frac{1000 Q_d}{Q_g}\right)^{1{,}922}}{{v_{lg}}^{1{,}602}} \qquad (53)$$

Na qual $D_{32}$ é o diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido no lavador Venturi (m), $Q_d$ e $Q_g$ são as vazões volumétricas, respectivamente de líquido e gás (m$^3$/s) e $v_{lg}$ é a velocidade relativa entre o líquido e a fase gasosa na região de alimentação deste (m/s).

Alonso et al. (2001) realizaram medidas da distribuição de tamanho de tamanho de gotas em um lavador Venturi com diâmetro de 3,2 cm e diâmetro da

garganta de 1,9 cm. Os autores compararam os diâmetros médios experimentais obtidos com as predições dos diâmetros médios fornecidas pelas correlações de Nukiyama e Tanasawa (1938) apud Costa et al. (2004) e Boll et al. (1974) e concluíram que a correlação de Boll et al. (1974) melhor se ajustou aos dados experimentais.

Viswanathan, Lim e Ray (2005) mediram a distribuição de tamanho de partículas e a velocidade dessas em um lavador Venturi de secção transversal retangular por meio de um analisador de partículas por fase Doppler (*Phase Doppler Particle Analyzer – PDPA*). Os autores estudaram 3 condições diferentes de velocidade do gás na garganta, sendo a mais baixa de 45 m/s e a mais alta, de 75 m/s. De acordo com os dados obtidos pelos autores, para a velocidade do gás na garganta de 45 m/s, pode-se perceber que o diâmetro médio de Sauter obtido experimentalmente foi próximo ao previsto pela correlação de Boll et al. (1975), diferentemente do previsto pela correlação de Nukiyama e Tanasawa (1938). Porém, para a maior velocidade do gás na garganta, o diâmetro médio de Sauter experimental era melhor representado pela correlação de Nukiyama e Tanasawa (1938).

Silva (2008) realizou medidas de distribuição de tamanho de gotas em um lavador Venturi de secção circular com diâmetro de entrada de 25 cm e diâmetro da garganta de 12,25 cm e alimentação ocorrendo na forma de filme de líquido e spray. Em seu trabalho, a velocidade do ar na garganta do equipamento variou de 34 m/s até 70 m/s e a razão de alimentação de líquido ($L/G$) variou de 0,03 a 0,14 l/m$^3$. A autora obteve o diâmetro médio de Sauter no final da região convergente com o auxílio de um analisador de partículas, que utilizava o principio de espalhamento de luz para se obter esta distribuição, para duas formas diferentes de injeção de líquido (filme de líquido e spray), conforme observado na Figura 3.

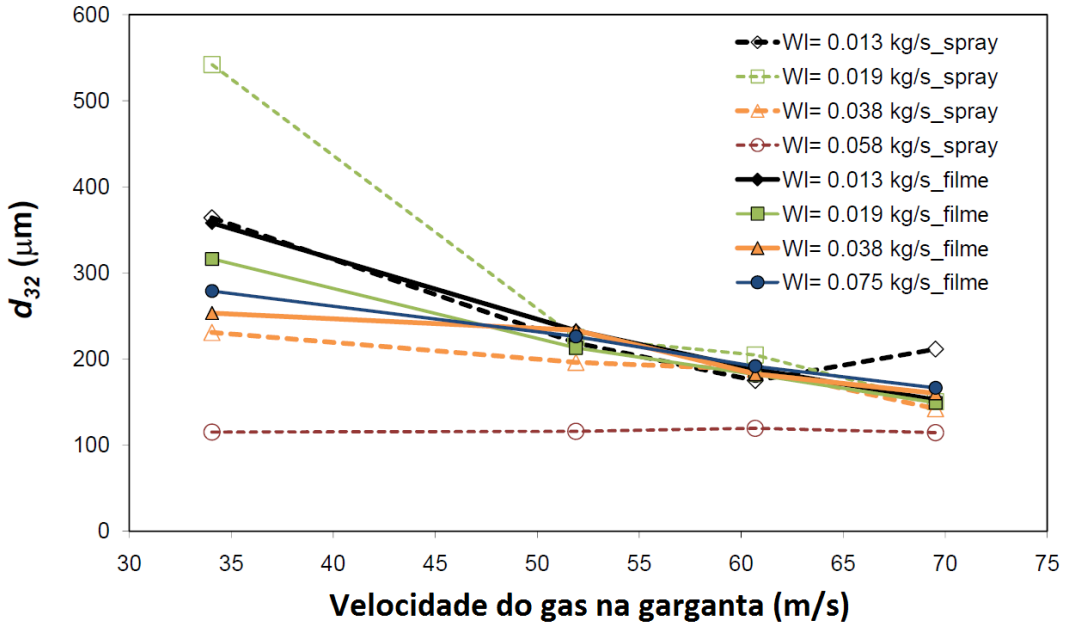


Figura 3: Diâmetro médio de Sauter experimental no final da região convergente, para inserção de líquido na forma de filme de líquido e spray (SILVA, 2008)

Utilizando um lavador Venturi de secção transversal retangular, Guerra, Gonçalves e Coury (2011) realizaram experimentos para se medir a influência da distribuição de tamanho das gotas de líquido no centro do escoamento com a deposição preferencial dessas nas paredes do lavador, alterando-se deste modo o diâmetro médio das gotas presentes nesse e afetando a coleta de poluentes pelo equipamento.

Os autores mediram o tamanho das gotas de líquido com o auxílio de um analisador de partículas (*Malvern Spraytech*) para diferentes condições de operação e propuseram uma correlação para o diâmetro médio de Sauter, em função da velocidade do líquido ($Re_l = d_0 v_l \rho_l / \mu_l$), da velocidade do gás ($Re_g = D_h u_g \rho_g / \mu_g$), da quebra do jato de líquido ($We_g = d_0 {u_g}^2 \rho_g / \mu_g$) e da distribuição dos injetores de líquido ($D_{inj}/D_h$). Com base nesses parâmetros, a seguinte correlação foi obtida (Equação 54).

$$\frac{D_{32}}{d_0} = 1{,}05\, {Re_l}^{-0{,}26} {We_g}^{-1} {Re_g}^{0{,}36} \left(\frac{D_{inj}}{D_h}\right)^{-0{,}51} \qquad (54)$$

A fração de líquido injetada que escoava pelas paredes do lavador Venturi foi comparada com a penetração do jato ($l^{**}$), com resultados apresentados na Figura 4. Pode-se perceber pelos dados, que com o aumento da penetração do jato deposita-

se mais líquido nas paredes do lavador, uma vez que o jato é impulsionado com uma quantidade de movimento maior para a parede oposta a esse. Nota-se também, uma diminuição da fração de líquido com o aumento do valor de penetração, podendo esse fato ser explicado pela dispersão do líquido ocorrer a uma distância maior da parede do lavador, notando-se que existe uma penetração em que se reduz a quantidade de líquido que escoa na parede do equipamento, fator importante para a eficiência do lavador.

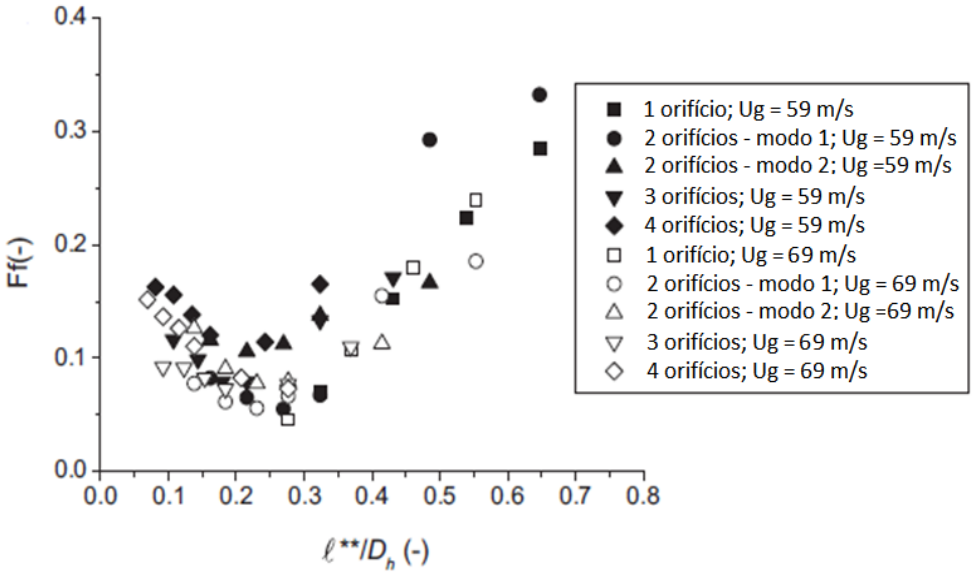


Figura 4: Dados experimentais da fração de líquido ($F_f$) e penetração do jato (GUERRA, GONÇALVES, COURY, 2011)

De modo a se levar em conta os efeitos de deposição das gotas de líquido nas paredes do lavador, os autores propuseram a seguinte modificação na Equação 54, adicionando-se o termo de fração de filme ($F_e = 1 - F_f$) e obtiveram assim, uma boa correlação com os dados experimentais, como pode ser visto pela Equação 55 e na Figura 5.

$$\frac{D_{32}}{d_0} = 1{,}05\, Re_l^{\ -0{,}21} We_g^{\ -1{,}32} Re_g^{\ 0{,}46} \left(\frac{D_{inj}}{D_h}\right)^{-0{,}51} F_e^{\ 2{,}63} \qquad (55)$$

Na qual $D_{32}$ é o diâmetro médio de Sauter (m), $d_0$ é o diâmetro do orifício de injeção de líquido, $Re_l$ e $Re_g$ são o número de Reynolds, respectivamente, do líquido e do gás, $We_g$ é o número de Weber para o gás, $D_{inj}$ é o diâmetro representativo da

injeção de líquido (m), $D_h$ é diâmetro hidráulico do lavador (m) e $F_e$ é a fração do total de líquido escoando no centro do lavador.

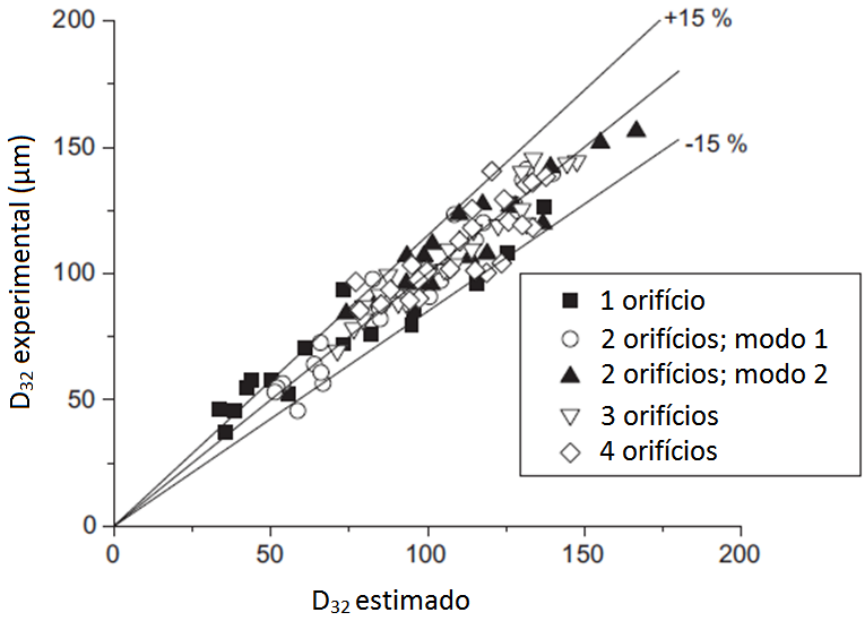


Figura 5: Comparativo da correlação proposta com adição da fração de filme e os dados experimentais (GUERRA, GONÇALVES, COURY, 2011)

## 2.6 FORÇAS EXERCIDAS EM UMA PARTÍCULA

De acordo com Michaelides (2006), Poisson resolveu em 1831 as equações de escoamento potencial ao redor de uma esfera e determinou que a força transiente exercida nessa, para um fluido invíscido é igual a Equação 56.

$$F_{MV,i} = \frac{1}{2} m_f \frac{d}{dt}(u_i - v_i) \qquad (56)$$

Na qual $i$ = 1, 2 e 3 representa, respectivamente, as coordenadas x, y e z, $F_{MV,i}$ é a força de massa virtual aplicada no sentido da componente $i$ (N), $m_f$ é a massa da fase contínua caso ela ocupasse o volume da fase dispersa (kg), $u_i$ e $v_i$ são as velocidades na direção $i$, respectivamente, da fase contínua e dispersa (m/s).

O termo de força transiente denominado de $F_{MV}$ é comumente conhecido como termo de massa virtual, o qual surge devido a variação de velocidade da fase descontínua, devendo essa fase acelerar uma certa quantidade de volume da fase

contínua, criando-se assim, uma resistência a aceleração na fase dispersa, conforme explicado por Delnoij et al. (1996).

Stokes analisou o movimento de uma esfera sólida imersa em um meio viscoso e determinou por meio das equações Navier-Stokes, a solução em regime estacionário do escoamento ao redor de uma esfera se movendo em um fluido viscoso e estático. Stokes obteve que a força de resistência hidrodinâmica para esse caso é dada conforme a Equação 57, na qual $D_d$ representa o diâmetro da esfera e $\mu_f$ a viscosidade do fluido.

$$F_{A,i} = 3\pi D_d \mu_f v_i \qquad (57)$$

Na qual $F_{A,i}$ é a força de arrasto aplicada na direção da componente $i$ (N), $D_d$ é o diâmetro da esfera (m), $\mu_f$ é a viscosidade do fluido que escoa ao redor da esfera (Pa.s) e $v_i$ é a velocidade na direção $i$ relativa do fluido e da esfera (m/s).

Devido a Equação 57 ser uma solução exata apenas para baixos números de Reynolds (Re<1), Stokes propôs correlacionar a equação de arrasto com experimentos por meio da Equação 58.

$$F_{A,i} = \frac{1}{2} C_D \rho_f A_{T_p} {v_i}^2 \qquad (58)$$

Na qual $F_{A,i}$ é a força de arrasto aplicada na direção da componente $i$ (N), $C_D$ é o coeficiente de arrasto obtido experimentalmente, $\rho_f$ é a densidade do fluido que escoa ao redor da esfera (kg/m$^3$), $A_{T_p}$ é a área projetada da partícula da secção perpendicular ao escoamento (m$^2$) e $v_i$ é a velocidade na direção $i$ relativa do fluido e da esfera (m/s).

Boussinesq e Basset determinaram uma expressão analítica para a força transiente hidrodinâmica exercida pelo fluido viscoso em uma esfera em regime de Stokes (baixa velocidade relativa entre as fases). A expressão obtida levou em conta 3 partes, as quais são: termo de força de regime permanente, termo de massa virtual e termo de histórico da partícula, conforme Equação 59.

$$F_i(t) = -3\pi D_d \mu_f (u_i - v_i) - \frac{1}{2} m_f \frac{d}{dt}(u_i - v_i) - \qquad (59)$$

$$\frac{3}{2}{D_d}^2\pi\mu_f\int_0^t\frac{\left(\frac{d}{d\tau}(u_i-v_i)\right)}{\sqrt{\pi\frac{\mu_f}{\rho_f}(t-\tau)}}d\tau$$

Na qual $F_i(t)$ é a força aplicada na esfera na direção $i$ em função do tempo (N), $D_d$ é o diâmetro da esfera (m), $\mu_f$ é a viscosidade do fluido que escoa ao redor da esfera (Pa.s), $u_i$ e $v_i$ são as velocidades na direção $i$, respectivamente, das fases contínua e dispersa (m/s), $m_f$ é a massa da fase contínua caso ela ocupasse o volume da fase dispersa (kg) e $\rho_f$ é a densidade do fluido ao redor da esfera (kg/m$^3$).

Maxey e Riley (1983) propuseram uma forma mais completa da equação de movimento para uma esfera imersa em um fluido incompressível para baixos números de Reynolds, conforme Equação 60, assumindo que a velocidade da fase contínua sem a perturbação da esfera na posição $Y(t)$ é dada por $u_i(Y(t),t)$.

$$\begin{gathered}m_p\frac{dv_i}{dt}=\left(m_p-m_f\right)g_i+m_f\frac{Du_i}{Dt}\bigg|_{Y(t)}-\\ \frac{1}{2}m_f\frac{d}{dt}\left\{v_i(t)-u_i(Y(t),t)-\frac{{D_d}^2}{40}\nabla^2u_i|_{Y(t)}\right\}-\\ 3\pi D_d\mu_f\left[v_i(t)-u_i(Y(t),t)-\frac{1}{24}{D_d}^2\nabla^2u_i|_{Y(t)}\right]-\\ \frac{3}{2}{D_d}^2\pi\mu_f\int_0^t\left(\frac{\frac{d}{d\tau}\left\{v_i(\tau)-u_i(Y(\tau),\tau)-\frac{1}{24}{D_d}^2\nabla^2u_i|_{Y(\tau)}\right\}}{\sqrt{\pi\frac{\mu_f}{\rho_f}(t-\tau)}}\right)d\tau\end{gathered}\tag{60}$$

Na qual $m_p$ é a massa da esfera (kg), $u_i$ e $v_i$ são as velocidades na direção $i$, respectivamente, das fases contínua e dispersa (m/s), $m_f$ é a massa da fase contínua caso ela ocupasse o volume da fase dispersa (kg), $g_i$ é a aceleração gravitacional na direção $i$ (m/s$^2$), $D_d$ é o diâmetro da esfera (m), $\mu_f$ é a viscosidade do fluido que escoa ao redor da esfera (Pa.s) e $\rho_f$ é a densidade do fluido ao redor da esfera (kg/m$^3$).

As derivadas apresentadas na Equação 60 se referem as derivadas totais com relação a um referencial que se move com a esfera ($d/dt$) e com relação a um referencial que acompanha um volume do fluido ($D/Dt$). Conforme Rosa (2012), para escoamentos transientes, na qual a fase contínua possui uma densidade muito

inferior à fase dispersa (transporte de partículas/gotas por um meio gasoso), o termo de histórico da partícula pode ser desconsiderado do equacionamento de movimento.

Pode-se notar na Equação 60 a presença dos termos de força: empuxo (força de campo); devido ao gradiente de pressão do fluido não perturbado; devido a massa virtual; arrasto da partícula e por fim, do termo de histórico da partícula. Nota-se que neste equacionamento, a força de parede não foi inserida, uma vez que o meio utilizado pelos autores foi considerado infinito. A força de parede é dependente do diâmetro da partícula e da distância dessa em relação a parede e surge transversalmente ao movimento da partícula, fazendo com que essa se afaste da região da parede. No caso do escoamento de gotas em uma fase gasosa, devido à densidade da fase dispersa ser maior que a fase contínua, pode-se desconsiderar essa força transversal. Para mais detalhes, é recomendado o livro de Rosa (2012) sobre modelagem de escoamento multifásico.

## 2.7 RESOLUÇÃO COMPUTACIONAL DO ESCOAMENTO BIFÁSICO

De modo a se resolver as simulações numéricas de escoamentos de duas ou mais fases, os dois métodos mais utilizados são Euler-Euler e Euler-Lagrange, conforme descrito por Laín, Bröder e Sommerfeld (1999). Na abordagem Euler-Euler, as fases do escoamento são tratadas como meios contínuos interpenetrantes, na qual cada fase é modelada pelas equações de conservação de massa e quantidade de movimento e a interação de uma fase na outra ocorre por meio dos termos de troca de momento. Na abordagem Euler-Lagrange, a fase contínua é modelada pelas equações de conservação de massa e quantidade de movimento e o deslocamento de uma quantidade representativa de partículas da fase dispersa é calculado por meio do balanço de forças que agem sobre essas (conforme Item 2.6).

### 2.7.1 Euler-Lagrange

Três grupos de acoplamento da fase dispersa podem ser feitos na abordagem Euler-Lagrange, sendo o mais simples conhecido como o acoplamento de uma via ("*one-way*") na qual a fase dispersa é influenciada pela fase contínua, porém a fase dispersa não influencia na fase contínua. No acoplamento de duas vias ("*two-way*"),

a fase dispersa e a fase contínua influenciam umas nas outras, porém os choques entre as partículas não é considerado. Caso a fase dispersa interaja com ela mesma e a fase contínua, o acoplamento é denominado de quatro vias ("*four-way*") (CROWE; SOMMERFELD; TSUJI, 1998).

Lain, Bröder e Sommerfeld (1999) estenderam a abordagem Euler-Lagrange para os cálculos transientes em uma coluna de bolhas. Os autores modelaram o escoamento utilizando as equações de quantidade de movimento com média de Reynolds e fecharam essas por meio do modelo de turbulência k-ε modificado para levar em conta a turbulência causada pelas bolhas. Nas simulações, as forças de arrasto, massa virtual, empuxo, gravidade e de sustentação (força de Saffman) foram consideradas, gerando uma equação similar a Equação 61. De modo a se resolver o deslocamento das gotas no líquido, dois intervalos de tempo foram usados, sendo o intervalo Euleriano maior que o intervalo Lagrangiano. A cada intervalo Euleriano, as equações de quantidade de movimento para a fase contínua eram calculadas até se atingir um critério de convergência. A partir desse ponto, a trajetória das gotas era calculado a cada intervalo de passo Lagrangiano, até que a soma desses intervalos atingisse o tamanho do intervalo Euleriano e assim, um novo cálculo para a fase contínua era efetuado, supondo a turbulência induzida pelas bolhas, até que o tempo total de simulação fosse alcançado. O passo Lagrangiano de cada partícula foi assumido como sendo menor que 10% dos seguintes tempos característicos, para o caso de transporte de bolhas (LAIN; BRÖDER; SOMMERFELD, 1999), e menor que 25% para o caso de transporte de partículas sólidas (LAIN; SOMMERFELD, 2003).

As 3 escalas de tempo utilizadas foram dadas conforme:

1. tempo requerido para a gota percorrer um elemento de volume;
2. tempo característico de resposta da gota, conforme Equação 61;

$$\tau_d(C_D) = \frac{4}{3}\frac{\rho_d {D_d}^2}{\mu Re_d C_D} \qquad (61)$$

Na qual $\tau_d$ é o tempo de resposta da partícula/gota (s); $\rho_d$ é a densidade da partícula (kg/m$^3$), $D_d$ é o diâmetro da partícula (m), $\mu$ é a viscosidade do fluido da partícula (Pa.s), $Re_d$ é o número de Reynolds para a partícula e $C_D$ é o coeficiente de arrasto.

3. tempo característico da escala de turbulência, conforme Equação 62.

$$T_e = 0{,}16\frac{k}{\epsilon} \quad (62)$$

Na qual $T_e$ é a escala de tempo da turbulência (s), $k$ é a energia cinética turbulenta ($m^2/s^2$) e $\epsilon$ é a dissipação da energia cinética turbulenta ($m^2/s^3$).

Laín, Sommerfeld e Kussin (2002) utilizaram a abordagem Euler-Lagrange modificada para modelar o carregamento de partículas esféricas de vidro em uma corrente de gás. Nas simulações foram consideradas as forças de arrasto, empuxo, gravidade e de sustentação atuando nas partículas, porém as forças de histórico da partícula, massa virtual e inércia da fase contínua foram desconsideradas, uma vez que as partículas possuíam uma densidade muito maior que a fase contínua. De modo a se contabilizar o acoplamento em quatro vias, os autores utilizaram o modelo de colisão entre partículas, o qual gerava estocasticamente partículas de colisão fictícias e caso essas se colidissem com as partículas rastreadas na simulação, um choque não elástico era assumido e uma nova velocidade para a partícula era calculada.

Laín et al. (2002) modelaram o escoamento em um coluna de bolhas, considerando as forças utilizadas no trabalho de Laín, Bröder e Sommerfeld (1999) e adicionando a força referente ao gradiente de pressão. O acoplamento entre a fase gás e o líquido foi realizado por meio do termo de geração inserido nas equações de quantidade de movimento da fase líquida (Equação 63).

$$\overline{S_{U_i dis}} = -\frac{1}{V_{CV}}\sum_k m_k N_k \sum_n \left\{([v_i]_k^{n+1} - [v_i]_k^n) - g_i\left(1 - \frac{\rho}{\rho_{dis}}\right)\Delta t_L\right\} \quad (63)$$

Na qual $\overline{S_{U_i dis}}$ é o termo de produção para a equação de quantidade de movimento devido a interação com a fase dispersa ($kg/m^2.s$), $V_{CV}$ é o volume do volume de controle pelo qual as partículas atravessam ($m^3$), $k$ representa o índice de cada partícula computacional, $m_k$ é a massa de cada partícula $k$ (kg/#), $N_k$ é o número real de partículas (#), $n$ representa o índice do intervalo Lagrangiano, $v_i$ é a velocidade da partícula (m/s), $g_i$ é a aceleração da gravidade na direção $i$ ($m/s^2$), $\rho$ e

$\rho_{dis}$ são as densidades, respectivamente, da fase contínua e dispersa (kg/m$^3$) e $\Delta t_L$ é o intervalo Lagrangiano (s).

Na Equação 63 percebe-se que o termo fonte das equações de quantidade de movimento foi introduzido em cada volume de controle, dependendo do volume que esse ocupa ($V_{CV}$) e de características da fase dispersa. A primeira somatória da equação se refere ao índice ($k$) da gota/partícula rastreada na simulação que esteja contida no volume de controle, no qual o termo fonte será adicionado, e massa desta gota/partícula simulada é dada por $m_k$. Como a partícula simulada representa um grupo de partículas reais do escoamento, multiplica-se a massa desta partícula simulada pelo número de partículas que ela representa ($N_k$), uma vez que simular toda a fase dispersa geraria custos computacionais elevados. A segunda somatória da Equação 64 computou o número de passos ($n$) Lagrangianos que a gota/partícula permaneceu no volume de controle e a variação da velocidade dessa devido à fase contínua. O termo final se refere ao momento gerado pelas forças de empuxo/gravidade durante o passo Lagragiano ($\Delta t_L$) utilizado para as partículas no volume de controle em que essas se encontraram.

Laín e Sommerfeld (2007) seguindo a modelagem utilizada por Laín, Sommerfeld e Kussin (2002), simularam o escoamento de partículas sólidas não-esféricas, assumindo apenas que as forças devido ao arrasto e empuxo/gravidade atuavam sobre essas.

Laín e Sommerfeld (2012) simularam o escoamento bifásico em três dimensões de partículas sólidas de 3 μm por meio do equacionamento descrito por Laín, Sommerfeld e Kussin (2002). Os autores utilizaram nas simulações, cerca de 240000 partículas computacionais, cerca de 25-45 interações para a fase Euleriana e um fator de relaxação entre 0.5 e 0.1 foi utilizado para se obter uma convergência de resíduos máximos de $10^{-3}$. Os dados obtidos pelas simulações foram comparados com dados experimentais e uma boa adequação entre as flutuações das velocidades foi obtida.

## 2.8 EQUACIONAMENTO UTILIZADO

De modo a simular o escoamento bifásico no lavador Venturi, utilizou-se o software comercial ANSYS CFX 15.0, considerando-se o escoamento incompressível e isotérmico.

### 2.8.1 Euler-Euler

A abordagem Euler-Euler foi utilizada para a resolução do escoamento bifásico. Esta abordagem modela os fluidos como interpenetrantes, assumindo a presença de frações volumétricas das fases contínua ($X_c$) e dispersa ($X_d$) nas equações da continuidade e de quantidade de movimento conforme expresso, respectivamente, nas Equações 64 e 65, nas quais o índice $a$ representa as fases contínua e dispersa (STENMARK, 2013; SHARIFI; MOHEBBI, 2014).

$$\frac{\partial(X_a\rho_a)}{\partial t} + \nabla.\left(X_a(\rho_a\overrightarrow{u_a})\right) = S_a \qquad (64)$$

$$\frac{\partial(X_a\rho_a\overrightarrow{u_a})}{\partial t} + \nabla.\left(X_a(\rho_a\overrightarrow{u_a}\overrightarrow{u_a})\right) = -X_a\nabla P + X_a\rho_a\vec{g} + X_a\nabla.\overline{\overline{\tau}}_a + \overrightarrow{M_{ab}} \qquad (65)$$

Na qual $X_a$ é a fração volumétrica da fase de índice $a$, que pode ser as fases contínua ($c$) e dispersa ($d$), $\rho_a$ é a densidade da fase de índice $a$ (kg/m$^3$), $\overrightarrow{u_a}$ é o vetor de velocidade (m/s), $S_a$ é o termo de produção da fase $a$, usualmente utilizado para a transferência de massa entre as fases (kg/m$^3$.s), $\nabla P$ é o gradiente da pressão (kg/m$^2$.s$^2$), $\vec{g}$ é o vetor da gravidade (m/s$^2$), $\overline{\overline{\tau}}_a$ são as tensões viscosas da fase $a$ (kg/m.s$^2$), $\overrightarrow{M_{ab}}$ é a troca interfacial de quantidade de movimento entre as duas fases e supôs-se que este ocorre apenas devido a força de arraste sofrida pela fase dispersa na fase contínua (kg/m$^2$.s$^2$).

O termo de troca de quantidade de movimento foi obtido conforme Equação 66.

$$\overrightarrow{M_{ab}} = \overrightarrow{M_{dc}} = \frac{3}{4}\frac{C_D}{D_d}X_d\rho_c|\overrightarrow{u_d} - \overrightarrow{u_c}|(\overrightarrow{u_d} - \overrightarrow{u_c}) \qquad (66)$$

Na qual $\overrightarrow{M_{dc}}$ é a troca interfacial de quantidade de movimento entre as duas fases (kg/m$^2$.s$^2$), $C_D$ é o coeficiente de arrasto da gota de líquido, assumida como sendo esférica, $D_d$ é o diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido (m), $\rho_d$ é a densidade da fase líquida (kg/m$^3$), $\overrightarrow{u_d}$ e $\overrightarrow{u_c}$ são os vetores de velocidade da fase

líquida e gasosa (m/s) e para as simulações Euler-Euler, considerou-se nula a velocidade de injeção da fase dispersa.

O coeficiente de arrasto ($C_D$) utilizado é dado pela correlação de Schiller-Naumann, conforme Equação 67 (ANSYS, 2013), sendo válida para valores de Reynolds menores que $10^4$. No caso do número de Reynolds ser superior a $10^4$, considera-se o valor de 0,44 para esse coeficiente.

$$C_D = \frac{24}{Re}(1 + 0{,}15Re^{0{,}687}) \qquad (67)$$

Para o equacionamento da turbulência, empregou-se o modelo *k-ε* padrão com lei de parede automática. O efeito da gravidade foi considerado nas simulações, assim como o empuxo entre as fases líquida e gasosa.

### 2.8.2 Euler-Lagrange

Conforme descrito no Item 2.7, nas simulações Euler-Lagrange a partícula imersa no fluido sofre o efeito de diversas forças (arrasto, massa virtual, histórico do escoamento e outros), sendo a resultante destas forças ($\overrightarrow{F_r}$) a responsável pela movimentação da partícula, conforme Equação 69. Nas simulações realizadas, apenas a força de arrasto foi considerada, uma vez que a densidade da fase dispersa é consideravelmente maior que a fase contínua, podendo-se desconsiderar os termos de massa virtual e histórico da partícula, conforme explicado por Laín e Sommerfeld (2007). A influência das partículas no escoamento foi inserido no termo fonte, representado pelo termo $S_m$, das equações de quantidade de movimento da fase contínua, conforme Equação 68. A equação de continuidade foi a mesma utilizada para as simulações Euler-Euler, assim como a correlação para o coeficiente de arrasto.

$$\frac{\partial(\rho_c\overrightarrow{u_c})}{\partial t} + \nabla.(\rho_c\overrightarrow{u_c}\overrightarrow{u_c}) = -\nabla P + \rho_c\vec{g} + \nabla.\overline{\overline{\tau}}_c + \overrightarrow{S_m} \qquad (68)$$

$$m_d\frac{d(\overrightarrow{v_d})}{dt} = \overrightarrow{F_r} \qquad (69)$$

Na qual $\rho_c$ é a densidade do fluido da fase contínua (kg/m$^3$), $\overrightarrow{u_c}$ é o vetor da velocidade da fase contínua (m/s), $\nabla P$ é o gradiente da pressão (kg/m$^2$.s$^2$), $\vec{g}$ é o vetor da gravidade (m/s$^2$), $\overline{\overline{\tau}}_c$ são as tensões viscosas (kg/m.s$^2$), $\overrightarrow{S_m}$ é o termo de produção de quantidade de movimento, devido à presença das partículas (kg/m$^2$.s$^2$), $m_d$ é a massa real das partículas (kg), $\overrightarrow{v_d}$ é o vetor de velocidade das partículas (m/s) e $\overrightarrow{F_r}$ é a força resultante nas partículas (kg.m/s$^2$).

De acordo com Ansys (2013), o termo fonte utilizado na equação de quantidade de movimento é proveniente das forças que atuam nas partículas (massa virtual, força de arrasto, força de Saffman e outras). Porém, no presente trabalho, somente as força de arrasto e gravitacional foram consideradas atuantes nas partículas, conforme Equação 70, para o termo fonte de quantidade de movimento.

$$\frac{d(\overrightarrow{S_m})}{dt} = -\overrightarrow{F_a}N_d = -\frac{1}{2}C_D\rho_c A_{T_d}N_d|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|(\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}) \qquad (70)$$

Na qual $\overrightarrow{S_m}$ é o termo de produção de quantidade de movimento, devido à presença das partículas (kg/m$^2$.s$^2$), $\overrightarrow{F_a}$ é a força de arrasto na partícula devido à fase gasosa, $N_d$ é o número de gotas de líquido (#), $C_D$ é o coeficiente de arrasto de uma partícula esférica, $\rho_c$ é a densidade da fase contínua (kg/m$^3$), $A_{T_d}$ é a área da partícula transversal à direção do escoamento (m$^2$), $\overrightarrow{u_c}$ e $\overrightarrow{v_d}$ são os vetores de velocidade, respectivamente, da fase contínua e da fase dispersa (m/s).

A velocidade da fase contínua ($\overrightarrow{u_c}$) é calculada como a soma de um valor médio e uma flutuação, a qual é mantida constante durante a interação da partícula com o turbilhão, até que este tempo de interação supere o tempo de vida do turbilhão ou a distância percorrida pela partícula exceda o comprimento característico deste, ocorrendo então, a entrada desta partícula em um novo turbilhão e um novo cálculo para a velocidade de flutuação.

O tempo de vida do turbilhão e seu comprimento característico foram obtidos por Gosman e Loannides (1981), conforme Equação 71 e 72.

$$l_\epsilon = \frac{{C_\mu}^{3/4} k^{3/2}}{\epsilon} \qquad (71)$$

$$\tau_\epsilon = \frac{l_\epsilon}{(2k/3)^{0.5}} \qquad (72)$$

Na qual $l_\epsilon$ é o comprimento característico do turbilhão (m), $C_\mu$ é uma constante do modelo de turbulência, $k$ é a energia cinética turbulenta ($m^2/s^2$) e $\epsilon$ é a dissipação da energia cinética turbulenta ($m^2/s^3$) e $\tau_\epsilon$ é o tempo de existência do turbilhão (s).

Porém, de acordo com Graham e James (1996), os valores do tempo de vida do turbilhão e do comprimento característico apresentados nas Equações 71 e 72 deveriam ser o dobro, ocorrendo uma estimativa menor da dispersão das partículas para modelos que utilizem estas equações.

## 2.9 QUEBRA/GERAÇÃO DE GOTAS

Após a inserção do líquido no lavador Venturi por meio de um jato de líquido ou atomizador, este é quebrado em gotas de liquido de diferentes diâmetros, as quais são então transportadas ao longo do equipamento e podem sofrer processos de quebra e coalescência ao longo deste, alterando-se a distribuição de tamanho de gotas. Conforme Reitz (2003), a variação dos tamanhos das gotas pode ocorrer devido a:

1. Quebra das gotas de líquido no escoamento central devido as forças disruptivas proporcionadas pela força de arrasto, a qual deforma a gota de líquido e a rompe, processo conhecido como atomização secundária.
2. Colisões de gotas de líquido do escoamento central em um anteparo sólido ou com um filme de líquido que escoa na parede, podendo resultar em: adesão da gota ao substrato (*stick*), espalhamento do líquido na superfície (spread), reflexão (*rebound*) e atomização da gota em parcelas menores (*splash*).
3. Reentrada de líquido no escoamento central, devido a instabilidades na superfície do filme, podendo este se quebrar e resultar na formação de novas gotas de líquido.

4. Colisões entre gotas de líquido no escoamento central, resultando em diferentes regimes: choque elástico (*bouncing*), coalescência (*coalescence*), separação reflexiva (*reflexive separation*) e separação fora do centro (*off-center separation*).

Após a formação do spray dada pela atomização primária do líquido na saída do bico atomizador, essas gotas podem sofrer deformação devido à força de arrasto aerodinâmica do escoamento ao redor desta, podendo, em alguns casos, ocorrer uma nova atomização das gotas, conhecido como atomização secundária, conforme Guildenbecher, López-Rivera e Sojka (2011).

De forma a se comparar os efeitos disruptivos da força aerodinâmica com a força estabilizadora da tensão superficial da gota, utiliza-se com frequência o número adimensional Weber ($We$), conforme Equação 73.

.

$$We = \frac{\rho_c |\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|^2 D_d}{\sigma} \qquad (73)$$

Na qual $\rho_c$ é a densidade da fase contínua (kg/m$^3$), $|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|$ representa a velocidade relativa entre a fase contínua e a fase dispersa (m/s), $D_d$ é o diâmetro da gota da fase dispersa (m) e $\sigma$ é a tensão superficial da gota (kg/s$^2$).

Outro fator que amortece os efeitos disruptivos da força aerodinâmica é a viscosidade da gota, a qual afeta a deformação dessa e dissipa uma parcela da energia cedida pela força aerodinâmica. Estes fatores reduzem a probabilidade de ocorrer a atomização da gota, uma vez que líquidos com viscosidades maiores tendem a dissipar uma quantidade maior de energia, dificultando a deformação da gota e consequentemente a quebra desta. Comumente se utiliza o número adimensional de Ohnesorge ($Oh$), o qual relaciona os efeitos da força viscosa com a tensão superficial da gota, conforme Equação 74.

$$Oh = \frac{\mu_d}{(\rho_d D_d \sigma)^{0.5}} \qquad (74)$$

Na qual $\mu_d$ é a viscosidade da fase da gota (Pa.s), $\rho_d$ é a densidade da fase da gota (kg/m$^3$), $D_d$ é o diâmetro da gota da fase dispersa (m) e $\sigma$ é a tensão superficial da gota (kg/s$^2$).

De acordo com Guildenbecher, López-Rivera e Sojka (2009), para $Oh$< 0,1, os efeitos viscosos de amortecimento da gota podem ser desconsiderados em relação as forças de tensão superficial, podendo então, a quebra ser correlacionada apenas pelo número de Weber ($We$).

Brodkey apud Pilch e Erdman (1987) propôs uma correlação empírica (válida para $Oh < 10$) (Equação 75) para se determinar o número de Weber crítico em função do número de Ohnesorge, na qual, caso a gota possuísse um número de Weber maior que o Weber crítico ($We_c$), ocorreria a quebra desta.

$$We_c = 12 + 1{,}077 * Oh^{1,6} \quad (Oh < 10) \qquad (75)$$

Pilch e Erdman (1987) compararam a correlação obtida por Brodkey apud Pilch e Erdman (1987) com dados experimentais de diversos autores e confirmaram que, com o aumento do número de Ohnesorge, maior a dificuldade de se ocorrer a quebra da gota (aumento do número de Weber crítico), uma vez que maior é efeito estabilizador das forças viscosas da gota.

Com relação a deposição de líquido na parede do equipamento, este pode ser dividido em colisões com parede quente, colisões com parede fria e colisões com filme de líquido, conforme definido por Rein (1993).

Mundo, Sommerfeld e Tropea (1994) realizaram medidas experimentais de colisões de gotas de líquido em um anteparo sólido, variando a velocidade da gota, o ângulo de incidência e a rugosidade da superfície. Como resultado, os autores obtiveram que para o choque em uma parede lisa, as características das gotas secundárias formadas dependiam das propriedades do fluido e de características cinéticas, diferentemente do caso com a parede rugosa, em que as características das gotas secundárias não dependiam fortemente das propriedades do fluido. Os autores também separaram os regimes de adesão das gotas na parede e a atomização com base nos números adimensionais de Reynolds (Re) e Ohnesorge (Oh).

Stanton e Rutland (1998) modelaram o escoamento de um filme de líquido de combustível na parede de um sistema de ignição considerando a interação da gota e filme, assumindo os mecanismos citados no item A, de forma a se obter a distribuição de combustível em uma câmara de ignição. Os autores também

consideraram as interações de gota com gota e a atomização do líquido, ocorrendo por meio do modelo de quebra de onda.

Kataoka, Ishii e Nakayama (2000) desenvolveram uma correlação para se estimar a taxa de líquido que reentra o escoamento central. Com base no estudo, os autores obtiveram uma correlação dependente do número de Weber, Reynolds total e do filme de líquido.

Weiss (2005) estudou a deposição de líquido em uma superfície vertical com e sem a presença de um filme de líquido, para diferentes ângulos de incidência. O autor obteve que para ângulos de incidência menores, uma maior quantidade de líquido era incorporada pelo filme de líquido. Com base em medidas da distribuição do tamanho de gotas ao longo de uma distância perpendicular a este filme, o autor obteve a presença de gotas com diâmetros menores formadas perto do filme, enquanto para regiões mais distantes, gotas de diâmetro maiores estavam presentes.

Diferentes modelos de taxa de reentrada de líquido são propostos na literatura, como Patruno et al. (2009), Sawant, Ishii e Mori (2009) e Zhang e Hewitt (2017).

Para o resultado da colisão entre duas gotas de líquido, estas podem ser divididas em diferentes regimes, como choque elástico (*bouncing*), coalescência (*coalescence*), separação reflexiva (*reflexive separation*) e separação fora do centro (*off-center separation*), por meio do número adimensional Weber e um parâmetro, o qual pode ser a razão entre os diâmetros das gotas ou o ângulo de incidência do choque. Os regimes podem então ser apresentados no formato de um diagrama, conforme Figura 6.

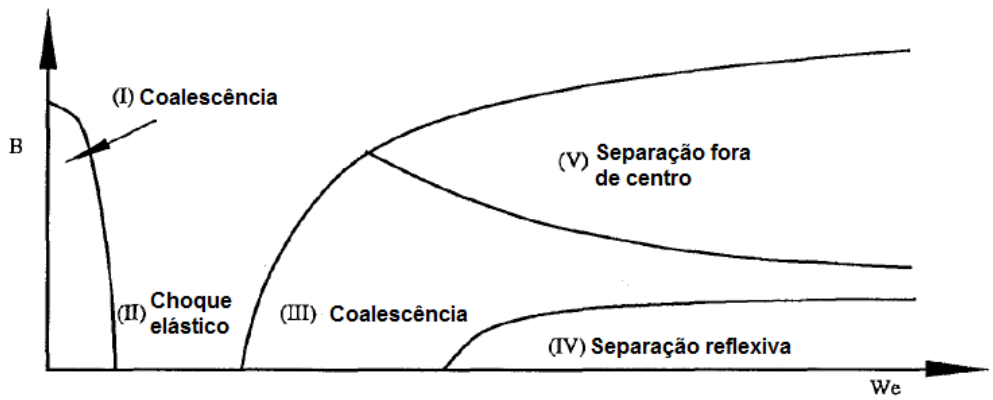


Figura 6: Regimes de choque entre gotas com base no número de Weber (We) e um parâmetro de impactação (B) (QIAN, TRYGGVASON, LAW, 1997)

Ashgriz e Poo (1990) estudaram experimentalmente o choque entre gotas para diferentes valores de Weber e relação entre os diâmetros das gotas e caracterizaram os regimes de colisão com base no número de Weber, parâmetro de colisão e razão de diâmetro entre as gotas. Os autores também notaram a variação da quantidade de gotas formadas para diferentes parâmetros de colisão nos regimes de choque elástico e separação.

Qian, Tryggvason e Law (1997) estudaram o choque entre gotas de líquido experimentalmente e compararam os resultados com simulações computacionais que acompanhavam a interface entre as fases. Os autores observaram dois regimes de coalescência para números de Weber diferentes e uma boa representação dos experimentos foi obtida pelas simulações.

Estrade et al. (1999) estudaram a colisão de gotas de etanol para diferentes parâmetros de impactação e relação de diâmetros das gotas, obtendo resultados experimentais semelhantes aos de Ashgriz e Poo (1990), devido a presença de quantidades diferentes de gotas formadas após as colisões. Com base em um balanço de energia, os autores formularam uma correlação para a transição do regime de coalescência e choque elástico.

Simulações numéricas diretas de choques entre gotas para diferentes valores de viscosidade foram feitas por Gotaas et al. (2007) e comparadas com dados experimentais. Com base no estudo, os autores obtiveram a variação da fronteira do regime de separação por alongamento para diferentes valores de viscosidade e propuseram uma correlação ajustada com os dados experimentais para a representação desta fronteira.

A utilização de choque binário de gotas imiscíveis para o encapsulamento de líquido foi estudada por Planchette, Lorenceau e Brenn (2010), em que os autores reportaram o encapsulamento do líquido com uma espessura variável dependente dos parâmetros de impactação utilizados.

Krishnan e Loth (2015) estudaram os efeitos de pressão do sistema e tensão superficial do líquido nos resultados da colisão de gotas, obtendo que a probabilidade de se ocorrer choque elástico entre as gotas era maior para maiores pressões e viscosidades do líquido. Os autores também modificaram as correlações que definiam os diferentes regimes de colisão com base nos dados obtidos.

### 2.9.1 Mecanismo de atomização secundária e regimes de quebra de gota

Após a injeção de uma gota de líquido no meio contínuo, esta pode sofrer deformações devido às forças disruptivas do meio contínuo e dependendo das condições do escoamento da fase contínua e da gota de líquido, essa gota pode sofrer fragmentação, a qual pode ser caracterizada com base nos números adimensionais Weber (Equação 73) e Ohnesorge (Equação 74), conforme Guildenbecher, López-Rivera e Sojka (2009).

Pilch e Erdman (1987) e Hsiang e Faeth (1992), com base em experimentos realizados pelos próprios autores e por outros da literatura, classificaram diferentes regimes de quebra de gotas em função do número de Weber, para casos com Ohnesorge < 0,1, conforme apresentado na Tabela 2.

Tabela 2: Regimes de quebra de gotas para Ohnesorge < 0,1, com base na classificação de Pilch e Erdman (1987) e Hsiang e Faeth (1992)

| Mecanismo de quebra secundária | Número de transição de Weber |
|---|---|
| Ruptura vibracional (*Vibrational breakup*) | We < ~12 |
| Ruptura tipo bolsa (*Bag breakup*) | ~12 < We < ~35 |
| Ruptura tipo multímodo (*Multimode breakup*) | ~35 < We < ~80 |
| Ruptura tipo folha e filetes (*Sheet-thinning*) | ~80 < We < ~350 |
| Ruptura catastrófica (*Catastrophic breakup*) | We > ~350 |

As características de cada regime de quebra de gota são descritos a seguir, conforme Pilch e Erdman (1987), Guildenbecher, López-Rivera e Sojka (2009) e Guildenbecher, López-Rivera e Sojka (2011) e ilustrados na Figura 7.

1. Ruptura vibracional (*Vibrational breakup*): este tipo de ruptura ocorre em regimes nos quais se têm um baixo número de Weber e pode não ocorrer dependendo do sistema. As gotas geradas por essa quebra possuem dimensões semelhantes à gota inicial.
2. Ruptura tipo bolsa (*Bag breakup*): devido à diferença de pressão na superfície da gota, esta se deforma, assumindo um formato achatado, a qual devido à passagem do fluido da fase contínua acaba sendo arrastada e surge uma bolsa de líquido no centro da gota achatada, a qual acaba rompendo-se em um anel central e gotículas menores, conforme esquemas da Figura 7.
3. Ruptura multímodo (*Multimode breakup*): ocorre de forma semelhante à ruptura do tipo bolsa, com a formação de uma bolsa de líquido e um pistilo

orientado no sentido do escoamento da fase contínua, as quais se quebram, gerando gotas de tamanhos menores.

4. Ruptura tipo folha e filetes (*Sheet-thinning*): na periferia da gota ocorre a formação de um pequeno filme, o qual é continuamente retirado da gota de líquido, formando então, gotas menores. Nesse mecanismo, a gota não produz as estruturas de bolsa que ocorrem nos itens 2 e 3 desta secção.
5. Ruptura catastrófica (*Catastrophic breakup*): nesse mecanismo, ocorre a formação de um grupo de gotas, as quais são novamente quebradas em gotas menores, até que os fragmentos possuam um número de Weber menor que o valor crítico.

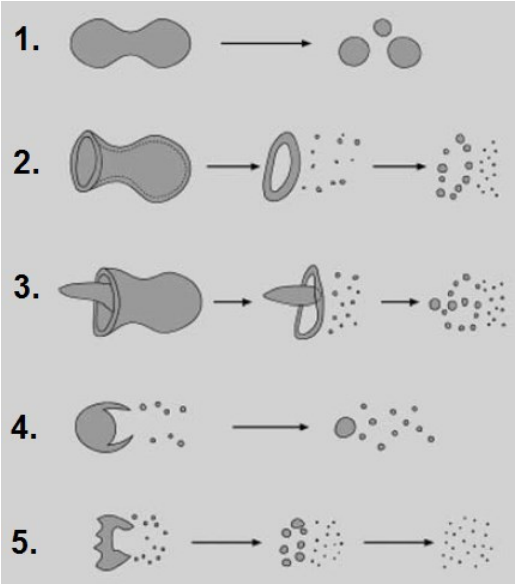


Figura 7: Mecanismos de atomização secundária, enumerados conforme itens desta secção (GUILDENBECHER, LÓPEZ-RIVERA, SOJKA, 2009)

### 2.9.2 Distribuição de diâmetros de gotas após a quebra

Após a quebra secundária da gota de líquido pelos mecanismos mencionados anteriormente, uma distribuição de tamanho de gotas é gerada a partir da gota original. De forma a se caracterizar esta distribuição, diversos autores utilizaram medidas de perfilografia (*Shadowgraphy*) e levantaram correlações para se estimar o diâmetro de gota médio obtido após a quebra secundária.

Pilch e Erdman (1987) definiram o tempo total de quebra da gota como o tempo em que a gota e os fragmentos destas não mais sofrem o processo de quebra e definiram correlações empíricas com base no número de Weber. Os autores ainda

propuseram uma estimativa para o máximo diâmetro da gota estável, com base em parâmetros do escoamento, conforme pode ser observado na Equação 76.

$$D_{max} = We_c \frac{\sigma}{\rho_c |\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|^2} \left(1 - \frac{V_d}{|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|}\right)^{-2} \qquad (76)$$

Na qual $D_{max}$ é o máximo diâmetro da gota estável (m), $We_c$ é o número de Weber crítico, $\sigma$ é a tensão superficial da gota (kg/s$^2$), $\rho_c$ é a densidade da fase da contínua (kg/m$^3$), $|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|$ representa a velocidade relativa inicial entre a fase contínua e a fase dispersa (m/s) e $V_d$ é a velocidade final da nuvem de gotas após o tempo total de quebra (m/s), conforme Pilch e Erdman (1987).

Hsiang e Faeth (1992) com base em experimentos conseguiram obter uma expressão empírica correlacionando o diâmetro médio de Sauter das gotas formadas após a ruptura pelo mecanismo tipo bolsa, multímodo e tipo folha e filetes com parâmetros do escoamento, expressa pela Equação 77.

$$\frac{\rho_c D_{32} |\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|^2}{\sigma} = 6{,}2 \left(\frac{\rho_d}{\rho_c}\right)^{0{,}25} \left(\frac{\mu_d}{\rho_d D_0 |\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|}\right)^{0{,}5} We \qquad (77)$$

Na qual $\rho_c$ é a densidade da fase da contínua (kg/m$^3$), $D_{32}$ é o diâmetro de Sauter das gotas formadas (m), $|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|$ representa a velocidade relativa inicial entre a fase contínua e a fase dispersa (m/s), $\sigma$ é a tensão superficial da gota (kg/s$^2$), $\rho_d$ é a densidade da fase da líquida (kg/m$^3$), $\mu_d$ é a viscosidade da fase da gota (Pa.s), $D_0$ é o diâmetro inicial da gota de líquido (m) e $We$ é o número de Weber inicial da gota.

Hsiang e Faeth (1993) obteve uma correlação empírica para a velocidade das gotas formadas após a quebra com base no diâmetro destas, obtendo a Equação 78, a qual pode ser utilizada em conjunto com a Equação 76, para determinação do máximo diâmetro da gota estável.

$$\frac{|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|}{V_d} - 1 = 2{,}7 \left[\left(\frac{\rho_c}{\rho_d}\right)^{0{,}5} \frac{D_0}{D_d}\right]^{0{,}667} \qquad (78)$$

Na qual $|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|$ representa a velocidade relativa inicial entre a fase contínua e a fase dispersa (m/s), $V_d$ é a velocidade final da gota de líquido após a quebra

(m/s), $\rho_c$ e $\rho_d$ são as densidades, respectivamente, das fases contínua e líquida (kg/m$^3$), $D_0$ é o diâmetro inicial da gota de líquido (m) e $D_d$ é o diâmetro da gota após a quebra (m).

Wert (1995) propôs uma equação semelhante à de Hsiang e Faeth (1992), para determinação do diâmetro médio de Sauter das gotas formadas pela atomização secundária, para gotas com Ohnesorge < 0,1, utilizando as correlações do tempo total de quebra de gota de Pilch e Erdman (1987), obtendo a relação conforme Equação 79.

$$\frac{\rho_c D_{32} |\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|^2}{\sigma} = 0{,}32 \left( We \frac{t_b - t_i}{t^*} \right)^{0{,}667} \qquad (79)$$

Na qual $\rho_c$ é a densidade da fase da contínua (kg/m$^3$), $D_{32}$ é o diâmetro de Sauter das gotas formadas (m), $|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|$ representa a velocidade relativa inicial entre a fase contínua e a fase dispersa (m/s), $\sigma$ é a tensão superficial da gota (kg/s$^2$), $\rho_d$ é a densidade da fase da líquida (kg/m$^3$), $We$ é o número de Weber inicial da gota, $t_b$ é o tempo total de quebra da gota (s), $t_i$ é o tempo necessário para se deformar a gota de líquido (s) e $t^*$ é um tempo característico (s), conforme definido por Pilch e Erdman (1987).

### 2.9.3 Modelos de quebra de gota

De forma a se simular o processo de atomização de sprays de líquidos combustíveis utilizando técnicas de fluidodinâmica computacional, modelos de quebra de gotas foram propostos, conforme Chryssakis, Assanis e Tanner (2011). Os autores citam que os modelos para a atomização secundária de gotas mais utilizados são o modelo de quebra por analogia de Taylor (TAB - *Taylor Analogy Breakup*) e a quebra por instabilidade de onda (*Wave*).

O'Rourke e Amsden (1987) modelaram a deformação sofrida pela gota como um sistema composto por um peso e uma mola, na qual o deslocamento da posição inicial da mola representaria a deformação da gota, o coeficiente de restituição da mola seria correlacionado com a tensão superficial do líquido e o amortecimento do sistema representaria os efeitos viscosos do líquido da gota, podendo-se escrever a Equação 80 para o sistema, conforme Marek (2013).

$$m_d \frac{d^2x}{dt^2} = F_a - kx - \eta \frac{dx}{dt} \quad (80)$$

Na qual $m_d$ é a massa da gota de líquido (kg/m$^3$), $x$ é a deformação da gota de líquido (m), $F_a$ é a força de arrasto na gota de líquido (N), $k$ é o coeficiente de restituição da mola relacionado com a tensão superficial do líquido (N/m) e $\eta$ é o amortecimento do sistema relacionado com a viscosidade do líquido (N.s/m).

Utilizando a analogia de Taylor, podem-se substituir os termos da Equação 80 por termos relacionados ao escoamento e propriedades do líquido da gota, conforme Chryssakis, Assanis e Tanner (2011). Adimensionalizando a deformação da gota de líquido (x), obtém-se a Equação 81, ocorrendo a quebra da gota caso o termo de deformação adimensionalizada ultrapasse o valor unitário.

$$\frac{d^2\hat{x}}{dt^2} = \frac{C_f \rho_c |\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|^2}{C_b \rho_d {r_d}^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_d {r_d}^3}\hat{x} - \frac{C_\eta \mu_d}{\rho_d {r_d}^2}\frac{d\hat{x}}{dt} \quad (81)$$

Na qual $\hat{x}$ é a deformação adimensionalizada da gota, $\rho_c$ é a densidade da fase contínua (kg/m$^3$), $|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|$ representa a velocidade relativa inicial entre a fase contínua e a fase dispersa (m/s), $\rho_d$ é a densidade da fase da líquida (kg/m$^3$), $r_d$ é o raio da gota de líquido (m), $\sigma$ é a tensão superficial da gota (kg/s$^2$), $\mu_d$ é a viscosidade da fase da gota (Pa.s), $C_f$, $C_b$, $C_k$ e $C_\eta$ são constantes do modelo, com valores 1/3, 1/2, 8 e 5 (CHRYSSAKIS, ASSANIS, TANNER, 2011). De acordo com Marek (2013), o coeficiente $C_\eta$ deveria ter valor 10.

Ao se resolver a Equação 81 supondo-se que no instante inicial, a gota de líquido não está deformada e possui uma taxa de deformação nula, pode-se obter a Equação 82, conforme implementado no software CFX 15.0 (ANSYS, 2013).

$$\hat{x}(t) = We\left[\frac{C_f}{C_k C_b} - e^{-\frac{t}{t_d}}\left(\cos(\omega t) + \frac{1}{\omega t_d}\sin(\omega t)\right)\right] \quad (82)$$

Com $\omega$ e $t_d$ expressos pelas Equações 83 e 84.

$$t_d = \frac{2\rho_d {r_d}^2}{C_\eta \mu_d} \quad (83)$$

$$\omega^2 = C_k \frac{\sigma}{\rho_d {r_d}^3} - \frac{1}{{t_d}^2} \qquad (84)$$

Na qual os termos das Equações 82, 83 e 84 definidos conforme Equação 81.

Tanner (1997) desenvolveu o modelo de quebra E-TAB (*Enhanced - Taylor Analogy Breakup*), no qual a deformação da gota seguiu o mesmo princípio da Equação 81, porém, assumiu uma taxa de geração de gotas criadas proporcional a uma constante dependente do número de Weber da gota e uma taxa de deformação da gota negativa, de forma a se prolongar o tempo de quebra da gota, conforme explicado pelo manual do software (ANSYS, 2013).

Tanner (2004) melhorou o modelo de quebra de Tanner (1997), criando o modelo de quebra CAB (*Cascade atomization and drop Breakup*), o qual estendeu a aplicação do modelo E-TAB para a utilização deste em condições nas quais as gotas de líquido sofrem ruptura catastrófica e ajustou apenas uma constante dependente do número de Weber da gota para os 3 regimes de quebra da gota no modelo, diferentemente do modelo anterior, o qual necessitava do ajuste de 2 constantes. Recomenda-se o artigo de Tanner (2004) para maiores informações sobre o modelo de quebra CAB.

# 3 EQUIPAMENTOS ESTUDADOS

Neste capítulo apresentam-se as dimensões e características operacionais dos equipamentos de lavagem em escala piloto e escala industrial, modelados e simulados no presente estudo.

## 3.1 EQUIPAMENTO DE LAVAGEM EM ESCALA PILOTO

O equipamento de lavagem em escala piloto utilizado para se validar as simulações computacionais foi utilizado por Silva (2008). A geometria segue as especificações da Tabela 3 e possui dimensões semelhantes ao lavador Venturi utilizado nos experimentos de Silva (2008), conforme representação simplificada da Figura 8.

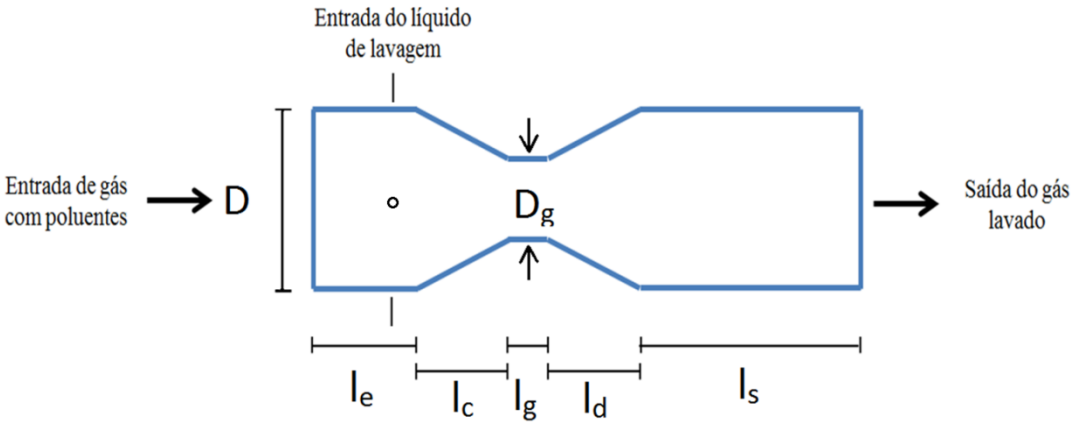


Figura 8: Geometria simplificada do lavador Venturi em escala piloto, utilizado por Silva (2008)

Tabela 3: Dimensões da geometria do lavador Venturi em escala piloto utilizado nas simulações para a validação dos modelos

| Especificação | Dimensão (mm) |
|---|---|
| Diâmetro (D) | 250 |
| Diâmetro garganta ($D_g$) | 122,5 |
| Comprimento da entrada ($l_e$) | 500 |
| Comprimento da secção convergente ($l_c$) | 230 |
| Comprimento da garganta ($l_g$) | 300 |
| Comprimento da secção divergente ($l_d$) | 740 |
| Comprimento da saída ($l_s$) | 1500 |

Silva (2008) em seus experimentos utilizou vazões mássicas de ar entre 0,483 kg/s e 0,987 kg/s (velocidades de ar na garganta entre 34 m/s e 70 m/s) e

vazões mássicas de água entre 0,013 kg/s e 0,038 kg/s, com a alimentação de líquido feita por quatro jatos no início da secção convergente e obteve experimentalmente a queda de pressão para diversas posições ao longo do comprimento do lavador.

## 3.2 EQUIPAMENTO DE LAVAGEM INDUSTRIAL

O equipamento de lavagem industrial é constituído de um lavador Venturi, conforme esquema técnico presente no apêndice (Figura A.1.2) acoplado a uma coluna em spray (Figura A.1.1), de modo que o gás lavado pelo Venturi contendo gotículas de líquido e partículas de poluente seja novamente lavado na coluna pela inserção de líquido pelos atomizadores (Figura A.1.3), aumentando-se assim o diâmetro destas gotas por processos de coalescência e promovendo o processo de separação do líquido (líquido de lavagem + poluentes) da fase gasosa, o qual ocorre por sedimentação dessas gotas de líquido no fundo da coluna de spray.

A alimentação de líquido ocorre em dois pontos diferentes no equipamento de lavagem, sendo: no Venturi (Figura A.1.2), o qual ocorre por meio de um bico injetor de cone cheio na direção do escoamento do gás, localizado no centro desse e a 400 mm da entrada (começo da secção convergente), e nos injetores, conforme esquema técnico (Figura A.1.3). A retirada de líquido ocorre pela parte inferior do equipamento e o gás lavado é liberado pela parte superior.

Devido à complexidade de se ajustar os parâmetros de convergência simulações numéricas de duas fases com a geometria completa (Venturi + coluna de spray), optou-se por se modelar primeiramente apenas o lavador Venturi, cuja geometria foi simplificada conforme Figura 9 e suas principais dimensões são dadas conforme Tabela 4.

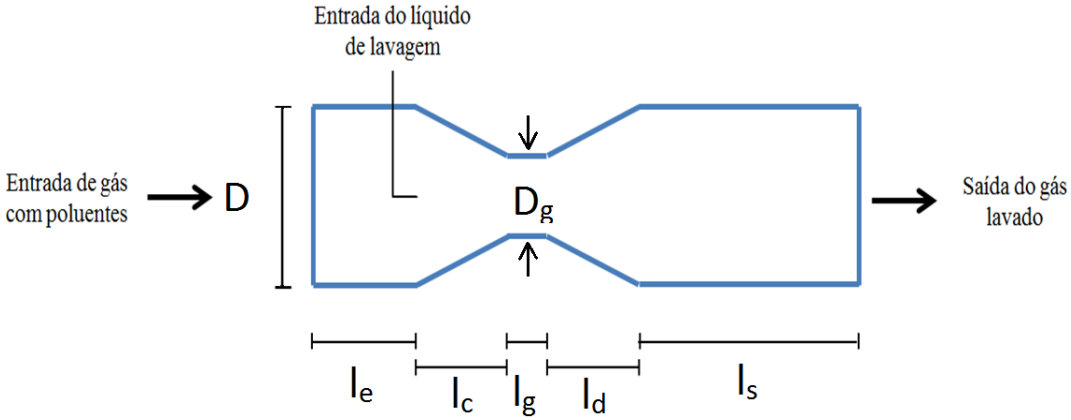

Figura 9: Geometria simplificada do lavador Venturi industrial

Tabela 4: Especificação das dimensões do lavador Venturi utilizado nas simulações

| Especificação | Dimensão (mm) |
|---|---|
| Diâmetro (D) | 600 |
| Diâmetro garganta ($D_g$) | 430 |
| Comprimento da entrada ($l_e$) | 400 |
| Comprimento da secção convergente ($l_c$) | 150 |
| Comprimento da garganta ($l_g$) | 100 |
| Comprimento da secção divergente ($l_d$) | 150 |
| Comprimento da saída ($l_s$) | 2200 |

## 3.3 CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO UTILIZADAS

Os dados de operação do lavador foram obtidos com base em um lavador industrial, sendo que a corrente gasosa possuía vazão mássica de 5,03 kg/s, com pressão atmosférica e temperatura de 25 ºC, e a vazão de líquido de lavagem era de 5 kg/s, a 25 ºC. Devido à presença de um sistema de pré-lavagem do gás localizado à montante do lavador Venturi, considera-se que o gás troca calor e massa com o líquido da pré-lavagem, entrando esse no lavador a uma temperatura próxima a ambiente, considerada como sendo de 25 ºC, e com umidade relativa próxima a da saturação. Desse modo, pode-se supor que no lavador Venturi, as gotas de líquido injetadas não reduzirão de tamanho devido aos processos de transferência de calor e massa ao longo desse.

Para as simulações do lavador Venturi industrial, simularam-se nove condições diferentes de operação do lavador Venturi em torno do valor típico de operação (vazão mássica de gás de 5,03 kg/s e vazão de líquido de 5 kg/s) conforme pode ser

visto na Tabela 5. Combinando-se os valores de vazão de líquido com a vazão da fase gás da tabela, gera-se o par de condições simulado.

Tabela 5: Condições de vazão de líquido e gás simulados

| Especificação | Vazão (kg/s) |
|---|---|
| Vazão de líquido | 2,5 |
| | 5 |
| | 6 |
| Vazão de gás | 4,02 |
| | 5,03 |
| | 6,04 |

Para as simulações do sistema de lavagem de gases utilizaram-se as mesmas condições de vazão mássica de gás, conforme a Tabela 5 e para a vazão de líquido dos sprays presentes na coluna, utilizou-se um valor de 11,1 L/min para cada bico atomizador.

# 4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo inicialmente apresentam-se e discutem-se os principais resultados obtidos pelas simulações para a validação dos modelos de escoamento multifásicos com dados de queda de pressão da literatura para um lavador Venturi em escala piloto. Posteriormente à validação do escoamento, estudou-se a quebra das gotas de líquido por meio de dois modelos de quebra de gota. Com base nos resultados de diâmetro médio de Sauter, compararam-se as simulações com dados e correlações da literatura.

Estudou-se também, o escoamento multifásico em um lavador Venturi industrial para diferentes condições do escoamento, utilizando o modelo de quebra de gota (CAB) implementado no software de CFD e comparou-se o diâmetro médio de Sauter e a distribuição de tamanho de gotas ao longo do equipamento.

Por fim, simulou-se o escoamento multifásico do sistema de lavagem de gases completo composto pelo lavador Venturi e uma coluna de Spray, em escala industrial.

## 4.1 VALIDAÇÃO DOS MODELOS EULER-EULER E EULER-LAGRANGE PARA O LAVADOR VENTURI EM ESCALA PILOTO

Devido à dificuldade de se realizar medidas experimentais no lavador Venturi industrial utilizado no presente trabalho, optou-se por validar as simulações utilizando as diferentes técnicas de modelagem multifásica (Euler-Euler e Euler-Lagrange), tomando-se como base experimentos conduzidos por Silva (2008) em um lavador Venturi em escala piloto com diâmetro de entrada de 250 mm e o diâmetro da garganta de 122,5 mm.

A geometria construída no software segue as especificações do item 3.1 e possui dimensões semelhantes ao lavador Venturi utilizado nos experimentos de Silva (2008).

A malha computacional da geometria, conforme apresentada na Figura 10, foi construída utilizando-se a ferramenta *Meshing* do ANSYS e possuía 1172400 elementos (1170800 hexaédricos), com uma camada de 10 elementos hexaédricos de altura variável, possuindo 1 mm de altura na primeira camada próximo a parede, de forma a se controlar e ajustar o critério *Yplus*. Construiu-se a malha na superfície

de entrada da geometria e aplicou-se o método *Sweep*, o qual utilizou a malha criada na superfície da entrada para toda a geometria.

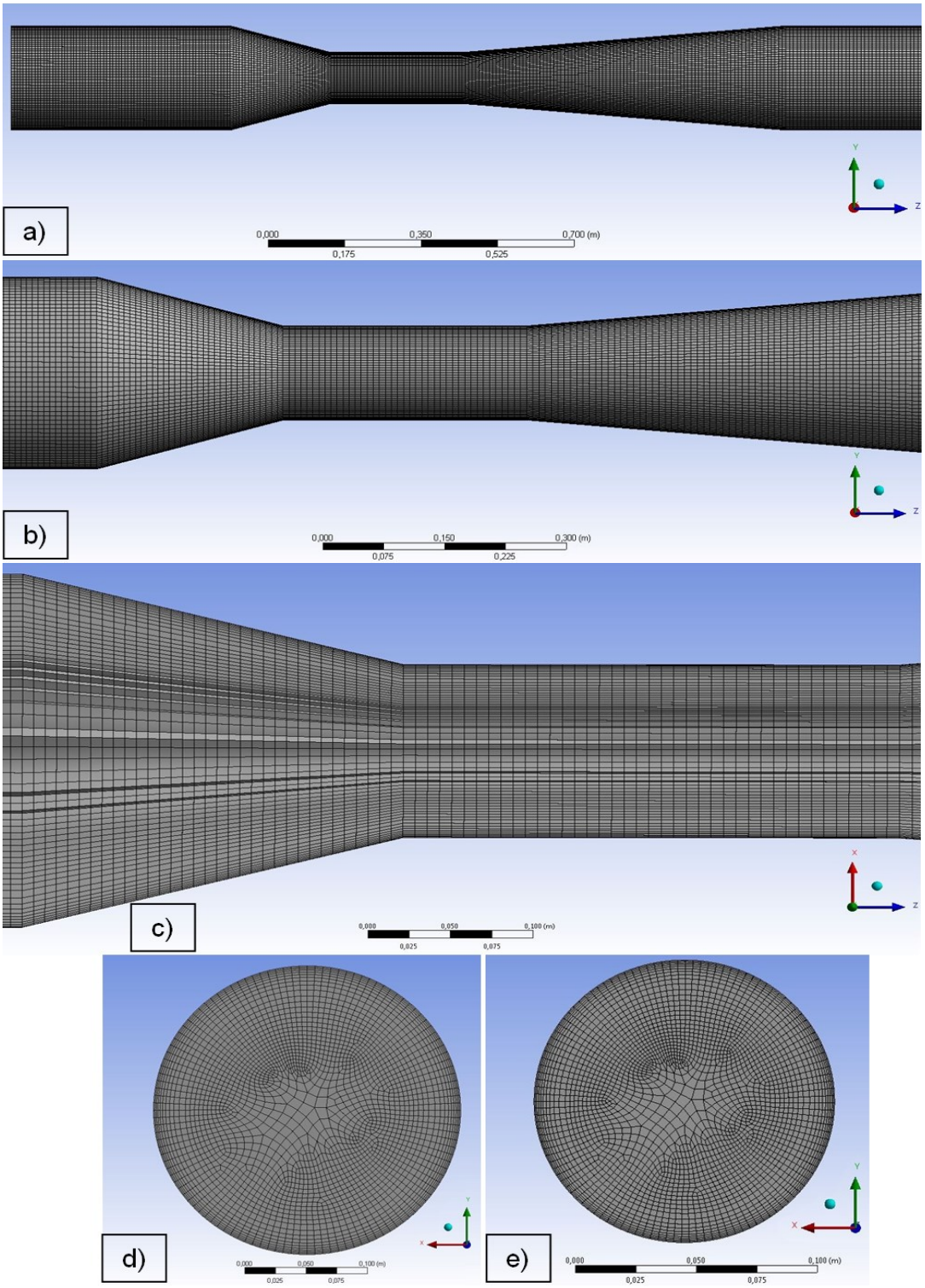


Figura 10: a) Malha computacional na superfície da geometria do lavador Venturi; b) Aumento da escala do item a), de forma a se visualizar as regiões convergente, garganta e difusora do lavador; c) Malha computacional em um corte realizado no centro da geometria; d) Malha em corte transversal ao escoamento na região de entrada da secção convergente; e) Malha em um corte transversal na região de entrada da secção da garganta

Pode-se perceber pela Figura 10, a presença de uma região com altura fixa na parede do lavador Venturi e a malha criada pelo método utilizado em diferentes secções transversais do lavador.

De forma a se definir os tamanhos dos passos de tempo usados (Eulerianos e Lagrangianos), adotaram-se os critérios 1 e 2 (Item 3.7.1) sugeridos por Laín e Sommerfeld (2003). De modo a se calcular o tempo necessário para a gota cruzar o elemento de volume (critério 1), estimaram-se as dimensões dos elementos de volume computacionais na região onde ocorre a injeção de líquido e obteve-se um comprimento de 7,5 mm (direção paralela ao escoamento) e uma altura de 3 mm (direção perpendicular ao escoamento). Por meio dos dados de Silva (2008), obteve-se que a velocidade relativa da gota na direção do escoamento podia variar de 0 m/s (gota de líquido possui a mesma velocidade do ar) até 70 m/s (máxima velocidade relativa possível entre a gota de líquido e o ar) e a velocidade da gota perpendicular ao escoamento podia ser dada conforme a velocidade de injeção do jato de líquido, assumindo um valor máximo de 8 m/s.

Calculou-se então, o tempo necessário para a gota de líquido cruzar o elemento de volume como sendo a divisão entre o tamanho do elemento pela velocidade relativa e obteve-se um valor mínimo de $10^{-4}$ s.

De modo a se calcular o tempo de resposta da gota (critério 2), supôs-se que as gotas produzidas pela injeção de líquido possuíam diâmetros que variavam entre 10 μm e 2000 μm e que a velocidade relativa variava de 0 a 70 m/s, conforme explicado anteriormente. Calculou-se o tempo de resposta e obteve-se um valor mínimo de $3.10^{-4}$ s. Conforme sugerido por Laín e Sommerfeld (2003), utilizou-se como tamanho de passo Lagrangiano 25% do valor mínimo obtido pelos critérios 1 e 2, obtendo-se um tamanho de passo de cerca de $2,7.10^{-5}$ s. Definiu-se que a cada 4 integrações numéricas para as gotas de líquido, um novo cálculo para a fase contínua seria realizado, obtendo-se um valor de $10^{-4}$ s para o passo Euleriano. Para as simulações de validação, o tempo total de simulação computacional foi de 0,5 s (5000 passos de tempo) e o critério de convergência (RMS) foi mantido em $10^{-5}$.

Para a simulação com uma vazão de ar de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s), obteve-se um valor máximo de 120 para o critério de *Yplus* na região de início da secção da garganta, sendo um resultado esperado, uma vez que nessa região ocorre a maior velocidade próximo à parede, devido à diminuição da secção transversal. Ao longo da secção da garganta ocorreu uma diminuição desse

critério, uma vez que o escoamento da fase gasosa se desenvolveu, diminuindo-se então, a velocidade próximo a parede e consequentemente, o valor de *Yplus.* Na secção divergente, devido ao aumento da área transversal, ocorreu uma diminuição da velocidade da fase gasosa e uma diminuição do *Yplus* ao longo desta secção, obtendo-se um valor mínimo de 23. A variação dos valores de *Yplus* na região da parede do lavador pode ser observada na Figura 11.

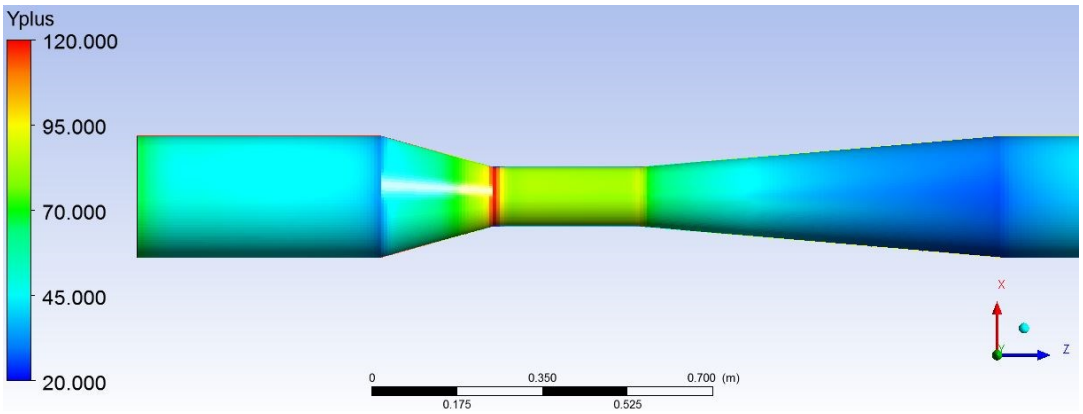


Figura 11: Valores do critério *Yplus* na parede do lavador Venturi para a simulação com vazão mássica de ar de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s)

De acordo com a empresa LEAP (2016) se é recomendável utilizar valores de *Yplus* menores que 500, uma vez para valores maiores que este, efeitos próximos as paredes não serão capturados pelos modelos de turbulência. Ainda de acordo com a empresa, os modelos de turbulência implementados nos softwares de CFD da ANSYS são independentes do critério de *Yplus*, uma vez que para altos números de Reynolds, se resolveria o escoamento como totalmente turbulento com a aplicação da lei de parede, enquanto que para os casos em que se possui um número de Reynolds baixo, ocorreria a resolução da camada limite sempre que aplicável e o escoamento turbulento. Portanto, pelos valores de *Yplus* da Figura 11 percebe-se que os valores ficaram dentro da faixa de valores recomendados.

### 4.1.1 Simulações utilizando as técnicas Euler-Euler e Euler-Lagrange, para distribuição de tamanho de gotas monodispersa

Para um estudo preliminar, compararam-se as duas técnicas de modelagem de escoamento multifásico utilizando uma distribuição monodispersa de gotas de líquido, com os dados de perda de pressão obtidos por Silva (2008) para um lavador

Venturi em escala piloto. Determinou-se o diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido produzidas pela injeção desse na parede por meio da equação proposta por Boll et al. (1974) (Equação 53).

$$D_{32} = \frac{4{,}22 * 10^{-2} + 5{,}77 * 10^{-3} \left(\frac{1000 Q_d}{Q_g}\right)^{1{,}922}}{{v_{lg}}^{1{,}602}} \qquad (53)$$

O líquido nas simulações foi injetado em 4 posições igualmente espaçadas no início da secção convergente do lavador por meio da injeção de gotas de líquido com velocidade de 1 m/s, perpendicularmente a parede do lavador, conforme realizado nas simulações computacionais de Silva (2008).

Para as simulações computacionais obteve-se a pressão ao longo de uma linha de referência posicionada na parede do lavador e para cada caso estudado, subtraiu-se o valor da pressão no início da secção convergente (z = 500 mm do inicio da geometria computacional), de forma a se obter a queda de pressão com base na posição em que ocorre a entrada de líquido. As quedas de pressão obtidas pelas simulações utilizando as duas técnicas Euler-Euler (E-E) e Euler-Lagrange (E-L) foram comparadas com 3 diferentes experimentos (SILVA, 2008), para vazões de líquido constante ($W_l$ = 0,013 kg/s) e diferentes vazões de gás, conforme pode ser visto na Figura 12.

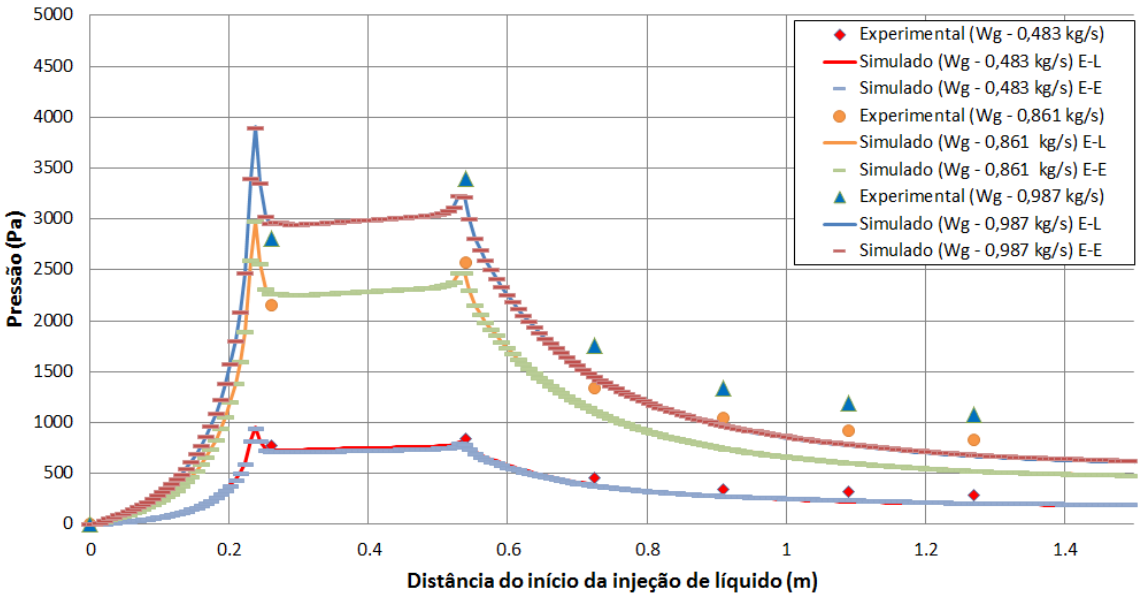


Figura 12: Comparativo das perdas de pressão para uma vazão constante de líquido ($\mathbf{W_l}$ = 0,013 kg/s) entre as simulações multifásicas e dados experimentais

Pode-se notar pela Figura 12, que a pressão no lavador Venturi, tanto pelas simulações computacionais quanto pelos experimentos, diminui ao longo do comprimento da secção convergente, de forma a se acelerar o fluido, notando-se o efeito inverso na região divergente do equipamento, na qual ocorre uma recuperação parcial da pressão, devido à desaceleração do fluido. Para ambas as abordagens utilizadas nas simulações, percebe-se um aumento da perda de pressão nas regiões de transição do equipamento, fato que pode ser explicado devido a estas regiões apresentarem perto da parede, variações na velocidade do gás, as quais acabam por induzir um aumento da pressão. Caso se utilizasse uma pressão média na secção transversal do equipamento, não se notaria esses efeitos de aumento de pressão. Nas simulações utilizando ambas as técnicas, obteve-se uma boa adequação com os dados experimentais para as secções convergente e da garganta do lavador, embora ocorra um distanciamento desta na secção divergente. Percebe-se essa mesma característica nas simulações obtidas por Silva (2008), conforme apresentado na Figura 13.

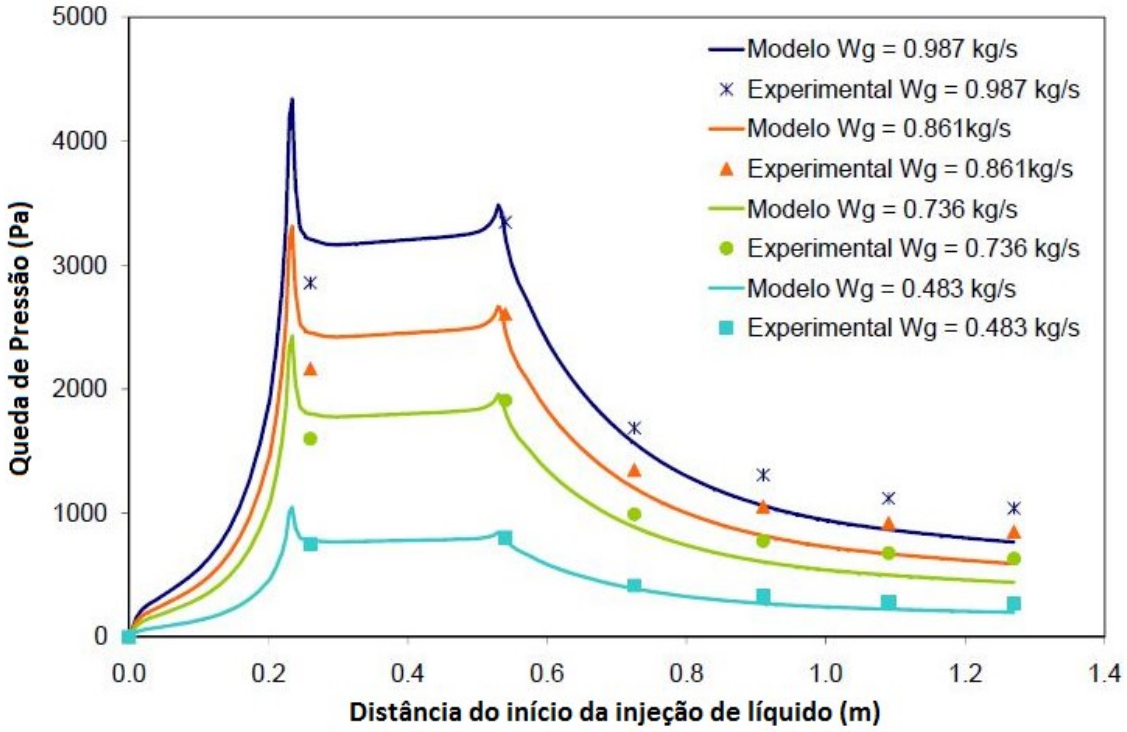


Figura 13: Comparativo entre as quedas de pressão para as simulações utilizando a técnica Euler-Lagrange e dados experimentais, para uma vazão constante de líquido ($\mathbf{W_l = 0,013}$ kg/s) (SILVA, 2008)

Para as simulações com vazão mássica de ar de 0,861 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s, comparou-se a distribuição de líquido em um plano localizado no centro do lavador Venturi para as duas técnicas utilizadas, conforme pode ser observado na Figura 14. Pode-se notar em ambas as simulações o deslocamento do líquido para a região inferior do equipamento devido á gravidade. Notou-se que para ambas as técnicas, ao se utilizar apenas uma classe de diâmetro para as gotas de líquido não se observou uma boa dispersão destas. Devido a esse fato, estudou-se a utilização de uma distribuição de tamanho de gotas para a modelagem da injeção de líquido.

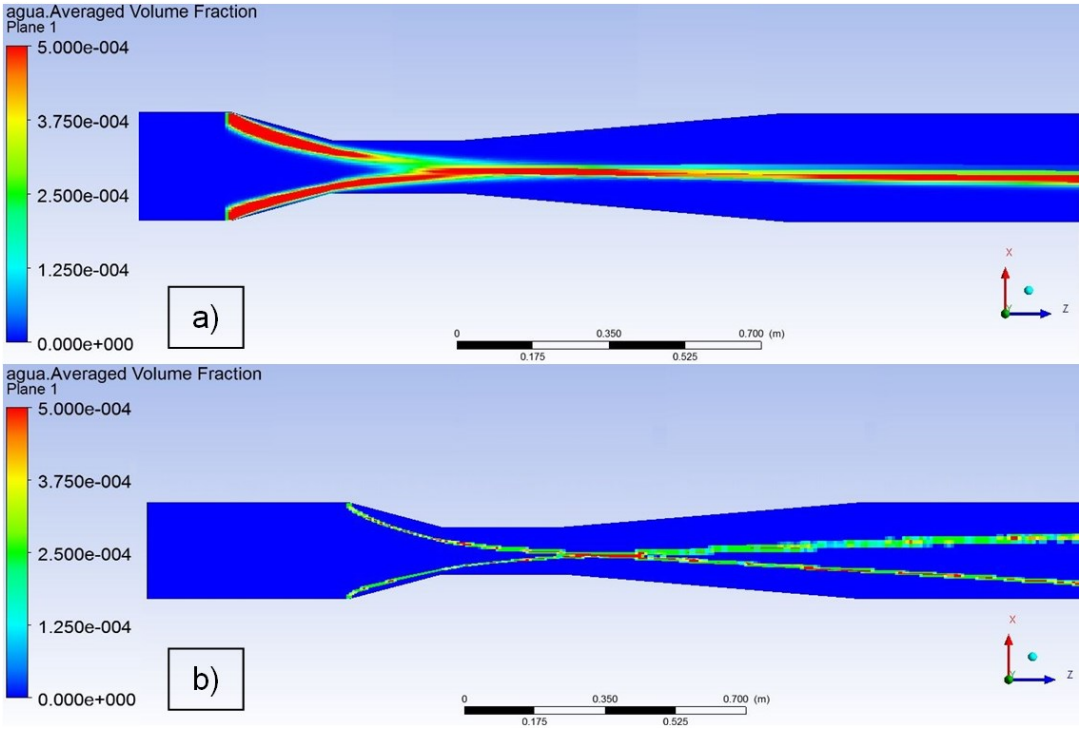


Figura 14: Fração volumétrica média de líquido para um corte realizado no centro do lavador, com vazão mássica de ar de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para: a) Técnica Euler-Euler; b) Técnica Euler-Lagrange

Comparou-se a energia cinética turbulenta do gás para o mesmo caso descrito anteriormente, conforme pode ser visto na Figura 15, na qual se observou para a simulação utilizando a técnica Euler-Lagrange, uma maior variação deste parâmetro devido a passagem das gotas de líquido na região da garganta do lavador Venturi. Notou-se um comportamento semelhante da energia cinética turbulenta do gás na região divergente para as duas técnicas utilizadas, nas quais, próximo à parede ocorre uma maior variação na flutuação da velocidade do meio contínuo, gerando maiores valores para a energia cinética nestas.

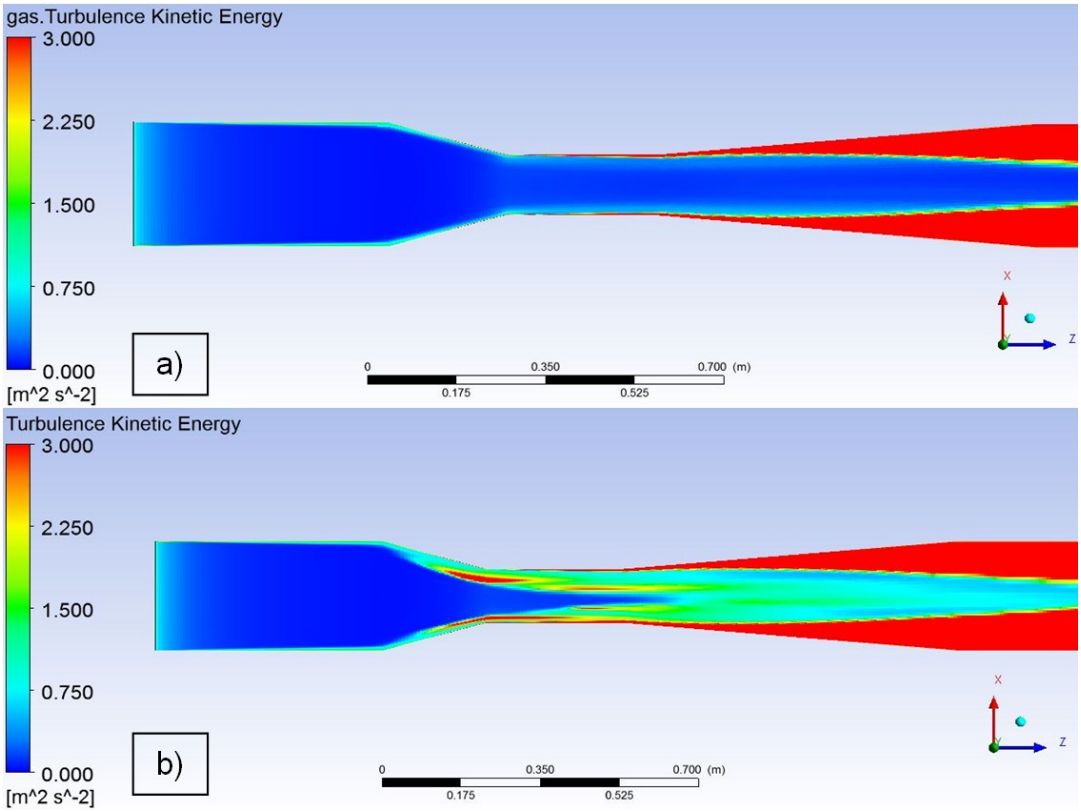


Figura 15: Energia cinética turbulenta para um corte no centro do lavador, com vazão mássica de ar de 0,861 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para: a) Técnica Euler-Euler; b) Técnica Euler-Lagrange

### 4.1.2 Simulações utilizando a técnica Euler-Lagrange e distribuição de tamanho de gotas

Devido as gotas de líquido nas simulações computacionais não apresentarem uma dispersão ao longo do lavador, decidiu-se utilizar uma distribuição de tamanho de gotas para a injeção de líquido, utilizando-se a técnica Euler-Lagrange. Assumiu-se que a distribuição de tamanho das gotas formadas no lavador Venturi era semelhante à distribuição de Rosin-Rammler, utilizada por diversos autores em estudos com lavadores Venturi (GONÇALVES et al., 2004; TALAIE; FATHIKALAJAHI; TAHERI, 2008; AHMADVAND; TALAIE, 2010) e verificado por Alonso et al. (2001), os quais mediram experimentalmente as distribuições de tamanho de gotas para diferentes vazões de líquido e gás e obtiveram que essas podiam ser representadas pela distribuição de Rosin-Rammler.

Utilizou-se o diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ($D_{32}$) obtido por meio da Equação 54 (BOLL et al., 1974) e o valor de 2,15 para o parâmetro $n_1$, conforme Gonçalves et al. (2004), obtendo-se a distribuição do tamanho das gotas

conforme a Equação 38. Para as simulações computacionais utilizaram-se as mesmas características explicadas no Item 4.1.

$$1 - \varphi = \exp\left(-\left(\frac{D_d}{X_1}\right)^{n_1}\right) \quad (38)$$

Comparou-se a perda de pressão na parede do lavador para as simulações que utilizaram uma distribuição monodispersa de gotas de líquido com as que utilizaram uma distribuição de Rosin-Rammler, para vazão de líquido constante ($W_l = 0{,}013$ kg/s) e diferentes vazões de gás, conforme Figura 16.

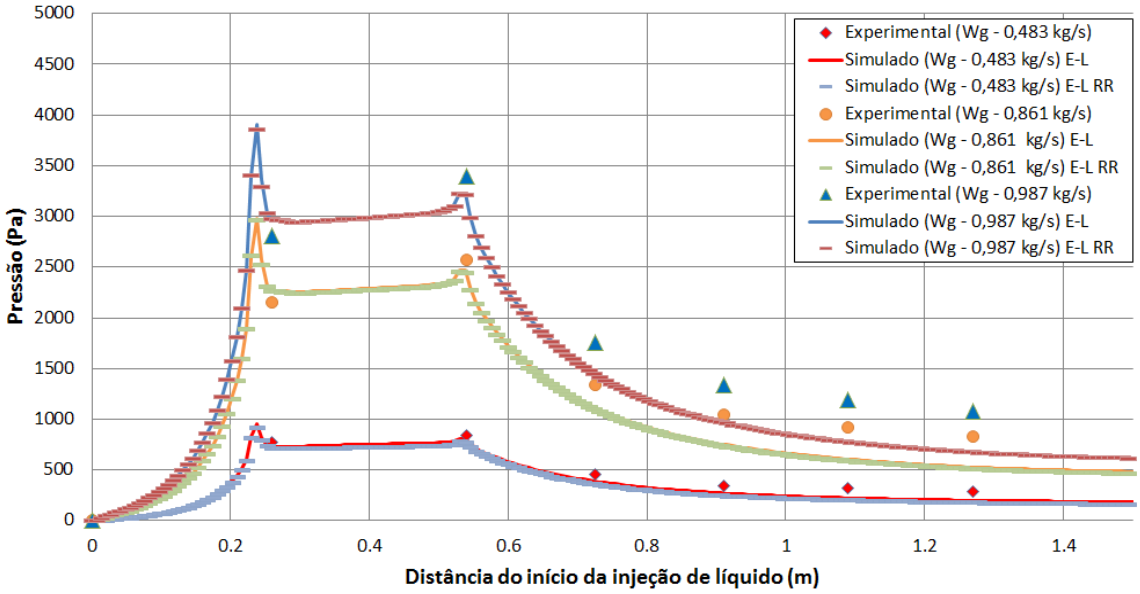


Figura 16: Comparativo das perdas de pressão para uma vazão constante de líquido ($\mathbf{W_l = 0,013}$ kg/s) entre as simulações utilizando uma distribuição monodispersa de gotas (E-L) com as que utilizaram uma distribuição de Rosin-Rammler (E-L RR)

Percebe-se pela Figura 16 que a utilização de uma distribuição de tamanho de gotas pouco afetou a queda de pressão ao longo do lavador. Na Figura 17 observa-se que gotas com diâmetros menores foram desviadas de sua trajetória mais rapidamente que gotas com diâmetros maiores. Porém, para os casos que utilizaram uma distribuição de tamanho de gotas, notou-se uma maior dispersão destas ao longo da secção transversal do lavador devido a presença de diâmetros de gotas diferentes, os quais resultaram em diferentes tempos de resposta das gotas e diferentes forças de arrasto proporcionadas pela fase gasosa. A dispersão pode ser explicada pelo fato de gotas com diâmetros maiores apresentarem uma inércia maior e necessitarem de um tempo maior para alterarem a sua trajetória

enquanto gotas menores, por apresentarem uma menor inércia, alteram sua trajetória mais rapidamente. Para o caso com vazão mássica de ar de 0,483 kg/s, notou-se que o arraste das gotas de líquido não foi suficiente para evitar que essas se chocassem com a parede oposta à injeção de líquido, conforme pode ser visto no Apêndice 2.

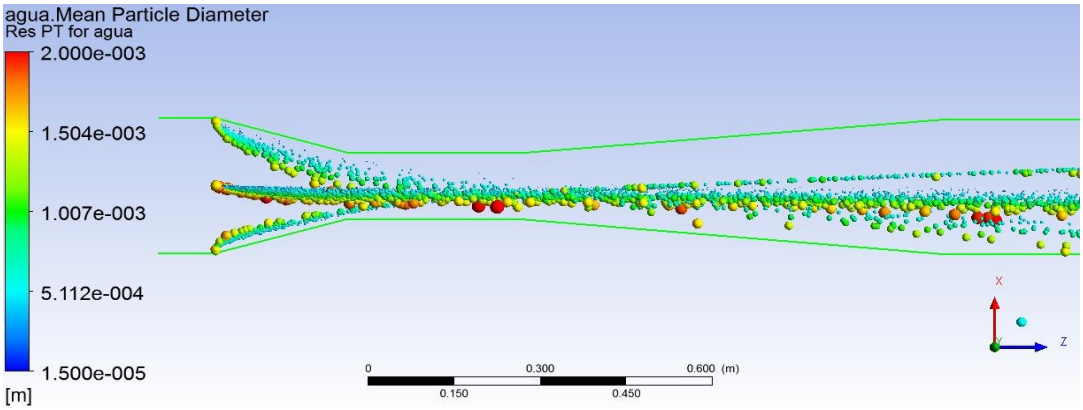


Figura 17: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,5 s) para uma vazão mássica de ar de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s

Pela Figura 17 percebe-se que as gotas com diâmetros maiores acabam por se acumular na região inferior do lavador Venturi devido a gravidade e nota-se a presença de gotas com diâmetros da ordem de 2 mm na região da garganta do lavador, as quais deveriam sofrer atomização secundária devido à uma alta velocidade do gás na região da garganta (~60 m/s).

Obtiveram-se as frações volumétricas de líquido em um plano central do lavador Venturi, para as simulações utilizando na injeção uma distribuição monodispersa de gotas e uma distribuição de Rosin-Rammler, conforme apresentado na Figura 18.

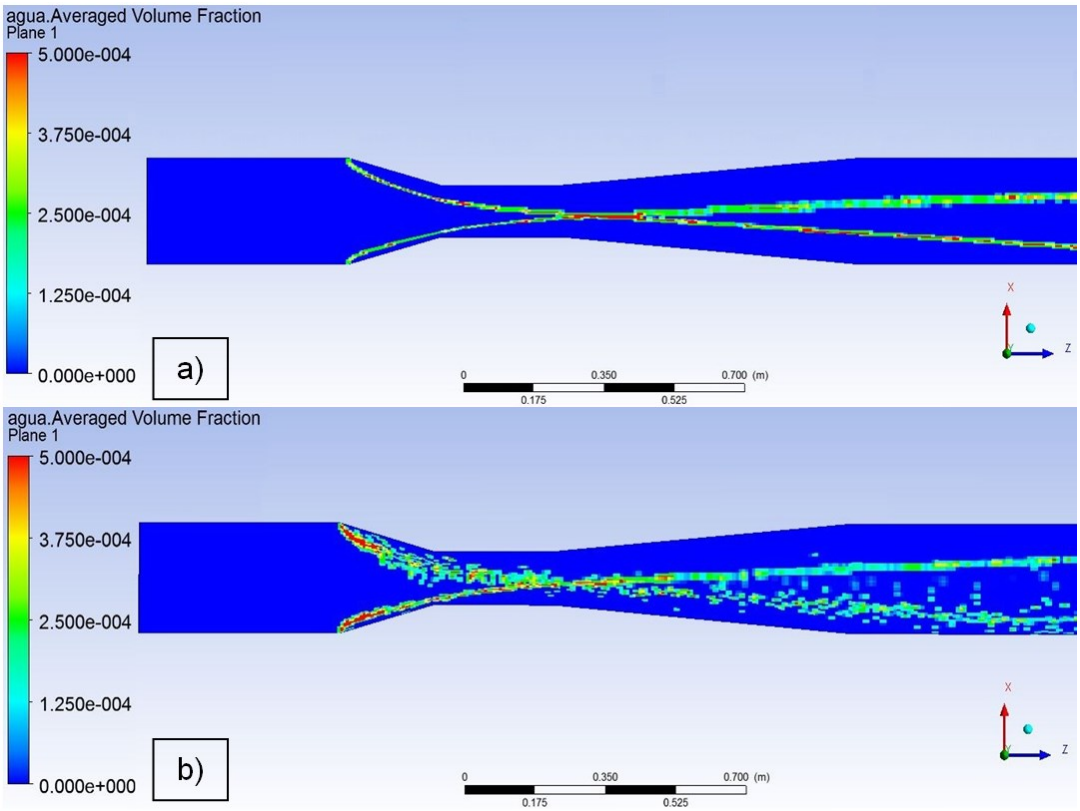


Figura 18: Fração volumétrica média de líquido no centro do lavador Venturi para uma vazão mássica de ar de 0,861 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s, para: a) Distribuição monodispersa; b) Distribuição de Rosin-Rammler

Pode-se perceber pela Figura 18 que para o caso de uma distribuição monodispersa, a trajetória das gotas de líquido se altera pouco em relação ao caso que utilizou a distribuição de Rosin-Rammler, resultando em pouca dispersão da fase líquida ao longo do lavador.

Caso fosse analisada a coleta de partículas poluentes pelas gotas de líquido, provavelmente se obteria uma menor eficiência de coleta de poluentes se utilizasse uma injeção de gotas de líquido de mesmo diâmetro se comparado ao caso utilizando uma distribuição de tamanho de gotas não uniforme, devido a baixa dispersão das gotas de líquido.

Por meio da Figura 19 comparou-se a energia cinética das simulações que utilizaram uma injeção de gotas de mesmo diâmetro com a que utilizou uma distribuição de Rosin-Rammler para o caso com vazão mássica de gás de 0,861 kg/s.

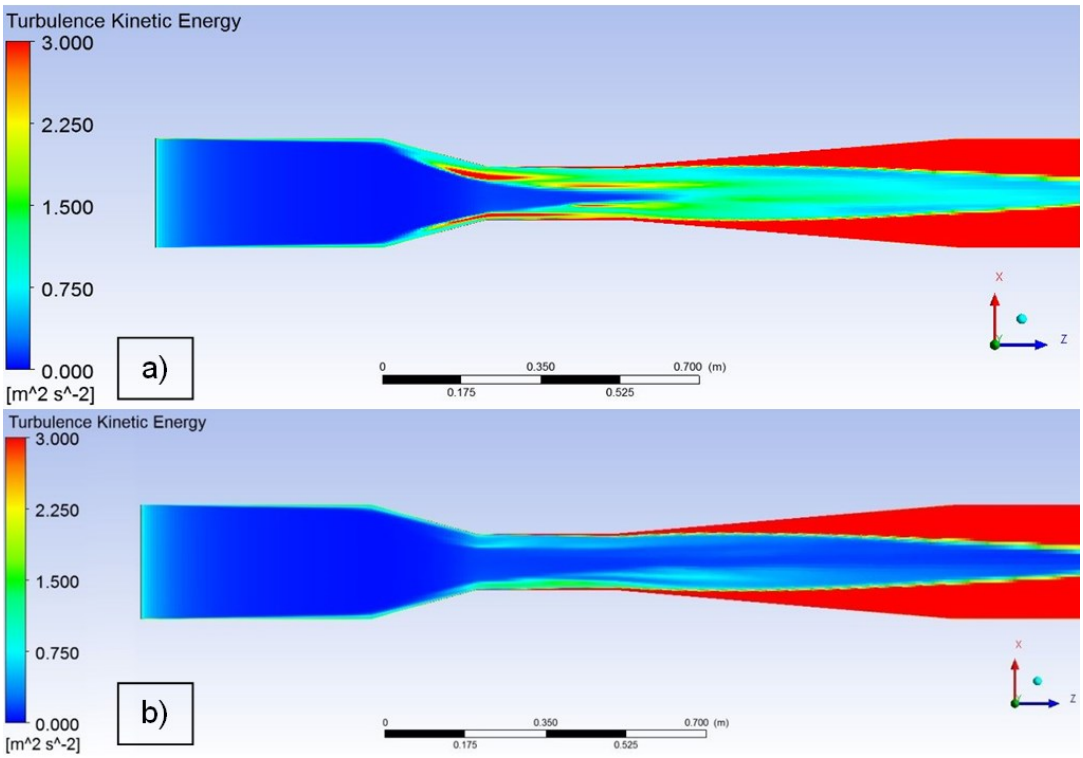


Figura 19: Energia cinética turbulenta para um corte no centro do lavador, com vazão mássica de ar de 0,861 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para: a) Distribuição monodispersa; b) Distribuição de Rosin-Rammler

Percebe-se pela Figura 19 que devido aos diferentes diâmetros de gotas de líquido presente, obteve-se uma menor variação da energia cinética turbulenta perto da região de injeção de líquido se comparado ao caso que utilizou gotas de mesmo diâmetro. Esse resultado pode ser explicado devido à geração de ondas turbulentas a montante das gotas que possuem número de Stokes elevado, causando uma maior flutuação de velocidades na fase gasosa e consequentemente, uma maior geração de energia cinética turbulenta para o caso com gotas de mesmo diâmetro.

Com a utilização de uma distribuição de tamanho de gotas teve-se a inserção de gotas com diâmetro menor e, portanto, que possuíam uma menor inércia. Essas gotas, devido a uma inércia menor foram mais afetadas pelos vórtices turbulentos no escoamento, seguindo com maior facilidade as trajetórias destes, se comparado com gotas de maior inércia, consumindo então uma maior quantidade de energia dos turbilhões e dissipando uma maior quantidade de energia cinética turbulenta.

Esse efeito pode ser visto no trabalho de Tsuji et al. (1988), no qual os autores mediram a intensidade de turbulência em um escoamento para 3 diferentes tamanhos de partículas (170, 500 e 1400 μm) e obtiveram uma maior intensidade de turbulência para as partículas de maior diâmetro.

De acordo com Varshkin (2015), à medida que a inércia das partículas aumenta, a velocidade de flutuação dessas diminui ao interagir com os vórtices do escoamento, e consequentemente, absorvem uma menor quantidade de energia dos vórtices. Devido à presença de turbilhões de menor escala perto das paredes do lavador, a dissipação de energia turbulenta pelas partículas maiores é menor que a dissipação por partículas com menor inércia nas regiões próximas as paredes.

## 4.2 SIMULAÇÕES DE MODELOS DE QUEBRA DE GOTAS UTILIZANDO A TÉCNICA EULER-LAGRANGE

Ao se utilizar a distribuição de Rosin-Rammler para a injeção de líquido no lavador Venturi (Item 4.1.2), notou-se a presença de gotas com diâmetros da ordem de 2 mm na região da garganta do lavador, as quais deveriam sofrer atomização secundária devido à uma alta velocidade do gás na região da garganta (~60 m/s), resultando em uma possível redução dos diâmetros das gotas. Devido a esse fato, decidiu-se utilizar e comparar os modelos de quebra secundários de gota TAB e CAB, implementados no software CFX 15.0 (ANSYS, 2013).

Para esta etapa do estudo simulou-se o lavador Venturi utilizado por Silva (2008) para 3 casos de vazões de gás e uma vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s, utilizando um passo de tempo de $5.10^{-5}$ s para a fase contínua e 3 intervalos de integração para as gotas de líquido. Utilizou-se nas simulações uma injeção de gotas de líquido de um único diâmetro, que possuíram 1 mm e foram injetadas na alimentação com uma frequência de 200.000 $s^{-1}$.

Para as simulações utilizando os modelos de quebra TAB e CAB e vazão mássica de gás de 0,861 kg/s e vazão de líquido 0,013 kg/s, obteve-se a Figura 20, a qual apresenta para os dois casos, a posição e diâmetro das gotas de líquido no lavador Venturi para o tempo de 0,3 segundos simulados.

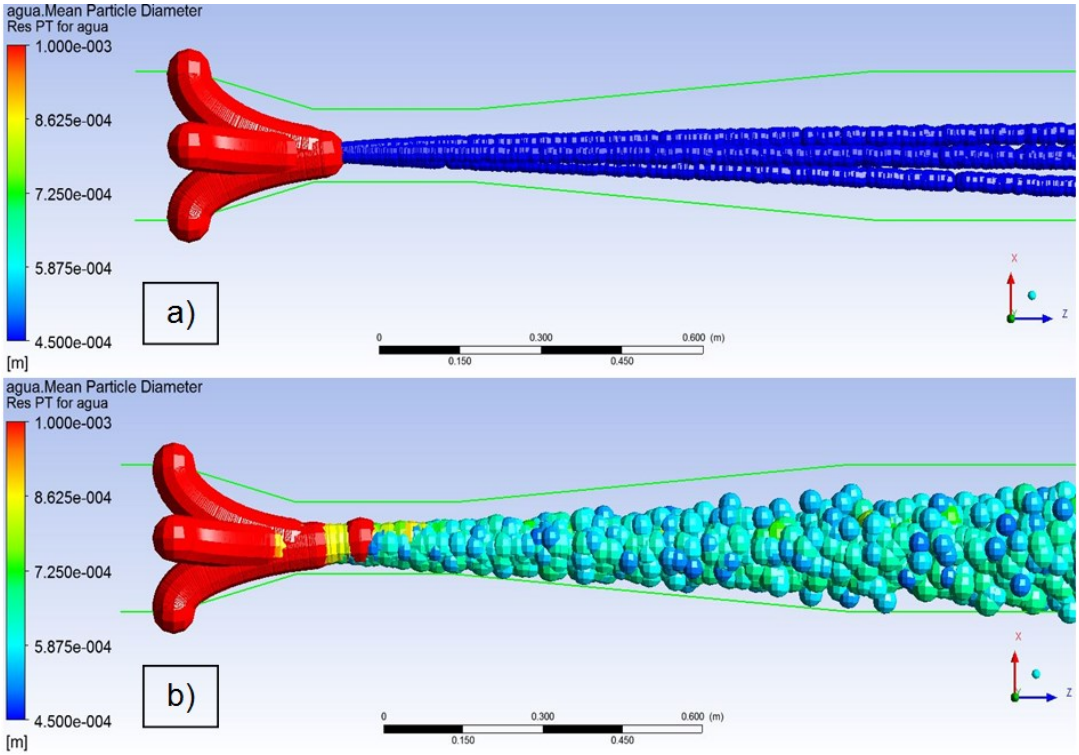


Figura 20: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,3 s) para uma vazão mássica de ar de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para os modelos de quebra: a) TAB; b) CAB

Pode-se notar pela Figura 20 que o a quebra das gotas pelo modelo de TAB formou gotas de diâmetro semelhante, enquanto o modelo CAB formou gotas de diâmetros variados, apresentando também, uma maior dispersão das gotas de líquido ao se fragmentarem na região da garganta do lavador. Para o caso de vazão mássica de gás de 0,483 kg/s não se notou a quebra das gotas de líquido ao longo do lavador. Para o caso de maior vazão de gás, os resultados se encontram no apêndice deste trabalho.

De forma a se comparar os dois modelos de quebra com os dados experimentais de Silva (2008) e as correlações de Hsiang e Faeth (1992) e Wert (1995), utilizaram-se os diâmetros e o número representativo das partículas computacionais obtidos pelas simulações para se calcular o diâmetro médio de Sauter, conforme Equação 85.

$$D_{32} = \frac{\sum_{i=1}^{m} n_{d,i} {d_{d,i}}^3}{\sum_{i=1}^{m} n_{d,i} {d_{d,i}}^2} \qquad (85)$$

Na qual $D_{32}$ é o diâmetro de Sauter das gotas de líquido (m), $n_{d,i}$ é a relação entre a quantidade de gotas no escoamento real representada pela partícula computacional com índice $i$ e $d_{d,i}$ é o diâmetro da gota de líquido com índice $i$ (m).

Para a análise dos resultados utilizou-se apenas as gotas de líquido no lavador que haviam atingido o estado estacionário, uma vez que a simulação foi conduzida em estado transiente até a estabilização desta. O tempo necessário para a estabilização da simulação foi encontrado como sendo 0,15 segundos.

De modo a se obter a variação do diâmetro de Sauter ao longo do equipamento devido à quebra das gotas de líquido, dividiu-se a geometria do lavador em secções, as quais englobavam toda a secção transversal do equipamento e possuíam espessura de 2 cm. Para cada secção dividida do equipamento obteve-se o diâmetro médio de Sauter, conforme Equação 85, ao longo do comprimento do equipamento. Essa variação do diâmetro médio de Sauter pode ser vista na Figura 21.

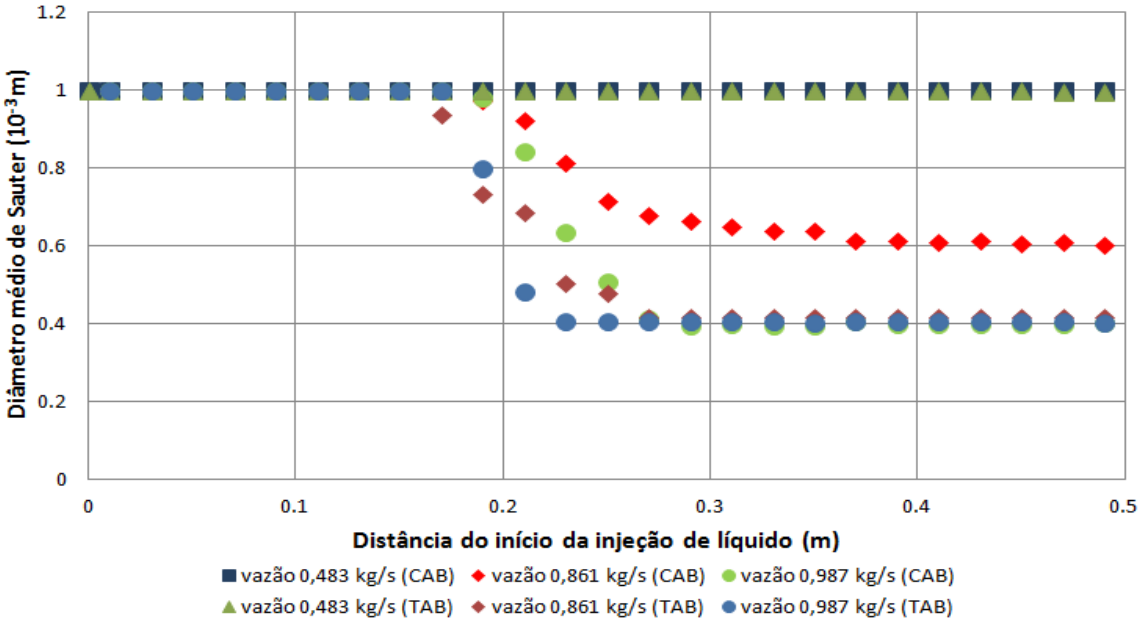


Figura 21: Diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi para uma vazão de líquido de 0,013 kg/s obtido utilizando os modelos de quebra TAB e CAB

Pela Figura 21 percebe-se que para a vazão de gás menor (0,483 kg/s) o diâmetro médio de Sauter se manteve constante ao longo do equipamento, não ocorrendo a atomização secundária das gotas de líquido ao se utilizar os modelos de quebra TAB e CAB, para uma injeção de gotas com uma distribuição monodispersa, uma vez que a atomização das gotas pelos modelos utilizados ocorre

para valores de Weber maiores que 12 e valores de Weber menores que 12 foram obtidos para as gotas ao longo do equipamento. Para vazões maiores de gás notou-se a quebra secundária das gotas devido a um número de Weber maior (maior velocidade relativa entre a gota de líquido e a fase contínua) próximo a região de início da garganta do equipamento.

A quebra simulada pelos dois modelos ocorreu conforme o esperado, uma vez que a redução no diâmetro médio de Sauter ocorreu ao longo do equipamento, se iniciando na região convergente do lavador Venturi até a estabilização da quebra das gotas na região da garganta, devido à uma diminuição do número de Weber (redução do diâmetro). Nota-se que a atomização secundária simulada pelo modelo de TAB ocorreu mais rapidamente que o modelo de CAB e para ambas as vazões de gás, o diâmetro médio de Sauter se reduziu para valores da ordem de 0,4 mm.

Para o modelo de CAB nota-se uma diferença significativa do diâmetro médio de Sauter para a vazão de gás de 0,861 kg/s e a de 0,987 kg/s, obtendo-se valores de médios de diâmetro, respectivamente, de 0,6 mm e 0,4 mm. Para o caso de vazão de gás de 0,861 kg/s e atomização secundária simulada pelo modelo de CAB percebe-se uma diminuição do diâmetro médio de Sauter mais lenta que os outros casos com vazões de gás alta (> 0,861 kg/s).

Com base nos experimentos realizados por Silva (2008) utilizando um analisador partículas, conforme Figura 3, obteve-se o diâmetro de Sauter no início da região da garganta para diferentes vazões de gás e líquido. Para a vazão de líquido de 0,013 kg/s, o diâmetro médio de Sauter foi apresentado na Tabela 6.

Tabela 6: Dados experimentais do diâmetro médio de Sauter para vazão de líquido de 0,013 kg/s no início da região da garganta do lavador Venturi (SILVA, 2008)

| Vazão de gás (kg/s) | Diâmetro médio de Sauter ($10^{-3}$ m) |
|---|---|
| 0,483 | 0,3635 |
| 0,861 | 0,1750 |
| 0,987 | 0,2115 |

De modo a se calcular o diâmetro médio de Sauter pelas correlações de Hsiang e Faeth (1992) e Wert (1995), foi necessário o cálculo do número de Weber para as gotas de líquido, o qual utilizou como velocidade relativa, a velocidade do gás na garganta do lavador Venturi. Para três casos de vazão de gás, obtiveram-se os diâmetros médios conforme a Tabela 7.

Tabela 7: Diâmetro médio de Sauter calculado pelas correlações de Hsiang e Faeth (1992) e Wert (1995)

| Vazão de gás (kg/s) | Diâmetro médio de Sauter (HSIANG; FAETH, 1992) ($10^{-3}$ m) | Diâmetro médio de Sauter (WERT, 1995) ($10^{-3}$ m) |
|---|---|---|
| 0,483 | 0,170 | 0,242 |
| 0,861 | 0,127 | 0,224 |
| 0,987 | 0,119 | 0,193 |

Comparando-se os diâmetros médios de Sauter no início da região da garganta obtidos pela Figura 21 (distância do início da injeção de líquido de 0,23 m) com os dados experimentais da Tabela 6 de Silva (2008) e as correlações de Hsiang e Faeth (1992) e Wert (1995), percebe-se que a quebra secundária das gotas de líquido simulada pelos modelos TAB e CAB ficaram distantes dos valores obtidos na literatura. Para o caso com vazão de gás de 0,861 kg/s obteve-se uma diferença no diâmetro médio de Sauter das simulações de cerca de 4,5 vezes, se comparado com os dados de Silva (2008). Para as simulações com vazão de gás de 0,987 kg/s, obteve-se uma relação de cerca de 3 vezes entre o diâmetro médio de Sauter simulado com os obtidos experimentalmente.

Percebe-se que os dados de Silva (2008) e as correlações de Hsiang e Faeth (1992) e Wert (1995) resultaram em valores próximos de diâmetro médio de Sauter, podendo-se concluir que os modelos de quebra TAB e CAB implementados no software utilizado não representaram com eficácia a atomização secundária das gotas de líquido, sendo uma possível causa a utilização de uma injeção de gotas de líquido de mesmo diâmetro. Devido a esse fato, decidiu-se utilizar uma injeção de gotas de líquido que seguiam uma distribuição de Rosin-Rammler, conforme utilizado no estudo do Item 4.1.2, com a intenção de se analisar a influência de uma injeção composta por diferentes diâmetros de gotas.

Para as simulações com injeção de gotas de líquido que seguiam uma distribuição de Rosin-Rammler, utilizou-se um passo de tempo de $5.10^{-5}$ s para a fase contínua e 3 intervalos de integração para as gotas de líquido. Decidiu-se utilizar nas simulações uma injeção de 200.000 gotas por segundo para cada bico de alimentação de líquido (4 injeções no total). Para os parâmetros da distribuição de Rosin-Rammler, manteve-se o valor de 2,15 para o parâmetro $n_1$ e o diâmetro

médio de Sauter das gotas de líquido foi utilizado como sendo o diâmetro do tubo de injeção (1mm).

Para a análise do diâmetro médio de Sauter, conforme utilizado anteriormente, decidiu-se importar do software para cada partícula computacional, as coordenadas das posições dessas a cada 1 cm percorrido, o diâmetro, o tempo simulado e o número $n_{d,i}$ (relação entre a quantidade de gotas no escoamento real pela partícula computacional). Devido a uma grande quantidade de dados coletados das partículas computacionais do início da simulação até a convergência desta, optou-se por se realizar uma nova simulação computacional utilizando os resultados convergidos das partículas, de forma a se reduzir a quantidade de dados analisados.

Portanto, após se realizar as simulações com tempo de 0,3 s, simulou-se um tempo adicional de 0,0125 a 0,015 s (representando 250 e 300 iterações) a partir do escoamento convergido. Os dados coletados das gotas para esse intervalo de tempo foram utilizados para o levantamento do diâmetro médio de Sauter.

Comparou-se a posição e diâmetro das gotas de líquido das simulações utilizando uma injeção de líquido composta por um único diâmetro de gota (Figura 20) com a injeção representada pela distribuição de Rosin-Rammler, para o último passo de tempo simulado (0,3 s) no lavador Venturi e uma vazão mássica de gás de 0,861 kg/s e vazão de líquido 0,013 kg/s, conforme pode ser observado na Figura 22. Percebe-se que para os dois casos simulados, a redução do diâmetro das gotas de líquido ocorreu ao longo do lavador Venturi com início na garganta do equipamento. Porém para a simulação utilizando uma distribuição de Rosin-Rammler observou-se uma maior variação para o diâmetro das gotas de líquido após a quebra secundária, se comparado com o caso utilizando uma injeção com diâmetros de gota com mesmo diâmetro.

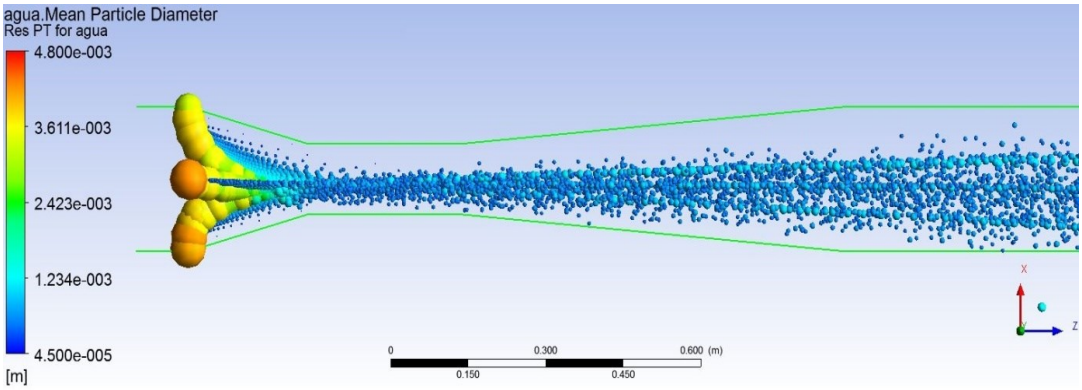


Figura 22: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,3 s) para uma vazão mássica de ar de 0,861 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s utilizando a distribuição de Rosin-Rammler e o modelo quebra CAB

De modo a se comparar os diâmetros de Sauter ao longo do equipamento, dividiu-se a geometria do lavador da mesma forma que o caso anterior (secções de espessura de 2 cm e que englobavam toda a secção transversal do equipamento). Obteve-se o diâmetro médio de Sauter, conforme Equação 85, e comparou-se o diâmetro médio de Sauter para os casos utilizando uma injeção de líquido composta por um único diâmetro e a distribuição de Rosin-Rammler ao longo do equipamento, para 3 casos de vazões de gás, conforme Figura 23.

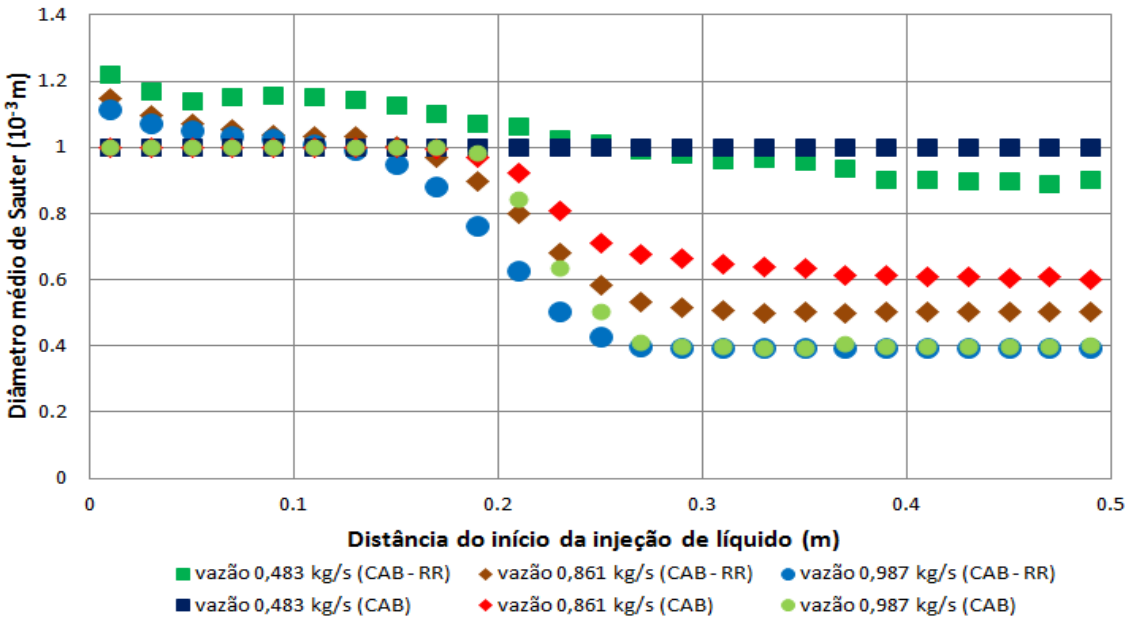


Figura 23: Diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi para uma vazão de líquido de 0,013 kg/s obtido utilizando o modelo de quebra CAB, para uma injeção de gotas de líquido de mesmo diâmetro e com distribuição de Rosin-Rammler

Nota-se pela Figura 23 que para a injeção de líquido utilizando uma distribuição de Rossim-Rammler, obteve-se um diâmetro médio de Sauter na injeção

maior do que o utilizado para os casos com diâmetro de gota uniforme. Porém percebeu-se que a quebra secundária das gotas ocorreu a uma distância menor da injeção de líquido no lavador se comparado ao caso utilizando gotas de mesmo diâmetro, podendo esse comportamento ser explicado pela existência de gotas com diâmetros maiores, as quais possuem números de Weber maiores e, portanto, tendem a se quebrar mais rapidamente que gotas com número de Weber menor.

Para o caso com vazão mássica de gás de 0,861 kg/s nota-se uma diminuição do diâmetro médio de Sauter utilizando a distribuição de Rosin-Rammler, porém o mesmo comportamento não foi observado para o caso com maior vazão mássica de gás, no qual se observou um valor para o diâmetro médio de Sauter semelhante para ambos.

Com base nos dados referentes as partículas simuladas, obteve-se a distribuição de tamanho de gotas com base na massa, para 4 volumes de controle com espessura de 0,02 cm posicionados ao longo do comprimento do lavador Venturi após a injeção de líquido, com distâncias centrais sendo: 0 m (injeção de líquido); 0,23 m (início da região da garganta); 0,53 m (início da região divergente) e 1,27 m (final da região divergente).

A distribuição de tamanho de gotas foi obtida separando-se cada partícula computacional dos diferentes volumes de controle utilizados com base no diâmetro destas, em diferentes classes de tamanho de gotas. Após a classificação das gotas calculou-se a quantidade mássica representada por cada gota e somou-se esta quantidade para cada intervalo de tamanho. Ao final somou-se a massa de todas as gotas no volume de controle, obtendo-se a massa total de líquido e dividiu-se este valor para cada intervalo de forma a se obter a fração mássica, conforme pode ser observado na Figura 24.

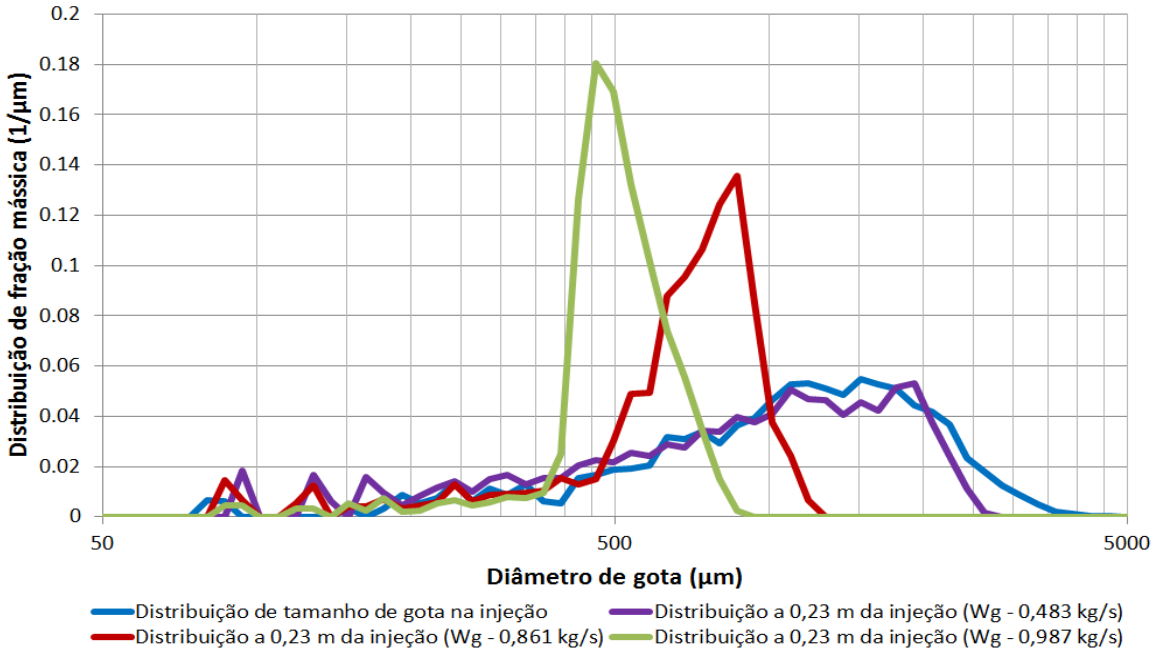


Figura 24: Distribuição de tamanho de gotas a 0,23 m da injeção de líquido no lavador Venturi para 3 diferentes vazões mássicas de gás

Pela Figura 24 nota-se que para os 3 casos de vazão mássica de gás analisados ocorreu a quebra das gotas pelo modelo CAB, uma vez que a distribuição de tamanho de gotas se deslocou para a esquerda do gráfico, no sentido de diminuição do diâmetro médio de Sauter, ou seja, se aumentando contribuição da fração mássica de gotas com diâmetro menores. Percebe-se também que à medida que se aumentava a vazão de gás (velocidade relativa entre as fases maior), ocorria um deslocamento da distribuição de tamanho de gotas para a esquerda, sendo um resultado esperado, uma vez que maiores velocidades relativas entre as fases tendem a gerar uma distribuição de tamanho de gotas menores.

Para o caso com vazão mássica de gás de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) obteve-se a distribuição de tamanho de gotas para 4 posições ao longo do lavador Venturi, conforme descrito anteriormente e mostrado na Figura 25.

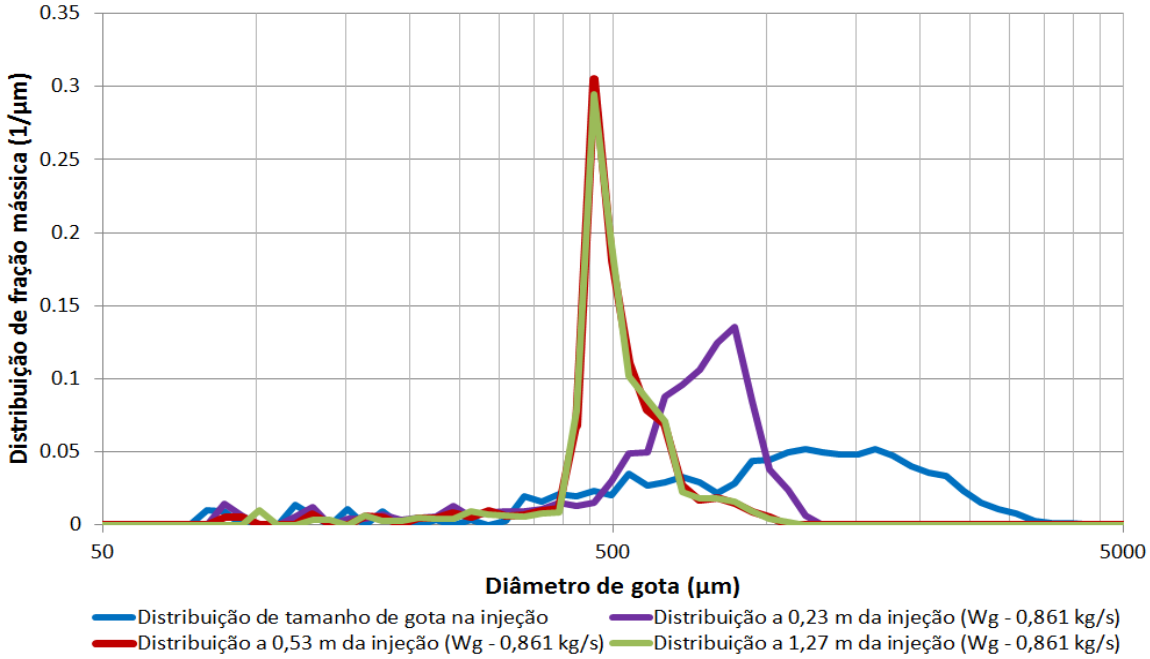


Figura 25: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para 4 posições com relação à injeção

Pela Figura 25 percebe-se que ao longo do lavador Venturi ocorre a quebra das gotas nas regiões convergente e da garganta, referentes respectivamente, as distâncias 0,23 m e 0,53 m, uma vez que a distribuição de tamanho de gotas se deslocou para a esquerda. Porém para a região ao final da região divergente, o modelo de quebra não previu a redução do diâmetro das gotas, fato que pode ser explicado pela diminuição da velocidade relativa entre as fases devido a desaceleração da fase gasosa. Nota-se também que a distribuição de tamanho de gotas obtida ao final da região divergente possui um caráter quase uniforme, uma vez que apenas as gotas diâmetros maiores e, portanto com valores maiores de Weber se quebraram. Este fato pode ser observado mais acentuadamente para a maior vazão mássica de gás (0,987 kg/s), conforme pode ser visto no apêndice.

Devido a este fato, decidiu-se utilizar o diâmetro médio de Sauter obtido ao final do lavador Venturi como parâmetro de entrada da distribuição de Rosin-Rammler para as simulações usando vazão mássica de gás de 0,861 e 0,987 kg/s, com diâmetros médios de Sauter, respectivamente de, 506 e 400 µm.

Para o caso com vazão mássica de gás de 0,861 e 0,987 kg/s obteve-se o diâmetro médio de Sauter ao longo do lavador Venturi para diferentes parâmetros de diâmetro da distribuição de Rosim-Rammler, e compararam-se os valores obtidos

com as simulações que utilizaram parâmetro de entrada de 1000 μm, conforme mostrado na Figura 26.

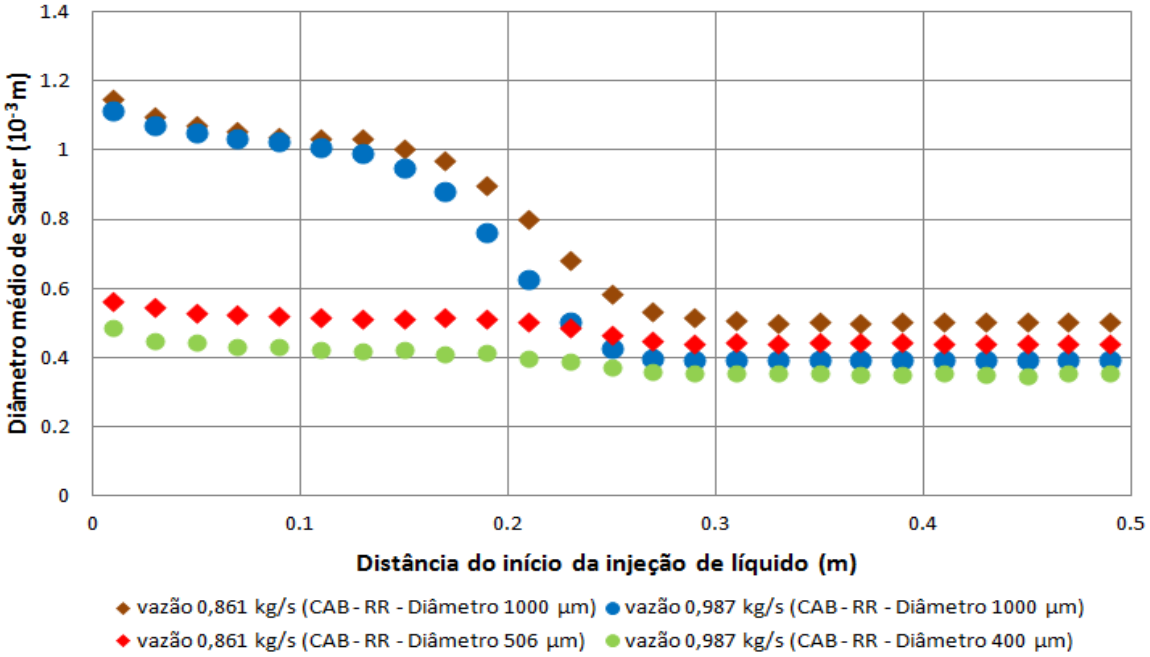


Figura 26: Diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi para uma vazão de líquido de 0,013 kg/s obtido utilizando o modelo de quebra CAB, para uma injeção de gotas com distribuição de tamanho de Rosin-Rammler para diferentes parâmetros

Percebe-se pela Figura 26 que ao se utilizar o diâmetro médio de Sauter como parâmetro de entrada para a distribuição de Rosin-Rammler para os dois casos de vazão mássica de gás utilizado, ocorre a quebra secundária das gotas de líquido, uma vez que se diminui o diâmetro médio de Sauter ao longo do equipamento. Porém nota-se que o diâmetro médio de Sauter no final do equipamento não variou muito em comparação com os casos que utilizaram como parâmetro de diâmetro de entrada 1000 μm, ocorrendo uma redução de aproximadamente 50 μm no diâmetro médio de Sauter.

A distribuição de tamanho de gotas foi obtida da mesma forma que explicado anteriormente. Para a simulação usando vazão mássica de gás de 0,861 kg/s e diâmetro médio de Sauter de 506 μm para o parâmetro da distribuição de Rosin-Rammler, obteve-se a Figura 27 para a distribuição de tamanho de gotas.

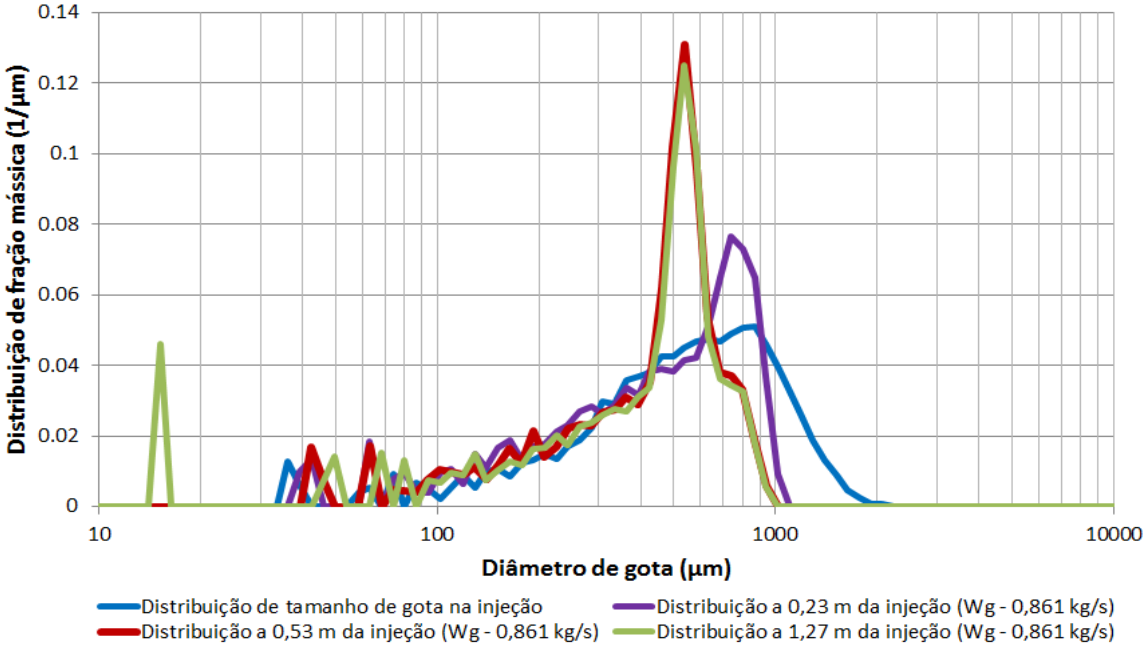


Figura 27: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 0,861 kg/s (velocidade na garganta de 60 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para 4 posições com relação à injeção e diâmetro médio de Sauter de 506 µm para a distribuição de Rosin-Rammler

Pela Figura 27 nota-se que ao longo do lavador Venturi ocorre a quebra secundária das gotas de líquido assim como nos casos anteriores, nos quais a curva de distribuição de tamanho de gotas se deslocou para o sentido de redução do diâmetro. Porém percebe-se que a distribuição de tamanho de gotas possui uma dispersão no diâmetro maior que no caso anterior na qual a distribuição, ao final da região divergente, possuía um caráter quase uniforme. Esse caráter quase uniforme pode afetar cálculos de eficiência de coleta de material particulado pelas gotas de líquido, uma vez que a eficiência depende de diferentes fatores, como o diâmetro das gotas de líquido (distribuição de tamanho das gotas ao longo do lavador Venturi).

No apêndice se encontram os resultados da distribuição de tamanho de gotas para a simulação usando vazão mássica de gás de 0,987 kg/s e diâmetro médio de Sauter de 400 µm para o parâmetro da distribuição de Rosin-Rammler.

Percebe-se ainda que as distribuições de tamanho de gotas obtidas pelas simulações ficaram distantes dos dados obtidos experimentalmente por Silva (2008). Devido a este fato sugere-se um estudo aprofundado com relação a modificações do modelo de quebra utilizado (CAB) ou a utilização de um modelo que represente melhor a quebra secundária das gotas de líquido.

## 4.3 MALHA COMPUTACIONAL UTILIZADA NO LAVADOR VENTURI EM ESCALA INDUSTRIAL

Após a verificação dos resultados obtidos pelo simulador com dados experimentais obtidos por Silva (2008), conforme realizado no Item 4.1, realizaram-se simulações do escoamento bifásico no lavador Venturi em escala industrial.

### 4.3.1 Teste de independência da malha

Testes de independência de malha foram realizados de forma a malha computacional não afetar significativamente o campo de pressões e velocidade nos resultados das simulações, no qual se refinou a malha computacional (aumento do número de elementos finitos) e avaliaram-se propriedades do escoamento (pressão e velocidade), até não se observar uma variação significativa dessas.

Para os testes de independência da malha no lavador Venturi industrial, simulou-se apenas o escoamento da fase gasosa (sem inserção de líquido) para duas vazões de gás, sendo uma inferior à vazão de operação (4,02 kg/s, com uma velocidade na garganta de 23,1 m/s) e uma maior à vazão de operação (6,04 kg/s, com uma velocidade na garganta de 34,7 m/s). As simulações foram realizadas em estado estacionário com critério de convergência (RMS) mantido em $10^{-5}$, utilizando 5 diferentes malhas computacionais com elementos hexaédricos, conforme especificações apresentadas na Tabela 8.

Tabela 8: Especificação das malhas utilizadas no teste de independência para o lavador Venturi industrial

| Definição | Número de elementos hexaédricos |
|---|---|
| Malha 1 | 112.034 |
| Malha 2 | 219.714 |
| Malha 3 | 311.198 |
| Malha 4 | 458.865 |
| Malha 5 | 585.876 |

Após a convergência das simulações, levantou-se a pressão na parede ao longo do lavador Venturi para as diferentes malhas utilizadas, e com base na pressão de entrada do lavador, construiu-se um gráfico da perda de pressão, conforme Figura 28 e Figura 29.

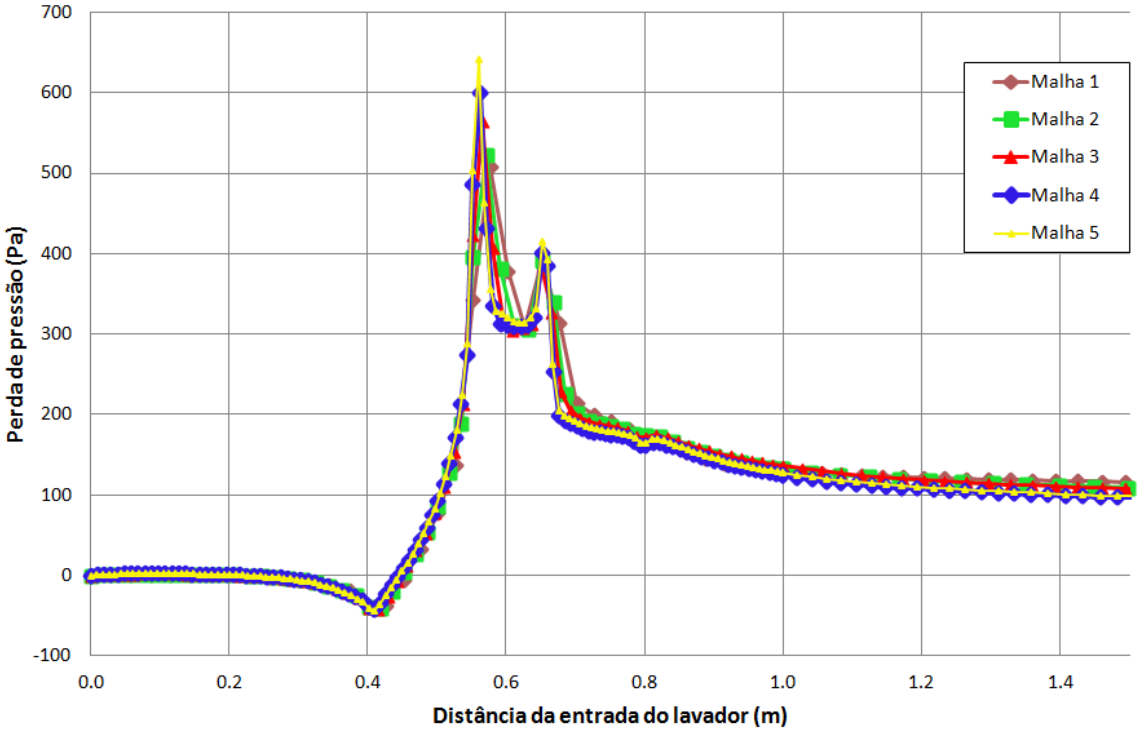


Figura 28: Perda de pressão no lavador Venturi industrial com vazão mássica de ar de 4,02 kg/s para as 5 malhas computacionais

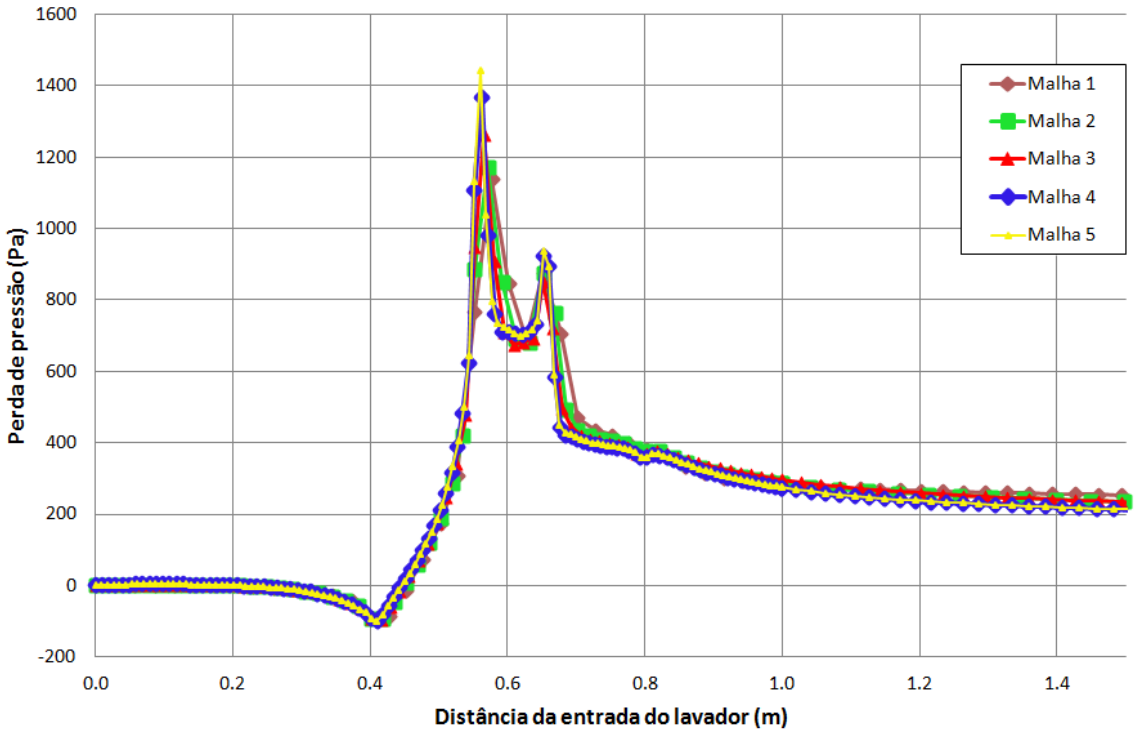


Figura 29: Perda de pressão no lavador Venturi industrial com vazão mássica de ar de 6,04 kg/s para as 5 malhas computacionais

Percebe-se que em ambos os casos ocorre: uma diminuição da pressão ao longo da região convergente do lavador, entre os valores da abscissa de 0,4 m e

0,55 m; uma recuperação da pressão na região da garganta, devido ao escoamento se desenvolver, entre os valores de 0,55 m até 0,65 m; e um aumento da pressão na região divergente, devido à desaceleração da fase gasosa, entre 0,65 m e 0,8 m.

Com base nas Figura 28 e Figura 29, percebe-se um afastamento da perda de pressão para as malhas menos refinadas (Malha 1 e Malha 2), nas regiões da garganta e divergente, em relação as malhas mais refinadas. De forma a se avaliar melhor essas regiões, comparou-se as quedas de pressão para distâncias da entrada do lavador de 0,55 m, 0,6 m, 0,7 m e 0,8 m, conforme Figura 30.

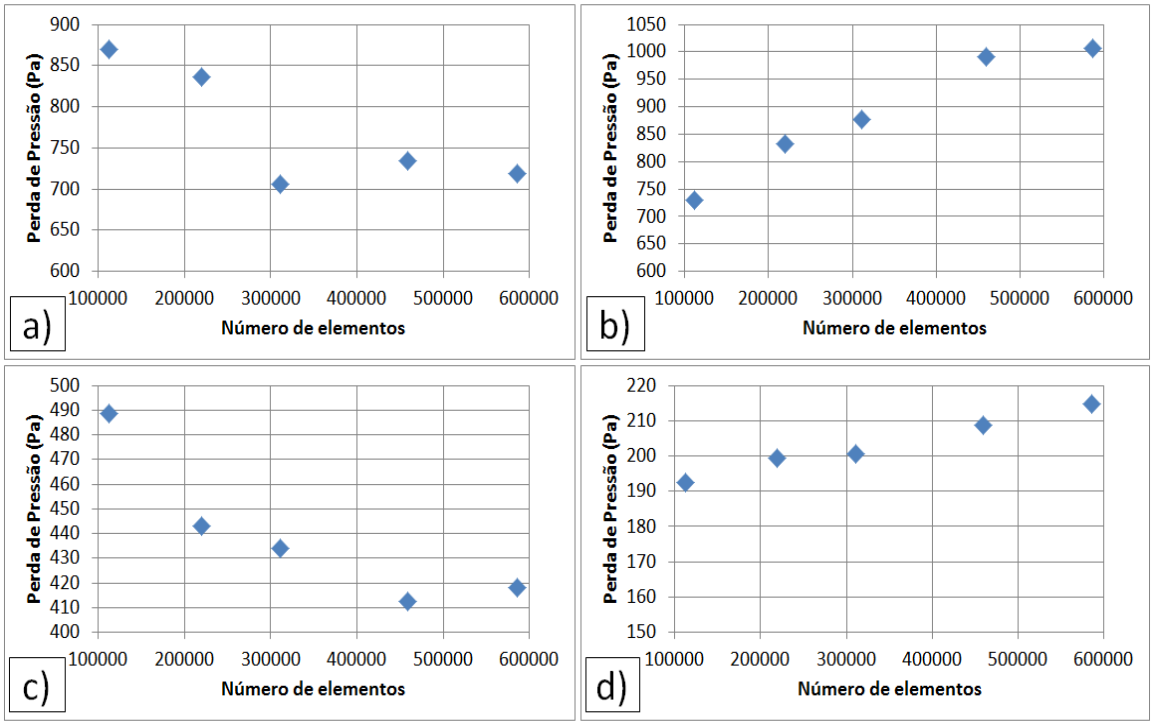


Figura 30: Perda de pressão no lavador Venturi industrial com vazão mássica de ar de 6,04 kg/s para as 5 malhas computacionais para distâncias da entrada de: a) 0,55 m; b) 0,6 m; c) 0,7 m; d) 0,8 m

Nota-se pela Figura 30 que à medida que se aumentou a quantidade de elementos finitos nas malhas, ocorreu uma variação da perda de pressão até uma estabilização desses valores para as malhas 4 e 5 nas posições a), b) e c). Para a posição d), percebe-se uma tendência linear da perda de pressão com o aumento do número de elementos. Porém, devido a diferença de perda de pressão entre as malhas 4 e 5 não ultrapassar cerca de 20 Pa, estipulou-se que a malha 4 não afetou os resultados obtidos pelas simulações e escolheu-se esta para as análises seguintes em detrimento da malha 5, de forma a se diminuir o tempo computacional necessário no simulador.

### 4.3.2 Malha no lavador Venturi industrial

Com base na análise da malha computacional do Item 4.3, escolheu-se utilizar a malha 4, a qual possuía 458.865 elementos hexaédricos com uma camada de 8 elementos hexaédricos de altura variável, de forma a se controla e ajustar o critério *Yplus*. A malha selecionada possuía 2 mm de altura na primeira camada de elementos próximos à parede. A geometria construída no software segue as especificações do item 4.2. Usou-se o método *Sweep* da ferramenta *Meshing* do ANSYS, da mesma forma que explicado no Item 4.1., obtendo-se a malha computacional conforme apresentada na Figura 31.

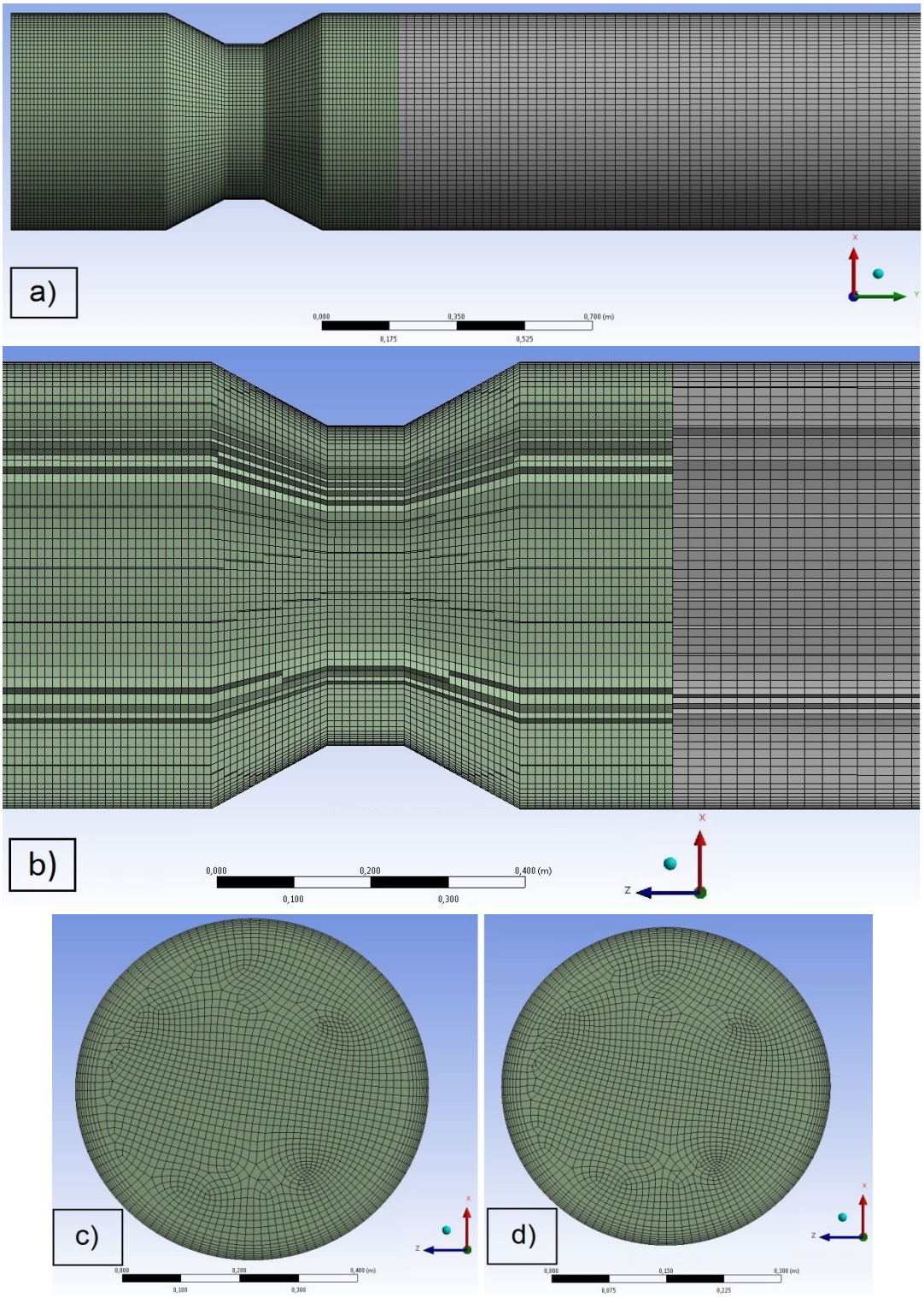


Figura 31: a) Malha computacional na superfície da geometria do lavador Venturi em escala industrial; b) Malha computacional em um corte realizado no centro da geometria; c) Malha em corte transversal ao escoamento na região de entrada da secção convergente; d) Malha em um corte transversal na região de entrada da secção da garganta

Para a condição de operação do lavador Venturi de vazão mássica de gás de 5,03 kg/s composta apenas por ar (velocidade na garganta de 28,9 m/s), obteve-se um valor máximo de *Yplus* de 189,3 na região de início da garganta do equipamento

e um valor mínimo de 3,1 na região de conexão entre as duas malhas, tendo-se um valor médio de 70,5 para a malha utilizada, conforme pode ser observado pela Figura 32, na qual se obteve a variação do parâmetro ao longo da parede do lavador Venturi. Percebeu-se para a geometria do lavador industrial, valores baixos para o parâmetro *Yplus* após a região divergente do lavador, podendo ocorrer uma predição errônea do modelo de turbulência utilizado (modelo k-ε padrão), uma vez que o elemento de volume se encontra na camada limite do escoamento, sendo indicado o uso de modelos mistos para esse caso, como por exemplo, o modelo SST. Porém, para esse estudo, utilizaram-se nas simulações o modelo de turbulência k-ε padrão.

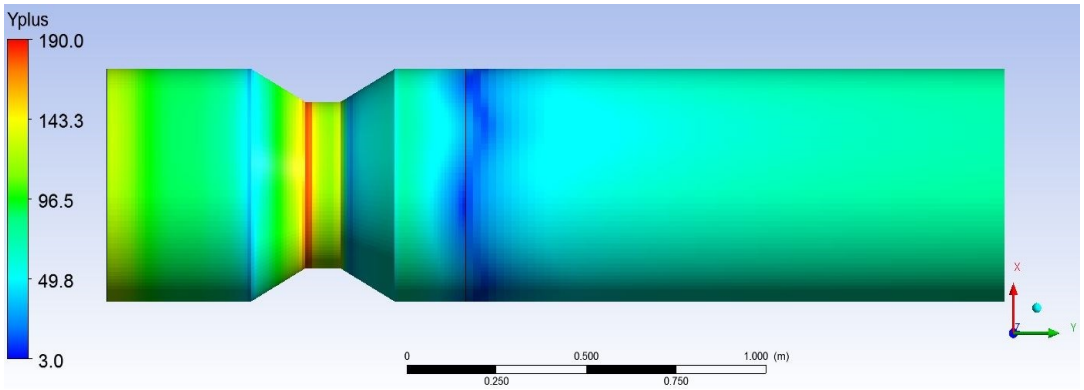


Figura 32: Valores do critério *Yplus* na parede do lavador Venturi em escala industrial para a simulação com vazão mássica de ar de 5,03 kg/s (velocidade na garganta de 29 m/s)

### 4.3.3 **Especificações das simulações**

De forma a se definir os tamanhos dos passos de tempo usados (Eulerianos e Lagrangianos), adotou-se os critérios 1 e 2 (Item 3.7.1) sugeridos por Laín e Sommerfeld (2003) e utilizados nas simulações da geometria em escala piloto. Estimaram-se as dimensões dos elementos de volume computacionais na região onde ocorre a injeção de líquido e obteve-se um comprimento de 10 mm (direção paralela ao escoamento) e uma altura de 1,2 mm (direção perpendicular ao escoamento). Por meio da estimativa das faixas de valores que seriam simuladas, conforme Tabela 5, obteve-se que a velocidade relativa da gota na direção do escoamento podia variar de 0 m/s (gota de líquido possui a mesma velocidade do ar) até 40 m/s (supondo que a gota partiria do repouso) e a velocidade da gota perpendicular ao escoamento podia ser estimada com base no tipo da injeção de líquido utilizada, com valor máximo estimado de 14 m/s.

Calculou-se então, o tempo necessário para a gota de líquido cruzar o elemento de volume, como sendo a divisão entre o tamanho do elemento pela velocidade relativa e obteve-se um valor mínimo de $2{,}5.10^{-4}$ s.

De modo a se calcular o tempo de resposta da gota (critério 2), assumiu-se que as gotas produzidas pela injeção de líquido possuíam diâmetros que variavam de 10 μm a 10000 μm e que a velocidade relativa variava de 0 a 40 m/s, conforme explicado anteriormente. Calculou-se o tempo de resposta e obteve-se um valor mínimo de $4{,}9.10^{-4}$ s. Conforme utilizado anteriormente, o tamanho de passo Lagrangiano foi de 25% do valor mínimo obtido pelos critérios 1 e 2, obtendo-se um tamanho de passo de $6{,}25.10^{-5}$ s. Definiu-se que a cada 4 integrações numéricas para as gotas de líquido, um novo cálculo para a fase contínua seria realizado, obtendo-se um valor arredondado de $10^{-4}$ s para o passo Euleriano. Para as simulações, o tempo total de simulação computacional variou de 0,3 s a 0,5 s e o critério de convergência (RMS) foi mantido em $10^{-5}$.

## 4.4 COMPARATIVO DE QUEDA DE PRESSÃO ENTRE SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL E MODELOS TEÓRICOS

Para um estudo preliminar do escoamento multifásico no lavador Venturi industrial, compararam-se duas técnicas de modelagem (Euler-Euler e Euler-Lagrange) utilizando gotas de líquido de mesmo diâmetro, com modelos teóricos da literatura, conforme Item 2.3.

Os dados de queda de pressão utilizando a técnica Euler-Euler foram obtidos das simulações computacionais de Zerwas e Paiva (2015), nas quais se definiu um intervalo de passo de 0,02 s e um máximo de 10 iterações para cada passo, com um tempo total de simulação de 15 s.

O diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido produzidas pela injeção deste foram estimadas por meio da equação proposta por Boll et al. (1974) (Equação 53) e repetida aqui por conveniência. A injeção do líquido no lavador Venturi utilizada por Zerwas e Paiva (2015) possuía velocidade nula, ou seja, as gotas de líquido partiam do repouso.

$$D_{32} = \frac{4{,}22 * 10^{-2} + 5{,}77 * 10^{-3} \left(\frac{1000Q_d}{Q_g}\right)^{1{,}922}}{{v_{lg}}^{1{,}602}} \quad (53)$$

Os dados de queda de pressão utilizando a técnica Euler-Lagrange foram obtidos pelas simulações computacionais seguindo as especificações definidas no Item 4.3.3. A injeção das partículas computacionais foi modelada no simulador como um jato de cone de líquido, conforme Figura 33, posicionado no início da região da garganta e no centro da secção transversal do lavador Venturi. O parâmetro de ângulo da injeção do atomizador foi obtido por meio de catálogos de fabricantes, no qual utilizou-se como referência o bico atomizador de cone cheio H-W, com diâmetro de 2” (diâmetro nominal de 24,99 mm), o qual possuía um ângulo de injeção de aproximadamente 62º (SPRAYING SYSTEMS CO.). O diâmetro médio volumétrico foi informado como sendo 6 mm pelo fabricante e a velocidade de injeção das gotas foi calculada com base na vazão de líquido e o diâmetro de saída do bico atomizador.

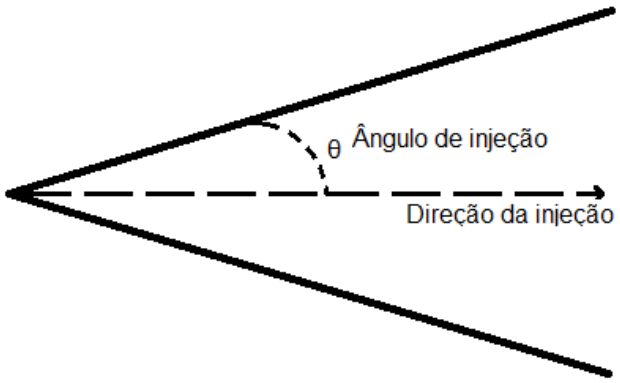


Figura 33: Representação da injeção das partículas computacionais utilizada pelo simulador

O coeficiente de atrito usado nas simulações foi calculado supondo as paredes do lavador como totalmente lisas e o efeito da gravidade foi inserido. Para o comparativo das quedas de pressão, a quebra secundária das gotas de líquido não foi utilizada.

Após se verificar a convergência do estado transiente para o estado estacionário de todas as simulações utilizando a técnica Euler-Lagrange por meio do monitoramento de 4 pontos de referência no centro da secção transversal dispostos ao longo do lavador Venturi com relação a entrada de líquido: 0,15 m (início da

região da garganta); 0,25 m (início da região divergente); 0,4 m (final da região divergente) e 0,8 m. Para os pontos de referência se notou a estabilização da pressão e dos 3 componentes da velocidade da fase contínua. Após a verificação da estabilização, criou-se no software 22 planos transversais ao escoamento da fase gasosa de forma a se obter a pressão média e comparar-se esses com os modelos teóricos de Boll (1973) e Viswanathan et al. (1985).

Definiu-se a colocação de 5 planos igualmente espaçados em cada região do lavador Venturi (convergente, garganta e divergente), assim como utilizado por Zerwas e Paiva (2015) e conforme Tabela 9, na qual a distância foi dada com base na entrada de líquido no lavador.

Tabela 9: Distância dos planos em relação a entrada do líquido no lavador Venturi

| Plano | Distância (mm) |
|---|---|
| Plano 1 – Entrada de líquido no lavador Venturi | 0 |
| Plano 6 – Fronteira da região convergente e garganta | 150 |
| Plano 11 – Fronteira da região da garganta e divergente | 250 |
| Plano 16 – Fronteira da região divergente e saída | 400 |
| Plano 21 – Último plano espaçado uniformemente | 2400 |
| Plano 22 – Final da geometria | 2598 |

De forma a se obter a perda de pressão ao longo do lavador Venturi, se coletou as pressões médias em cada plano e subtraiu-se a pressão do plano 1 (entrada de líquido no lavador) dos outros planos, obtendo-se assim a perda de pressão, conforme Equação 85. Compararam-se então os valores de perda de pressão com os modelos de Boll (1973), conforme Equação 9, e de Viswanathan et.al (1985), conforme Equação 20, utilizando as velocidades da fase gasosa e do líquido referentes a cada simulação. A velocidade do líquido foi obtida com base na vazão e na área de saída do bico injetor e o diâmetro das gotas foi definido como sendo de 6 mm.

$$PP_i = P_1 - P_i \qquad (85)$$

Na qual $PP_i$ é a perda de pressão na posição do plano com índice $i$ (Pa), $P_1$ é a pressão média no plano no qual ocorre a entrada de líquido (Pa) e $P_i$ é a pressão média na posição dos planos com índice $i$, conforme indicado na Tabela 9.

Para uma vazão constante de líquido ($W_l$ = 5 kg/s) e diferentes vazões mássicas de gás, compararam-se os valores de perda de pressão obtidos pelas simulações computacionais nos planos indicados pela Tabela 9 com o modelo de Boll (1973), obtendo-se a Figura 34.

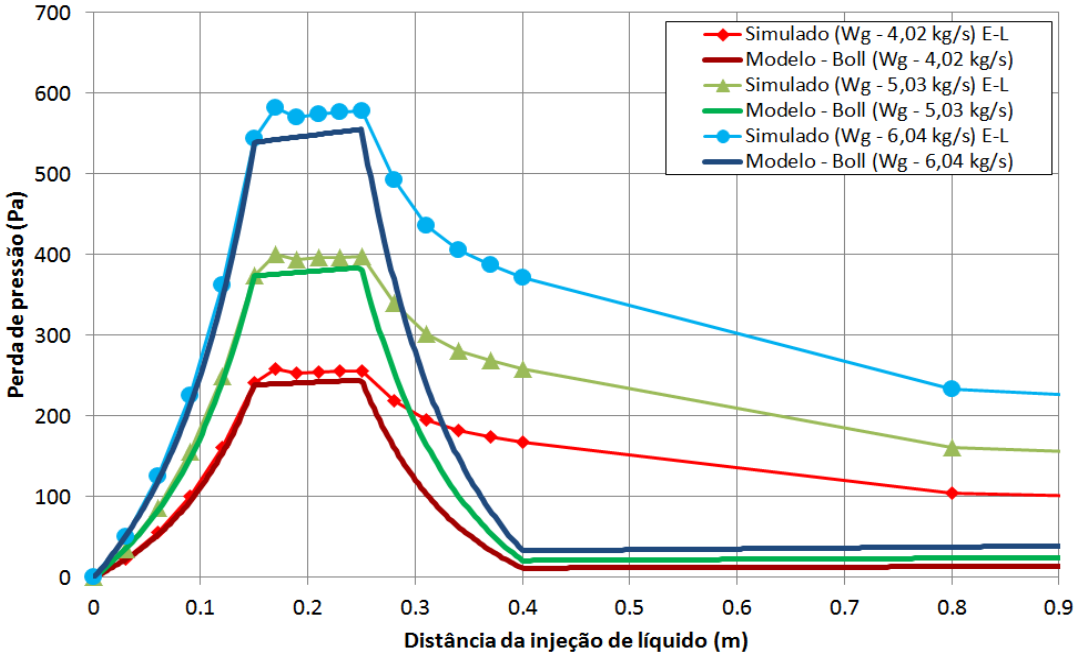


Figura 34: Comparativo entre a perda de pressão obtida pelo modelo de Boll (1973) com os dados obtidos pela simulação computacional, para uma vazão mássica de líquido constante ($W_l$ = 5 kg/s) e diferentes vazões mássicas de gás

Percebe-se pela Figura 34 uma boa coerência entre os valores de queda de pressão obtidos pelo modelo de Boll (1973) e as simulações utilizando a técnica Euler-Lagrange para as regiões convergente e da garganta do lavador Venturi. Porém percebe-se que para todos os casos na região divergente, uma diferença significativa entre as perdas de pressão estimadas pelo modelo e as simulações computacionais. A diferença observada pode ser explicada por os modelos teóricos não assumirem a influência das gotas de líquido no cálculo do campo de velocidades da fase gasosa, diferentemente do simulador, além de outros fatores, como os modelos propostos terem sido desenvolvidos e validados para lavadores em escalas menores, como o ângulo da secção divergente ser muito acentuado, resultando em regiões de recirculação, as quais não assumidas nos modelos. Os valores baixos de perda de pressão obtidos pelo modelo poderia ser explicado por a gota de líquido possuir um diâmetro grande (6mm), a qual devido a sua inércia

necessitaria de uma distância maior para ser acelerada. Para o modelo de Viswanathan et al. (1985), o mesmo comportamento foi observado.

Caso fossem utilizadas gotas de líquido menores nas simulações e nos modelos da literatura, obter-se-ia um resultado semelhante ao de Zerwas e Paiva (2015), uma vez que os autores utilizaram gotas de líquido com diâmetro de 230 μm, as quais possuíam uma inércia menor e foram aceleradas com maior facilidade que gotas de diâmetro de 6 mm, ocorrendo então uma troca de quantidade de movimento maior entre a fase contínua e a fase dispersa.

Para a maior vazão mássica de líquido ($W_l$ = 6 kg/s) compararam-se as perdas de pressão obtidas pela simulação computacional com os modelos de Boll (1973) e de Viswanathan et.al (1985), conforme pode ser visto pela Figura 35.

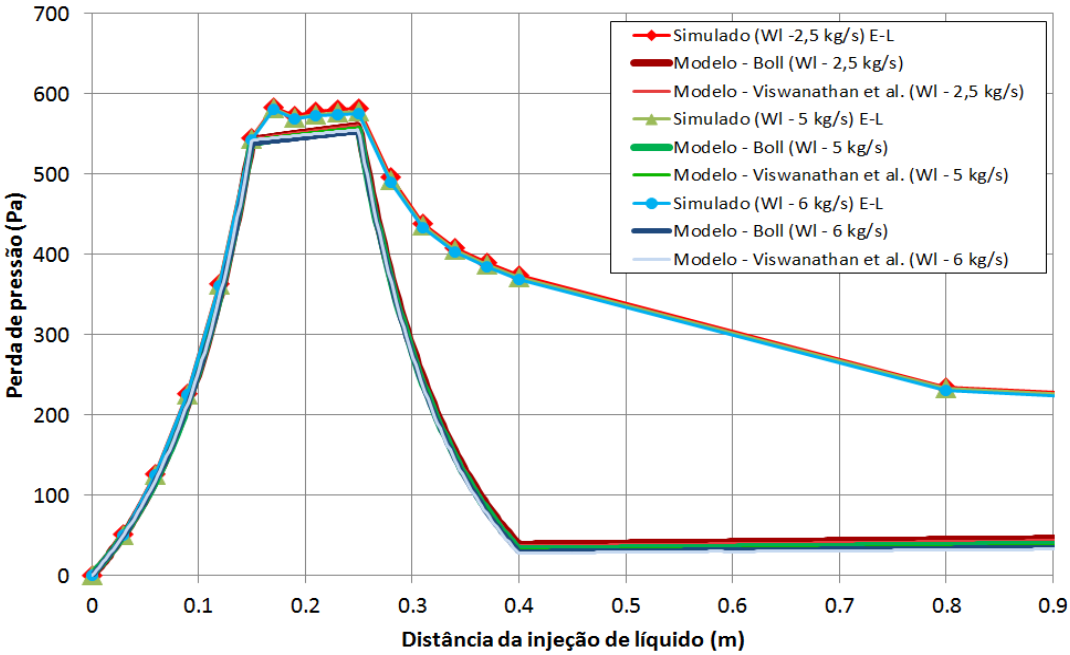


Figura 35: Comparativo entre a perda de pressão obtida pelos modelos de Boll (1973) e Viswanathan et. al (1985) com os dados obtidos pela simulação computacional, para uma vazão mássica de gás constante ($W_g$ = 6,04 kg/s) e diferentes vazões mássicas de líquido

Percebe-se pela Figura 35 uma plena concordância entre os valores obtidos pelos modelos de Boll (1973) e o de Viswanathan et. al (1985) com as simulações computacionais para a perda de pressão na região convergente e da garganta do lavador Venturi. Porém nota-se, como no caso anterior, uma diferença para a perda de pressão na região divergente do equipamento, a qual pode ser explicada pelo fato das gotas de líquido possuirem uma inércia muito elevada. Percebe-se ainda que tanto para as simulações, quanto para os modelos teóricos, a perda de pressão

não sofreu alterações significativas, podendo esse fato ser explicado pelas gotas de líquido não sofrerem uma variação significativa em suas velocidades devido ao arrasto da fase gasosa, ou seja, não ocorrendo uma troca significativa de quantidade de movimento entre as duas fases de modo a se notar uma diferença nas perdas de pressão.

De forma a se comparar as diferentes simulações computacionais realizadas, decidiu-se normalizar a queda de pressão obtida à uma distância de 0,8 m (plano 17) da entrada do líquido no lavador Venturi. A normalização dos valores das perdas de pressão foram obtidos separando-se as simulações em 3 grupos com base na vazão mássica de líquido. Após o agrupamento das simulações, dividiu-se os valores de perda de pressão pelo valor máximo da perda de pressão de cada grupo, conforme Equação 86. De forma a se obter o eixo das abscisas, dividiu-se a vazão mássica de gás pelo valor da vazão mássica de líquido, resultando na Figura 36.

$$PP_{norm,i} = \frac{PP_i}{PP_{max}} \qquad (86)$$

Na qual $PP_{norm,i}$ é a perda de pressão normalizada da simulação com índice $i$, $PP_i$ é a perda de pressão distante 0,8 m da entrada de líquido no lavador (Pa) e $PP_{max}$ é o valor máximo da perda de pressão do grupo (Pa).

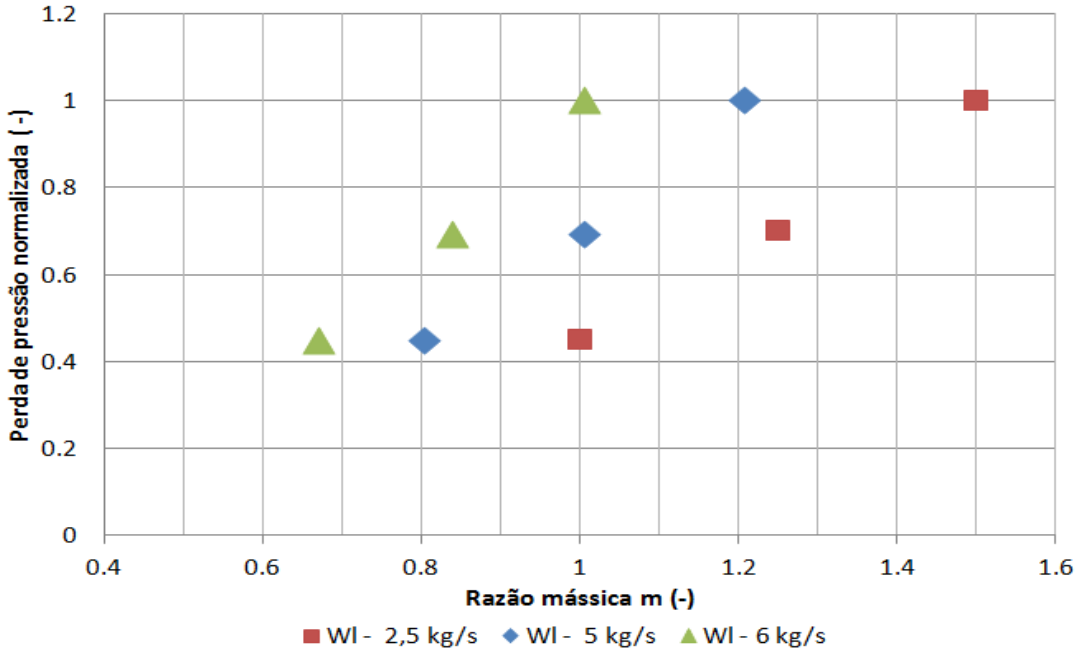


Figura 36: Perda de pressão normalizada pela razão mássica (m) para a posição distante 0,8 metro da entrada de líquido

Pela Figura 36 percebe-se que com o aumento da vazão mássica de gás ocorre um aumento da perda de pressão normalizada, uma vez que vazões maiores de gás resultaram em valores de velocidade maior no interior do lavador Venturi, aumentando-se a perda de pressão por atrito. Outro fator que afetou a perda de pressão seria o arrasto sofrido pelas gotas de líquido, uma vez que este depende da velocidade relativa entre as fases e define a troca de quantidade de movimento entre estas fases, ocorrendo então, um aumento da perda de pressão com o aumento da vazão mássica de líquido. Porém, para o caso estudado, devido as gotas de líquido possuírem diâmetro elevado (6mm), estas não sofreram uma grande aceleração pela fase gasosa, não trocando uma grande quantidade de movimento, efeito que foi notado pela Figura 35.

## 4.5 SIMULAÇÕES UTILIZANDO A TÉCNICA EULER-LAGRANGE E MODELO DE QUEBRA CAB

Com base no estudo realizado no Item 4.2 no qual se compararam os dois modelos de quebra secundária (TAB e CAB), decidiu-se utilizar o modelo de quebra CAB para o estudo do escoamento do líquido no lavador Venturi em escala industrial. Para esta etapa do estudo simulou-se apenas uma vazão mássica de líquido ($W_l$ = 5 kg/s) e 3 vazões mássicas de gás.

O tamanho de passo de tempo para a fase contínua foi o mesmo utilizado no Item 4.4 ($10^{-4}$ s) e para a fase Lagrangiana, 4 intervalos de integração foram utilizados para as gotas de líquido. O tempo total de simulação foi de 0,35 s, porém, a análise dos resultados das gotas de líquido utilizou apenas as gotas que haviam atingido a convergência ao estado estacionário (representando 500 iterações). No caso, utilizou-se as gotas que estavam no escoamento com tempo simulado superior a 0,3 s, desta forma diminuindo-se a quantidade de dados gerados, uma vez que se coletava a posição, diâmetro, tempo simulado e o número $n_{d,i}$ a cada 1 cm percorrido por cada partícula na simulação. Utilizou-se uma injeção de partículas computacionais na forma de cone cheio, conforme utilizado no Item 4.4, e composta de 200.000 $s^{-1}$.

Compararam-se os resultados das simulações que utilizaram uma injeção composta de gotas de líquido de diâmetro inicial de 6mm com uma injeção de gotas

que seguiam a distribuição de Rosin-Rammler, com parâmetro $n_1$ de 2,15 e diâmetro médio de Sauter definido como o valor mínimo do diâmetro médio de Sauter das simulações com gotas de líquido de diâmetro inicial de 6mm, esperando-se evitar desta forma, a distribuição de tamanho de gotas quase uniforme obtida como resultado do Item 4.2, a qual utilizou uma distribuição de Rosin-Rammler com parâmetro de diâmetro de 1mm.

### 4.5.1 Simulações utilizando o modelo de quebra CAB e diâmetro de gota inicial de 6mm

De forma a se comparar a diminuição do diâmetro das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi industrial, utilizou-se o diâmetro médio de Sauter definido pela Equação 85 no Item 4.2 e dividiu-se a geometria do lavador em secções, como no caso anterior, as quais possuíam espessura de 2 cm. Aplicou-se a Equação 85 para cada secção definida do lavador Venturi e obteve-se o diâmetro médio de Sauter ao longo do lavador, conforme Figura 37.

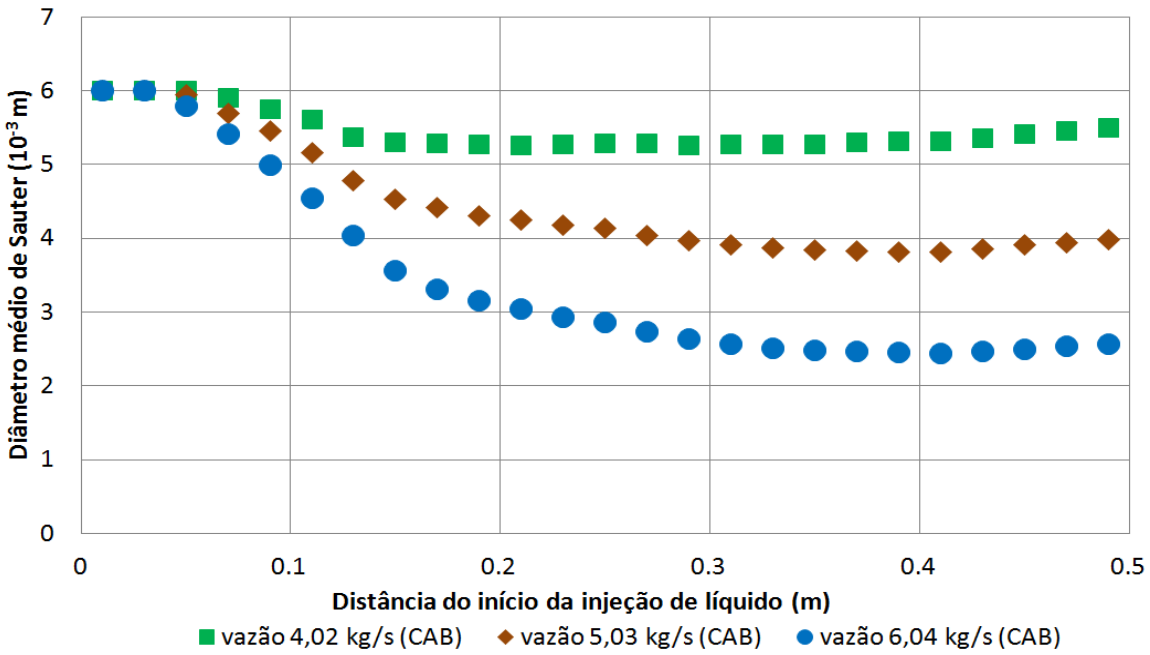


Figura 37: Diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi industrial para uma vazão de líquido de 5 kg/s utilizando o modelo de quebra CAB com diâmetro inicial das gotas de 6mm

Pela Figura 37 percebe-se a quebra secundária para todas as simulações realizadas, uma vez que ao longo do lavador Venturi ocorre uma diminuição do

diâmetro médio de Sauter. Obteve-se para a menor vazão mássica de gás (4,02 kg/s) o maior diâmetro médio de Sauter e para a maior vazão mássica de gás (6,04 kg/s) o menor diâmetro médio de Sauter, sendo esse resultado coerente, uma vez que no primeiro caso, as gotas de líquido foram sujeitas a uma velocidade relativa menor que no último caso, ocorrendo então, uma quebra secundária mais branda das gotas de líquido.

Nota-se também um aumento do diâmetro médio de Sauter após 0,4 m do início da injeção de líquido no lavador Venturi, fato que pode ser explicado devido à retirada das partículas computacionais com menor diâmetro da simulação que foram injetadas na região externa ao spray e que acabavam por colidir com a parede do lavador. Essas gotas geradas na região externa ao spray possuíam um número de Weber maior e, portanto, possuíam um diâmetro menor devido à quebra secundária, dado que a velocidade relativa entre as fases era alta nessa região, uma vez que o escoamento das duas fases não estava alinhado. Nota-se esse efeito de retirada de gotas com diâmetro menor na Figura 38, na qual as gotas com diâmetros menores colidiram com a parede do lavador.

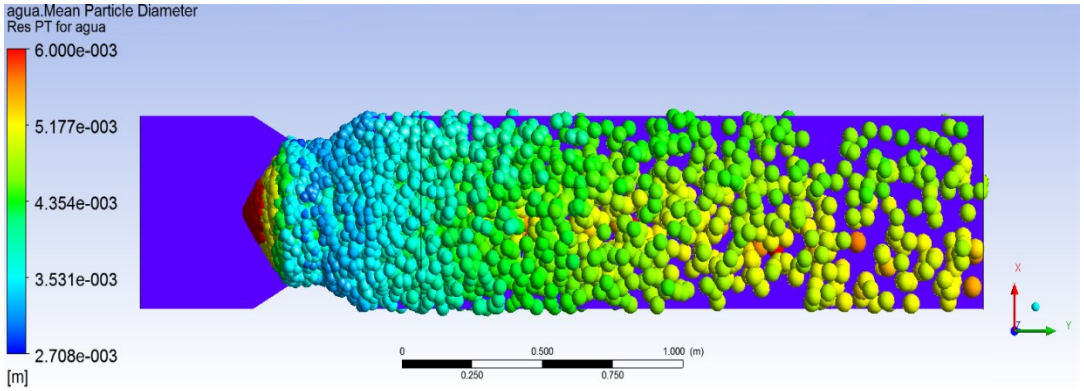


Figura 38: Localização no lavador Venturi industrial das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado de 0,35 s) para uma vazão mássica de ar de 5,03 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s utilizando o modelo quebra CAB

Pode-se perceber pela Figura 38 que as gotas de líquido com diâmetros menores foram obtidas em regiões em que se possuía uma maior diferença de velocidade relativa entre as fases (região externa do cone de injeção), resultando no choque dessas gotas de líquido com a parede da geometria (delineada pelo plano no centro do lavador) e a retirada destas gotas da simulação computacional. Devido à retirada dessas gotas de líquido com diâmetros menores, ocorreu um aumento do

diâmetro médio de Sauter ao longo do lavador Venturi, o qual pode ser notado na Figura 37.

Decidiu-se com base nos resultados das simulações, se obter a distribuição de tamanho de gotas com base mássica, assim como realizado anteriormente para o caso do lavador Venturi em escala piloto. Obteve-se para 3 volumes de controle com espessura de 0,02 cm ao longo do comprimento do lavador a distribuição de tamanho de gotas, com posição central em relação a entrada de líquido sendo: 0,15 m (início da região da garganta); 0,25 m (início da região divergente) e 0,4 m (final da região divergente). Para este caso não se utilizou a distribuição de tamanho de gotas na região de entrada de líquido, uma vez que as gotas possuíam diâmetros iguais (6mm), conforme pode ser checado pela Figura 37, na qual percebeu-se que para todas as simulações o diâmetro médio de Sauter possuía o mesmo valor do diâmetro utilizado como injeção.

Conforme explicado no Item 4.2, a distribuição de tamanho de gotas foi obtida separando-se cada partícula computacional com base no diâmetro destas em diferentes classes de tamanho de gota, para cada volume de controle. Calculou-se então a quantidade mássica que cada gota representava e somaram-se todas estas contribuições para cada intervalo utilizado. Ao final dividiu-se a quantidade mássica de cada intervalo pela massa total de líquido presente no volume de controle. Para o volume de controle posicionado no início da região da garganta, obteve-se a distribuição de tamanho de gotas para 3 diferentes vazões de gás, conforme Figura 39.

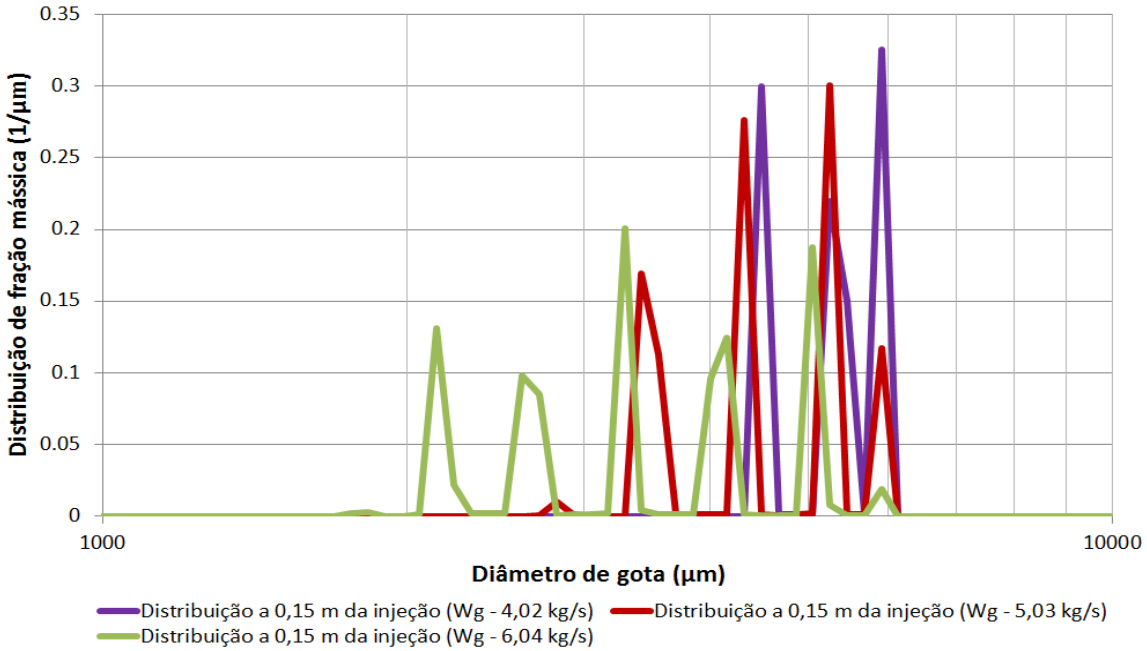


Figura 39: Distribuição de tamanho de gotas a 0,15 m da injeção de líquido no lavador Venturi para 3 diferentes vazões mássicas de gás e diâmetro inicial de gota de 6 mm

Pela Figura 39 confirma-se que ocorre a quebra das gotas de líquido pelo modelo CAB, uma vez que se possuem gotas de líquido com diâmetros menores que o utilizado na injeção. Nota-se que à medida que se aumentava a vazão mássica de gás, representando um aumento na velocidade relativa entre as fases, ocorria a formação de gotas de diâmetros menores, uma vez que ocorre um deslocamento para a esquerda da distribuição de tamanhos de gota. Pode-se perceber que para o caso de vazão mássica de 4,02 kg/s, cerca de 35% das partículas computacionais não sofreram quebra, enquanto que para o caso de maior vazão de gás, quase todas as gotas sofreram redução no diâmetro.

Percebe-se ainda um maior intervalo de diâmetros das gotas formadas pela quebra secundária para as 3 simulações do que os resultados obtidos pelas simulações utilizando o lavador Venturi em escala piloto, nas quais nota-se a formação de gotas de líquido com valores de diâmetros próximos, como pode ser observado na Figura 20. A diferença entre os resultados obtidos pode ser explicada pelo fato de as gotas de líquido, ao serem injetadas no lavador Venturi industrial, sofrerem diferentes velocidades relativas entre as fases, gerando-se então diferentes valores para o número de Weber e diferentes valores para os diâmetros produzidos pela quebra, diferentemente do que ocorreu com o Venturi em escala piloto, no qual a injeção de líquido ocorreu perpendicularmente ao escoamento da

fase gasosa, resultando em valores de Weber próximos para todas as gotas injetadas e, portanto, valores próximos para os diâmetros das gotas atomizadas.

Para o caso com vazão mássica de gás de 5,03 kg/s e vazão de líquido de 5 kg/s, obteve-se a distribuição de tamanho de gotas para 3 posições diferentes ao longo do lavador Venturi industrial, conforme pode ser observado na Figura 40.

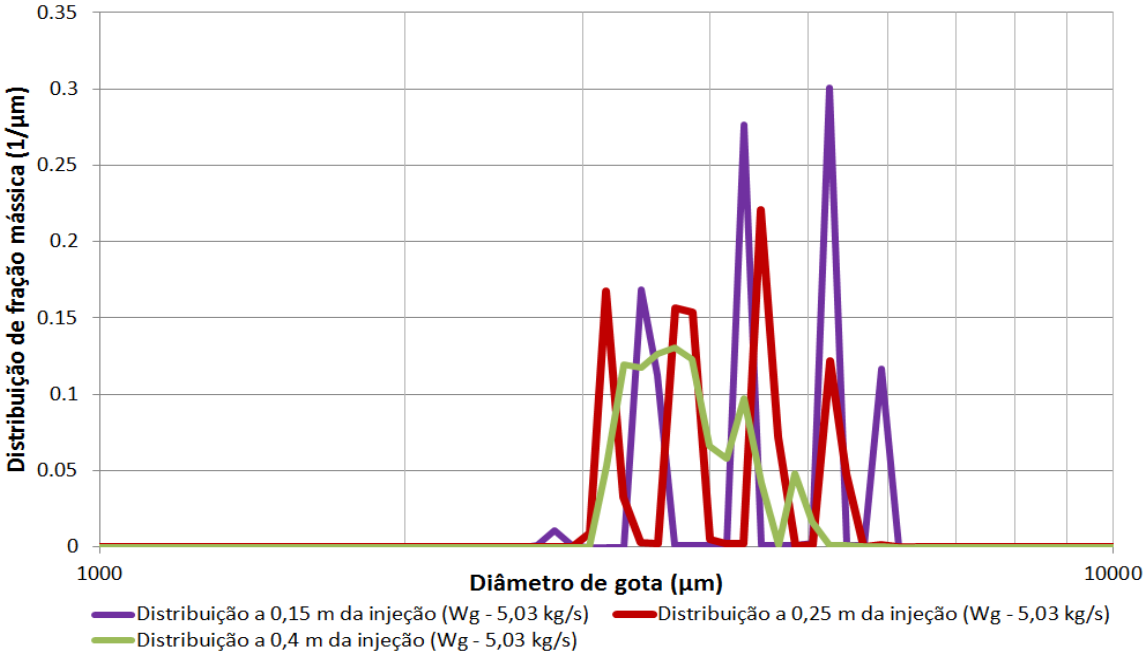


Figura 40: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 5,03 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para 3 posições com relação à injeção e diâmetro inicial de 6mm

Pode-se perceber pela Figura 40 que ao longo do lavador Venturi ocorreu a quebra das gotas, uma vez que a distribuição de tamanho de gotas foi deslocada para a esquerda do gráfico, indicando uma redução no diâmetro médio de Sauter e consequentemente, a redução dos diâmetros das gotas. A distribuição de tamanho de gotas obtida ao final da secção divergente do equipamento possuiu uma maior dispersão dos diâmetros das partículas computacionais e uma distribuição de tamanho de gotas mais uniforme se comparado ao caso utilizando uma injeção de gotas de líquido com distribuição de Rosin-Rammler no lavador Venturi em escala piloto, na qual se obteve partículas computacionais com diâmetros próximos, conforme pode ser observado no Item 4.2. Percebe-se também que a distribuição de tamanho de gotas nas secções convergente e da garganta, as quais possuíam um caráter não contínuo, sofreu uma modificação na região divergente, na qual a distribuição de tamanho de gotas apresentou um caráter mais contínuo se comparado as outras secções.

Para o caso utilizando uma vazão mássica de gás menor (4,02 kg/s) obteve-se uma menor faixa de valores para os diâmetros das gotas formadas, se comparado ao caso com vazão de gás de 5,03 kg/s. Para a simulação com vazão mássica de gás maior (6,04 kg/s), obteve-se partículas computacionais com diâmetros menores se comparado ao caso da Figura 40, uma vez que as gotas de líquido possuíam números de Weber maiores, resultando em gota de líquido com diâmetros menores e, portanto, uma distribuição de tamanho de gotas deslocada para faixas de diâmetros menores. Para ambas as simulações, as distribuições de tamanho de gotas foram apresentadas no apêndice.

### 4.5.2 Simulações utilizando o modelo de quebra CAB e distribuição de Rosin-Rammler

Decidiu-se por se realizar as simulações computacionais do Item 4.5.1 utilizando, ao invés de uma injeção composta de gotas de mesmo diâmetro (6mm), uma injeção de gotas que seguia a distribuição de Rosin-Rammler, assim como feito com o lavador Venturi em escala piloto, uma vez que a distribuição de tamanho de gotas possuía um caráter não contínuo nas secções convergente e da garganta do lavador. Devido a este fato, utilizou-se como parâmetro do diâmetro da distribuição de Rosin-Rammler, a Equação 38 com os valores mínimos dos diâmetros médios de Sauter obtidos pela Figura 37 e valor de 2,15 para o parâmetro $n_1$.

Obtiveram-se das novas simulações os dados referentes às gotas de líquido, com os quais se obteve o diâmetro médio de Sauter ao longo do equipamento por meio da Equação 85 e foram comparados com os diâmetros médios de Sauter do Item 4.5.1, conforme Figura 41.

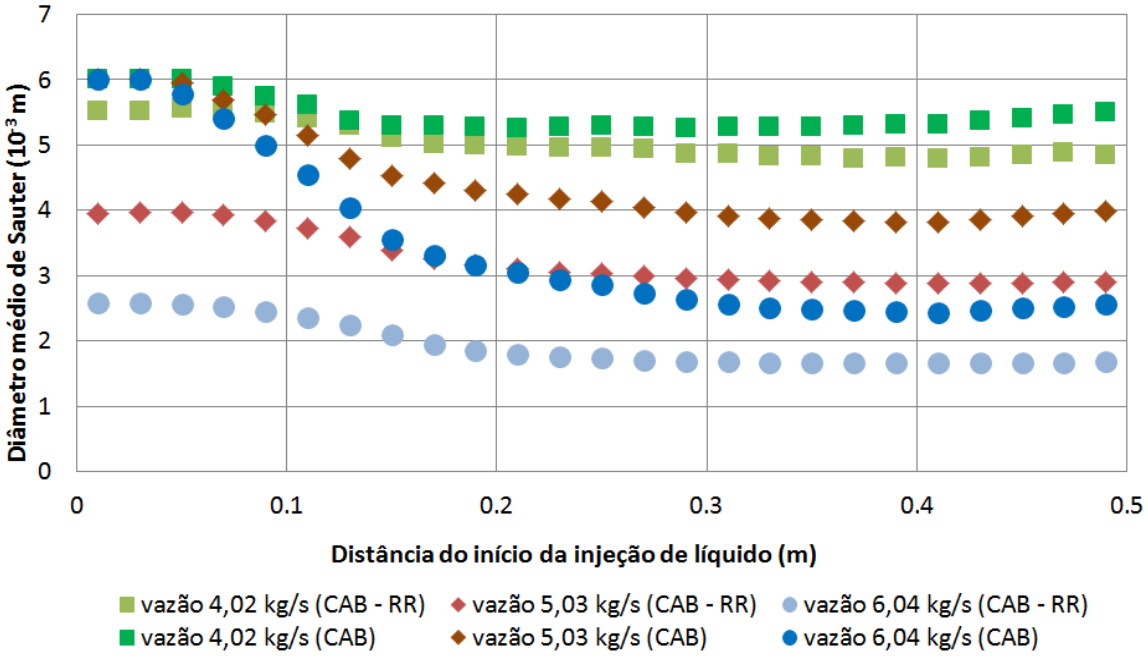


Figura 41: Comparativo do diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido ao longo do lavador Venturi industrial para uma vazão de líquido de 5 kg/s utilizando o modelo de quebra CAB com diâmetro inicial das gotas de 6mm e utilizando uma distribuição de Rosin-Rammler

Pela Figura 41 percebe-se a quebra secundária para todas as simulações realizadas com a distribuição de Rosin-Rammler, uma vez que ao longo do lavador Venturi ocorreu uma diminuição do diâmetro médio de Sauter. Percebe-se que para todos os casos, a utilização da distribuição de Rosin-Rammler resultou em diâmetros médios de Sauter menores se comparado aos casos que utilizaram diâmetro de gotas iguais (6 mm). Obteve-se para a menor vazão mássica de gás (4,02 kg/s) a menor diferença entre os diâmetros médios de Sauter entre a simulação que utilizou uma distribuição de tamanho de gotas e a que utilizou gotas de tamanhos iguais. Para os outros dois casos de vazão mássica de ar, nota-se que a utilização de uma distribuição de tamanho de gotas resultou em menores valores de diâmetros médios Sauter se comparado ao caso que utilizou diâmetro de gotas iguais.

Como no Item 4.5.1 nota-se que o diâmetro médio de Sauter aumentou ao longo do lavador Venturi, uma vez que gotas menores que foram produzidas na região mais externa ao spray se chocaram com a parede do lavador, causando então, uma redução do diâmetro médio de Sauter.

Obteve-se a distribuição do tamanho de gotas para 3 volumes de controle com espessura de 0,02 cm ao longo do comprimento do lavador nas seguintes posições, com posição central em relação a entrada de líquido sendo: 0,15 m (início da região da garganta); 0,25 m (início da região divergente) e 0,4 m (final da região

divergente). Para este caso se utilizou a distribuição de tamanho de gotas na região de entrada de líquido de forma a se comparar a diminuição na distribuição de tamanho de gotas, conforme pode ser observado pela Figura 42.

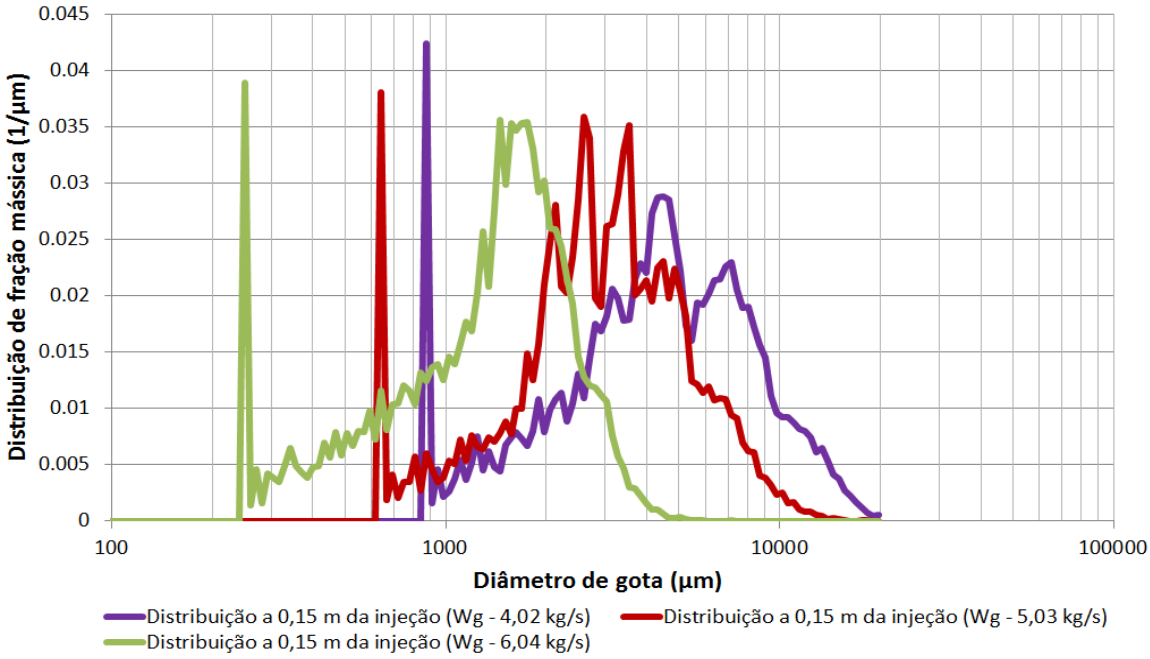


Figura 42: Distribuição de tamanho de gotas a 0,15 m da injeção de líquido no lavador Venturi para 3 diferentes vazões mássicas de gás e distribuição de Rosin-Rammler

Pela Figura 42 tem-se a distribuição de tamanho de gotas para 3 casos de vazão de gás. Nota-se que à medida que se aumentava a vazão mássica de gás, representando um aumento na velocidade relativa entre as fases, ocorre a formação de gotas de diâmetros menores, uma vez que a distribuição de tamanhos de gota ficou deslocada para a esquerda, no sentido de redução do diâmetro das gotas. Diferentemente dos casos utilizando gotas de diâmetro iguais, nota-se que ao se utilizar uma distribuição de diâmetros de gota se obteve uma distribuição com um caráter mais contínuo.

Percebe-se ainda um maior intervalo de diâmetros das gotas formadas pela quebra secundária para as 3 simulações se comparado com os resultados obtidos pelas simulações utilizando uma injeção composta de gotas de mesmo diâmetro. A diferença entre os resultados obtidos pode ser explicada pelo fato de ao se utilizar uma distribuição de Rosin-Rammler na injeção de líquido, obteve-se como resultado uma distribuição de tamanho de gotas ao longo do lavador Venturi com formato parecido a distribuição utilizada na entrada de líquido.

Para o caso com vazão mássica de gás de 5,03 kg/s e vazão de líquido de 5 kg/s, obteve-se a distribuição de tamanho de gotas para 3 posições diferentes ao longo do lavador Venturi industrial, conforme pode ser observado na Figura 43.

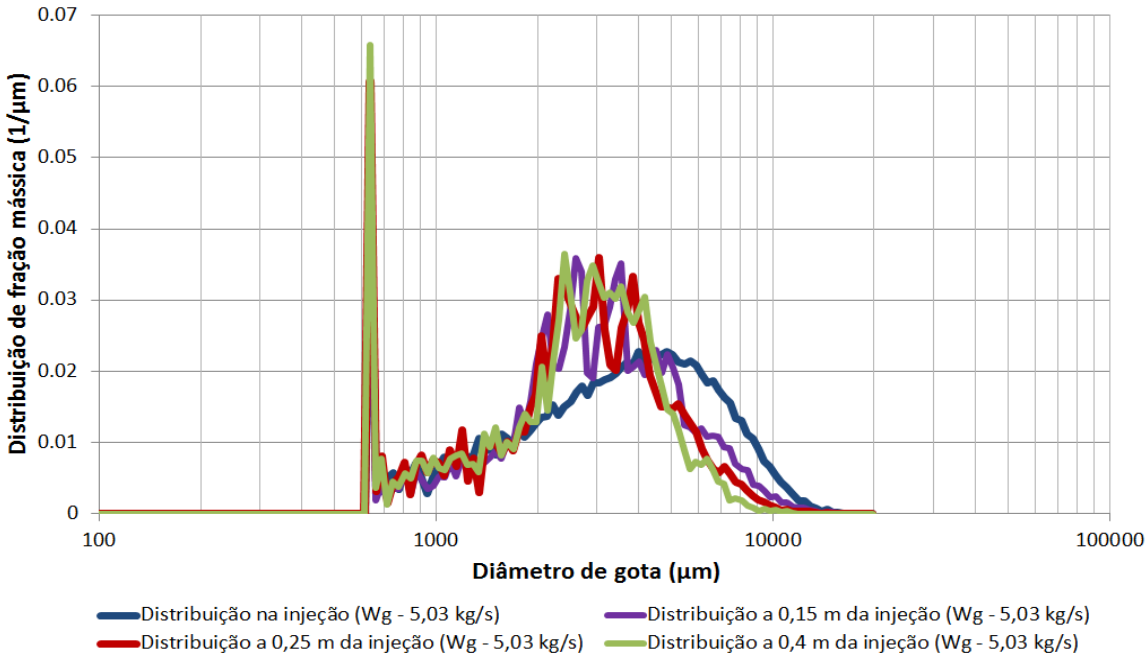


Figura 43: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 5,03 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para 4 posições com relação à injeção e distribuição de Rosin-Rammler

Pode-se perceber pela Figura 43 que ao longo do lavador Venturi ocorre a ruptura das gotas de líquido, uma vez que a distribuição de tamanho de gotas foi deslocada para a esquerda do gráfico, ocorrendo um aumento na contribuição da fração mássica das gotas com diâmetros menores e indicando uma redução no diâmetro das gotas de líquido. Ao final da secção divergente do equipamento obtiveram-se gotas de líquido de diâmetros menores, fato que pode ser confirmado pela Figura 41, na qual se obteve o menor valor para o diâmetro médio de Sauter para essa região.

Para o caso utilizando uma vazão mássica de gás menor (4,02 kg/s) obteve-se uma distribuição de tamanhos de gota semelhante à injeção de líquido, uma vez que as gotas de líquido foram quebradas a uma taxa menor se comparado aos casos com vazões mássicas de gás maiores, os quais resultaram em valores maiores para o número de Weber nas gotas, ocorrendo uma redução maior do diâmetro destas. Para a simulação com vazão mássica de gás maior (6,04 kg/s), obteve-se partículas computacionais com diâmetros menores se comparado aos

outros casos estudados. Para ambas as simulações, as distribuições de tamanho de gotas foram apresentadas no apêndice.

Para os casos utilizando uma distribuição de tamanho de gotas de Rosin-Rammler para a injeção do líquido, nota-se a presença de valores elevados para a fração mássica das gotas com diâmetros menores. Este fato pode ser explicado por não ter sido definido no software um valor mínimo para o diâmetro na distribuição de Rosin-Rammler, resultando em uma utilização por este, de um valor de 10% do diâmetro médio fornecido o menor valor de diâmetro de gota utilizado na simulação. Este efeito pode ser percebido nas Figura 42 e Figura 43, nas quais se observa um pico na fração mássica para os menores diâmetros, ou seja, as gotas que possuíam diâmetros menores que o valor de 10% foram agrupadas para este valor de diâmetro.

Compararam-se as posições das partículas computacionais no lavador Venturi para as simulações utilizando uma injeção de gotas de diâmetro constante (Item 4.5.1) e uma injeção de gotas com distribuição de tamanho de Rosin-Rammler, para uma vazão mássica de gás de 5,03 kg/s e vazão de líquido de 5 kg/s, conforme pode ser observado na Figura 44.

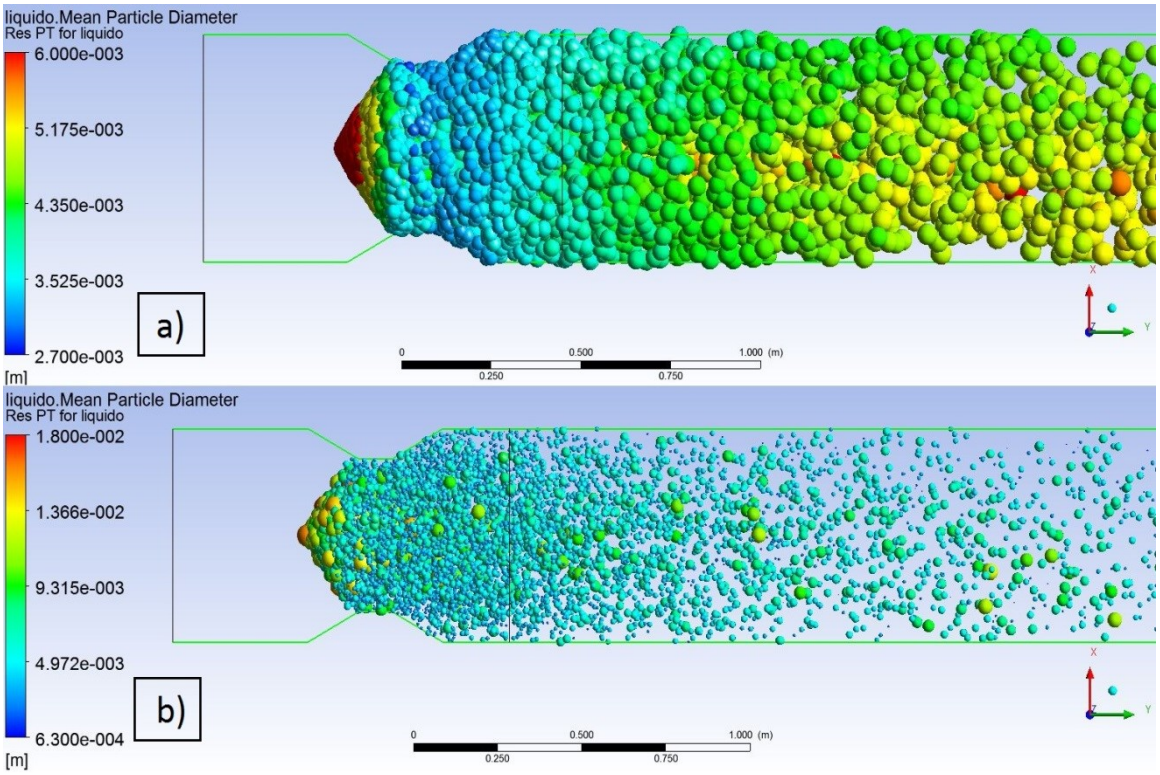


Figura 44: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,35 s) para uma vazão mássica de ar de 5,03 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para um injeção: a) Diâmetro constante; b) Distribuição de Rosin-Rammler

Percebe-se pela Figura 44 que ao se utilizar uma injeção composta de gotas de líquido de mesmo diâmetro obteve-se com a atomização secundária destas, gotas de líquido com diâmetros próximos, assim como observado nas curvas de distribuição de tamanho de gotas ao longo do lavador Venturi, conforme Figura 40 (Item 4.5.1). Nota-se ainda a presença de gotas de líquido com diâmetros maiores na região central do lavador Venturi, fato que pode ser explicado pelas gotas de líquido nessa região possuírem menores valores para o número de Weber, uma vez que a injeção destas ocorreu paralelamente ao escoamento, resultando em valores menores para a velocidade relativa entre as fases e, portanto, valores menores para o número de Weber.

Comparando-se as partículas computacionais obtidas pela utilização de uma injeção com distribuição de Rosin-Rammler com a injeção de gotas de mesmo diâmetro, reparou-se que a primeira possuiu uma maior dispersão para os diâmetros das gotas ao longo da secção transversal do lavador Venturi devido à injeção conter gotas de líquido de diferentes diâmetros e, portanto, resultar em faixas valores de Weber diferentes. Devido a este fato, caso se fosse analisado a coleta de partículas de poluentes, poder-se-ia obter resultados de coleta diferentes dependendo da forma como se ocorre a injeção de líquido.

## 4.6 SIMULAÇÕES COM O SISTEMA DE LAVAGEM DE GASES

Após a verificação das simulações realizadas com o lavador Venturi em escala piloto utilizado por Silva (2008) e as simulações com os modelos de quebra de gotas realizadas com o lavador Venturi em escala industrial, decidiu-se por se simular o sistema de lavagem de gases composto por um lavador Venturi e uma coluna de spray, conforme descrito no Item 3.4.

### 4.6.1 Malha computacional utilizada no sistema de lavagem de gases

De forma a se construir a malha computacional para o sistema de lavagem de gases, dividiu-se a geometria deste de modo a se realizar os ajustes necessários ao critério *Yplus.* Optou-se por se usar uma malha hexaédrica nas regiões onde era possível a sua utilização de forma a se reduzir a quantidade de elementos finitos e se reduzir o esforço computacional necessário. Obteve-se para a maior parte do

sistema de lavagem, uma malha hexaédrica. Porém utilizou-se uma malha tetraédrica com elementos hexaédricos nas paredes para a região de conexão entre o lavador Venturi e a coluna em Spray, uma vez que nessa região tem-se uma parede, a qual é utilizada para se separar uma parcela das gotas de líquido utilizadas na lavagem do gás no lavador Venturi e se reduzir o arraste desses poluentes para a parte superior do equipamento.

A malha computacional para o sistema de lavagem completo possuía cerca de 2,2 milhões de elementos finitos, em que nas regiões próximas as paredes da geometria, uma camada de elementos hexaédricos foi disposta para se ajustar as condições do critério *Yplus*, conforme pode ser visto pela Figura 45 e Figura 46.

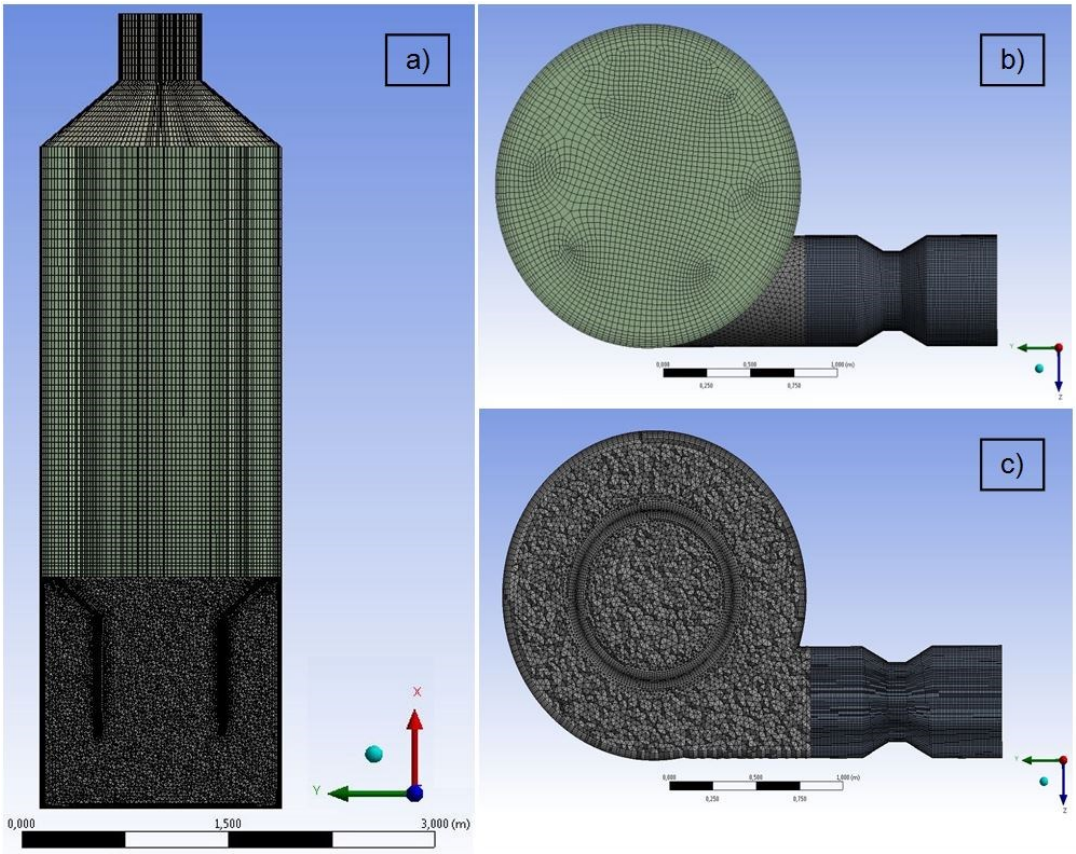


**Figura 45:** a) Malha computacional em um corte central na coluna do sistema de lavagem; b) Corte transversal realizado na coluna em spray à 1m de altura do centro do lavador Venturi ; c) Corte transversal realizado no centro do lavador Venturi

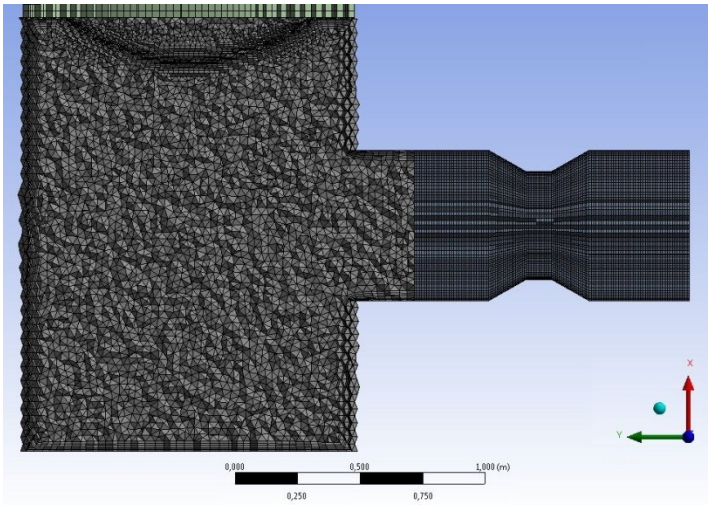


Figura 46: Malha computacional em um corte longitudinal à coluna em spray realizado no centro de lavador Venturi

Pode-se notar pela Figura 45 e Figura 46 a utilização de uma malha hexaédrica para a região do lavador Venturi e onde se ocorre a injeção de líquido por sprays. A malha hexaédrica na região do lavador Venturi foi construída com os mesmos parâmetros utilizados no estudo de malha do Item 4.3.

Após o ajuste do critério *Yplus* utilizando uma vazão mássica de gás de 5,03 kg/s na entrada do lavador Venturi, obteve-se o campo de valores para o parâmetro *Yplus* para a malha computacional, conforme ilustrado na Figura 47.

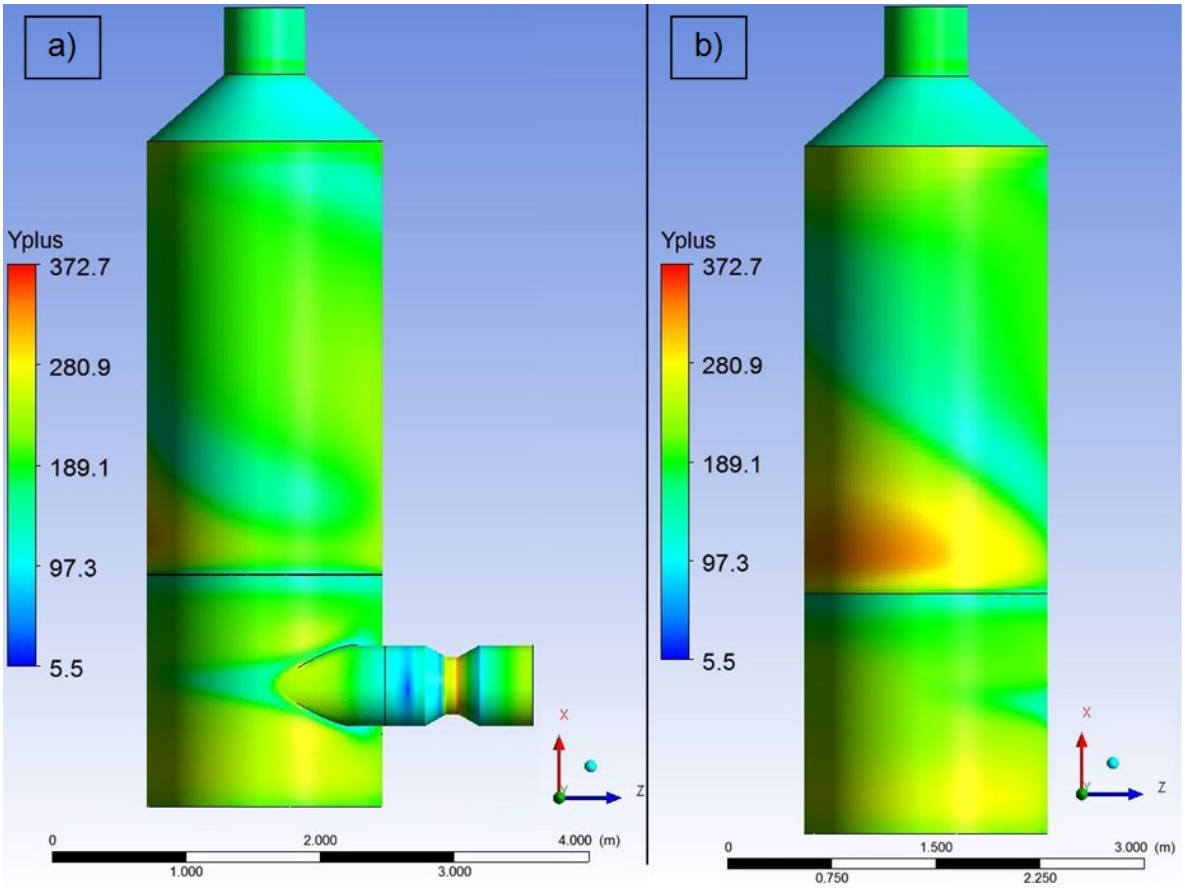


Figura 47: Valores do critério *Yplus* na parede do sistema de lavagem de gases para uma vazão mássica de gás de 5,03 kg/s para a região: a) Lateral com o lavador Venturi; b) Posterior ao lavador Venturi

Para a condição de operação do lavador Venturi de vazão mássica de gás de 5,03 kg/s composta apenas por ar, obteve-se um valor máximo de *Yplus* de 373 na região de início da garganta lavador Venturi e na região onde ocorreu a injeção de líquido por Sprays e um valor mínimo de 5,5 foi atingido para a região posterior à secção divergente do Venturi, conforme pode ser observado pela Figura 47. Percebe-se também para esse caso, valores baixos para o parâmetro *Yplus* após a região divergente do lavador, podendo-se ocorrer uma predição errônea do modelo de turbulência utilizado nessa região (modelo k-ε padrão), uma vez que o elemento de volume se encontra dentro da camada limite do escoamento.

Porém, utilizou-se a configuração obtida para o estudo, uma vez que dificuldades foram encontradas de modo a se ajustar esse parâmetro, uma vez que ao se aumentar a altura dos elementos hexaédricos na parede do lavador, ocorria um aumento do *Yplus* na região de início do Venturi, ultrapassando o limite máximo recomendado, conforme utilizado no estudo com o lavador Venturi em escala piloto.

### 4.6.2 Injeção de líquido na coluna de Spray

Conforme pode ser visto no esquema técnico do sistema de lavagem de gases presente no apêndice, nota-se a presença de dois níveis de injeção de líquido por meio de Sprays, localizados à uma altura relativa ao centro do lavador Venturi de 1,6 m e 3,175 m. Cada nível de injeção de líquido na coluna possuía 30 atomizadores do tipo cone oco, uma vez que a entrada de líquido ocorria tangencialmente à parede do atomizador, de forma a se criar vórtices no escoamento do líquido no interior deste, acarretando na atomização primária do líquido em gotas. Esse tipo de atomizador gera jatos com formato de cone oco, o qual possui a maior quantidade do líquido dispersa em uma região anular, conforme pode ser visto no catálogo do fabricante (SPRAYING SYSTEMS CO.).

Utilizou-se como referência o bico atomizador de cone oco AX, com diâmetro de conexão de 1/2” e diâmetro nominal de saída de 0.25” (diâmetro de 6,35 mm) para a estimativa da relação entre a diferença de pressão no atomizador ($\Delta P_l$) e a vazão fornecida por este. Com base em 4 valores de pressão e vazão, realizou-se uma regressão expressa pela Equação 87.

$$\Delta P_l = 2{,}25165 * 10^6 {W_l}^2 + 1{,}39781 * 10^5 W_l - 9{,}54438 * 10^3 \qquad (87)$$

Na qual $\Delta P_l$ é a diferença de pressão necessária para atomizador as gotas de líquido (Pa) e $W_l$ é a vazão mássica de líquido fornecida por cada atomizador (kg/s).

Para a vazão mássica de líquido na coluna de Spray, utilizou-se o valor de operação de 5,55 kg/s de líquido fornecido pelo fabricante do sistema de lavagem gases. O sistema de atomizadores possuía 60 atomizadores, conforme pode ser visto no esquema no apêndice, resultando em uma vazão mássica de operação de 0,0926 kg/s para cada atomizador. Para os estudos com o sistema de lavagem completo, definiram-se dois outros casos de vazão de líquido para cada atomizador, sendo o dobro da vazão de operação (0,1852 kg/s) e a metade do valor de operação (0,0463 kg/s).

Com base na Equação 87 e nas vazões de líquido que foram definidas, obteve-se a pressão necessária em cada atomizador. Após a determinação da pressão em cada atomizador, encontrou-se a componente axial da velocidade do líquido, conforme Equação 88 (COUTO, CARVALHO, BASTOS-NETTO,1997).

$$U = \sqrt{2\Delta P_l/\rho_l} \qquad (88)$$

Na qual $U$ é a componente axial da velocidade do líquido (m/s), $\Delta P_l$ é a diferença de pressão necessária para atomizador as gotas de líquido (Pa) e $\rho_l$ é a densidade do líquido (kg/m$^3$).

De forma a se obter o ângulo de injeção dos atomizadores, utilizou-se como referência as medidas experimentais do trabalho de Foissac et al. (2011), no qual os autores mediram, para um atomizador de jato oco com geometria similar ao utilizado no sistema de lavagem industrial, a distribuição do líquido obtida à uma distância de 20 cm do bico injetor. Com base nos dados de distribuição de líquido à 20 cm do bico injetor, obteve-se que o jato produzia gotas de líquido que se encontravam entre 7 e 15 cm, conforme pode ser visto na Figura 48. Com base nesta informação se calculou o ângulo de injeção ($\theta$) e o ângulo de dispersão ($\gamma$), os quais foram usados no software de CFD para a injeção das partículas computacionais.

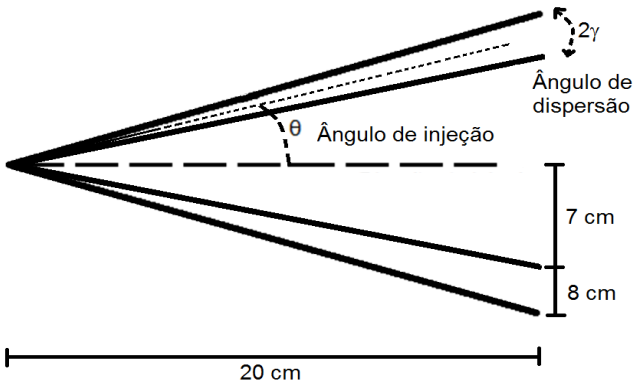


Figura 48: Representação da injeção em cone oco das partículas computacionais utilizada pelo simulador e distâncias obtidas do trabalho de Foissac et al. (2011)

Com base nos dados de Foissac et al. (2011), encontrou-se um valor de 28º para o ângulo de dispersão e 8,8° para o ângulo de dispersão, os quais foram usados no software de CFD. Notou-se que o ângulo de dispersão obtido pelos dados experimentais se aproximou dos valores fornecidos pelo catálogo do fabricante (31,5° para uma diferença de pressão de 48300 Pa).

A partir do ângulo de dispersão encontrado, obteve-se a velocidade média ($V_{médio}$) de injeção do líquido através da relação trigonométrica (Equação 89) para cada caso de vazão definida nos atomizadores.

$$V_{médio} = U/\cos(\theta) \qquad (89)$$

Obteve-se ao final a Tabela 10, para 3 casos de vazão de líquido nos atomizadores da coluna em spray.

Tabela 10: Parâmetros de velocidade média em cada atomizador de cone oco, obtidos para cada vazão mássica de líquido definida

| Vazão unitária de líquido (kg/s) | Diferença de pressão (Pa) | Velocidade axial (m/s) | Velocidade média (m/s) |
|---|---|---|---|
| 0,0463 | 1753,1 | 1,87 | 1,90 |
| 0,0926 | 22703 | 6,74 | 7,90 |
| 0,1852 | 93558 | 13,7 | 14,4 |

Estimou-se o diâmetro médio de Sauter das gotas de líquido produzidas pelos atomizadores de cone oco com base em medidas experimentais realizadas em atomizadores de cone oco para sistemas de lavagem de gás, com diâmetro de saída próximo ao utilizado nos atomizadores deste trabalho, conforme pode ser visto na página 158 do livro *Industrial Sprays and Atomization* (NASR, YULE, BENDIG, 2002). Obteve-se então um diâmetro médio de Sauter de 400 μm para as gotas produzidas pelos atomizadores.

### 4.6.3 Especificações das simulações para o sistema de lavagem de gases

O passo de tempo de integração para a fase contínua foi mantido como no Item 4.4, uma vez que se havia calculado o tamanho de passo para o lavador Venturi industrial com gotas de líquido que possuíam diâmetros maiores que 10 μm, ou seja, englobando a faixa de valores de diâmetros das gotas produzidas pelo sistema de atomização na coluna de Spray. Portanto, utilizou-se para o sistema de lavagem de gases um passo de tempo de $1.10^{-4}$ s e 4 intervalos de integração foram utilizados para a fase Lagrangiana (gotas de líquido). O tempo total simulado foi de 0,6 s (6000 intervalos), notando-se uma estabilização para o escoamento a partir de um tempo simulado de 0,3 s, para a pressão e velocidade na direção longitudinal a coluna de Spray. Porém notou-se a variação da velocidade nas duas outras componentes, fato que pode ser explicado devido à rotação produzida na coluna de Spray e explicado posteriormente.

Para a injeção das gotas de líquido no lavador Venturi utilizou-se a injeção de partículas com um taxa de 200.000 #/s$^{-1}$, conforme Item 4.4, com uma distribuição de tamanho de gotas de Rosin-Rammler com parâmetro $n_1$ de 2,15 e diâmetro médio de Sauter definido com base no estudo realizado no Item 4.5.2, no qual se obteve valores de diâmetros médios de Sauter diferentes para cada condição de vazão mássica de gás. Conforme observado no Item 4.5.2, de forma a não se obter o pico de fração mássica das gotas com diâmetros menores, especificou-se no software para a distribuição de Rosin-Rammler um diâmetro mínimo de 100 μm.

Para a injeção das gotas de líquido pelo sistema de atomização da coluna de spray utilizou-se a injeção de partículas com uma taxa de 210.000 #/s$^{-1}$, resultando em uma injeção de 3.500 #/s$^{-1}$ para cada atomizador. Utilizou-se o mesmo valor do parâmetro $n_1$ e o valor de 400 μm para o diâmetro médio de Sauter, ocorrendo à injeção das gotas de líquido no formato de um cone oco, conforme explicado no Item 4.6.2 e especificou-se o valor de 10 μm para menor diâmetro de gota utilizado pela distribuição de Rosin-Rammler.

Para as simulações computacionais, a quebra das gotas de líquido foi obtida pelo modelo de quebra CAB e a força da gravidade foi considerado.

### 4.6.4 Comparativo das simulações do sistema de lavagem de gases

Simulou-se o escoamento bifásico no sistema de gases e compararam-se os 3 casos de vazão de líquido por meio da velocidade relativa entre as fases líquida e gás, conforme pode ser observado na Figura 49.

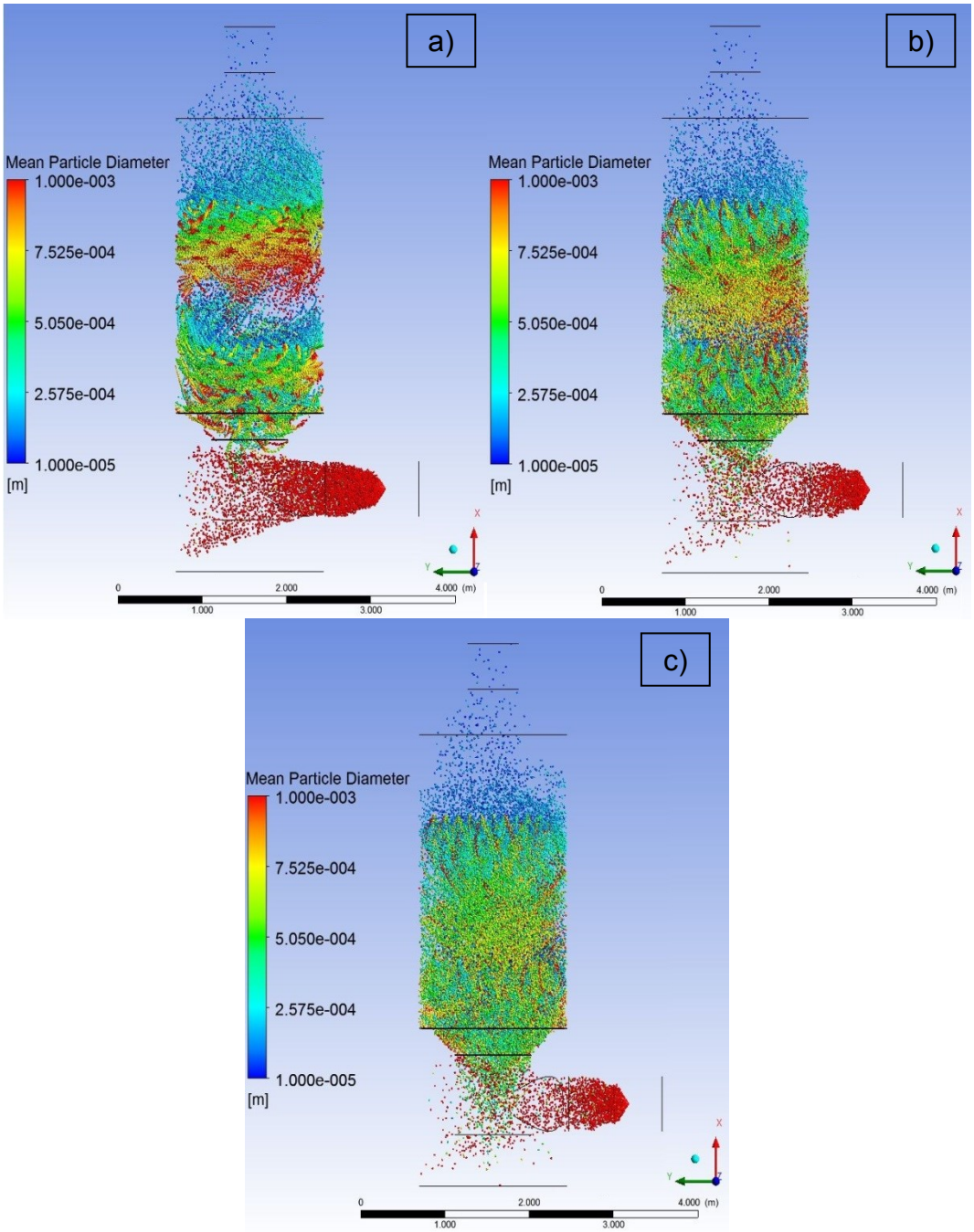


Figura 49: Diâmetro das partículas computacionais no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s

Constata-se pela Figura 49 a influência da utilização de um modelo de quebra de gotas de líquido, uma vez que para velocidades de injeção de líquido maiores (maior vazão mássica de líquido), menores valores de diâmetro de gotas foram obtidos, podendo-se este fato alterar a eficiência de coleta de poluentes, caso esta fosse estudada. Nota-se ainda um menor recobrimento das gotas de líquido dentro da coluna de Spray para o caso de menor vazão mássica de líquido, uma vez que estas acompanharam com maior facilidade os vórtices gerados pela fase gasosa.

Para o caso de maior vazão de líquido, nota-se uma distribuição de líquido mais uniforme que nos outros casos, além de se ter obtido gotas com diâmetros menores.

De modo a se observar a rotação produzida na fase gasosa no sistema de lavagem e gases, decidiu-se utilizar as linhas de corrente do escoamento, conforme Figura 50.

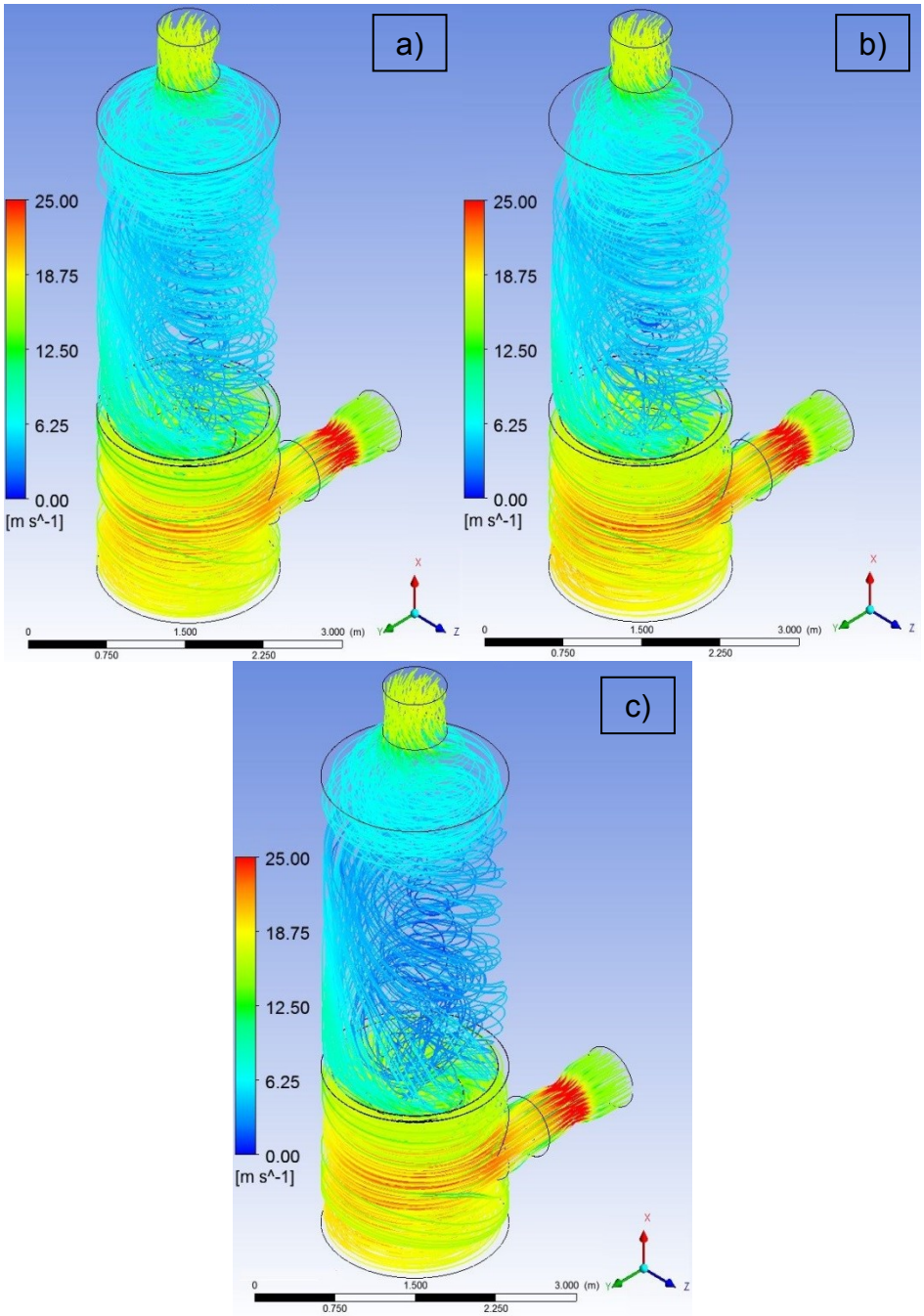


Figura 50: Linhas de corrente com velocidade do escoamento no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s

Pela Figura 50 percebe-se para os 3 simulados, uma rotação alta para a região inferior à coluna de Spray, devido à saída do lavador Venturi ocorrer tangencialmente a esta região. Nota-se que devido a esta rotação gerada na parte inferior a coluna, uma parcela desta se manteve na região superior do equipamento. Percebeu-se que à medida que se aumentava a vazão de líquido, uma maior influência destas nas linhas de corrente foram obtidas, conforme pode ser visto pela parte c) da Figura 50, na qual se obteve a diminuição da rotação induzida pela parte inferior e o surgimento de novos vórtices devido à injeção da fase líquida, podendo este fato alterar a distribuição de líquido no interior da coluna de Spray e afetar a coleta de poluentes pelas gotas de líquido.

Compararam-se para os 3 casos de vazão de líquido, a velocidade relativa entre as fases líquida e gás, conforme pode ser observado na Figura 51.

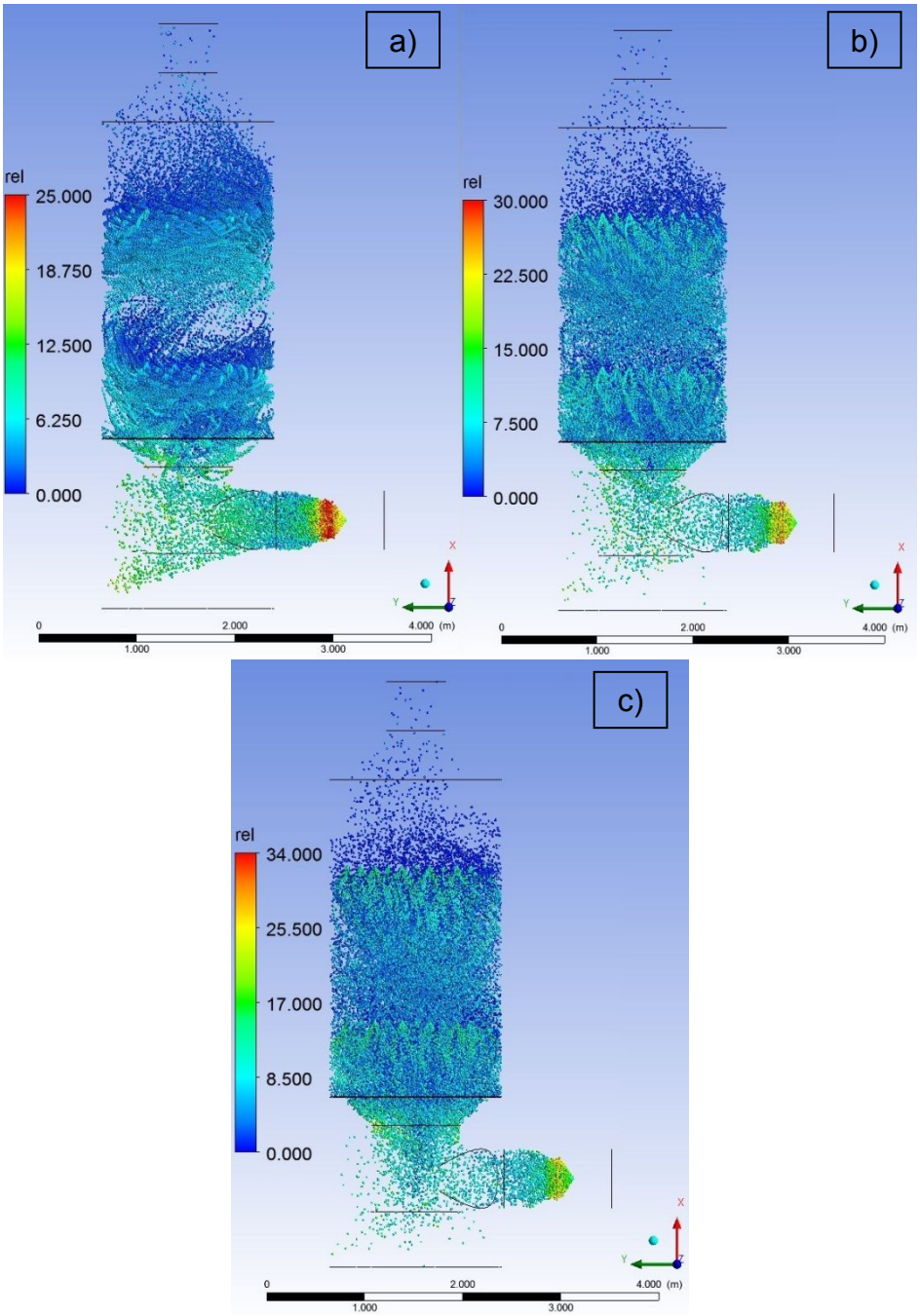


Figura 51: Velocidade relativa entre as fases líquida e gasosa no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s

Percebe-se pela Figura 51 que a maior velocidade relativa entre as fases ocorre na região do lavador Venturi uma vez que nesta se possuía uma secção transversal menor, gerando, portanto, uma maior velocidade relativa. Nota-se também que para o caso de vazão de líquido de 2,8 kg/s na coluna de Spray, ocorreu um arraste maior das gotas de líquido pela fase gasosa, devido aos vórtices que podem ser vistos na Figura 50, ocorrendo-se uma velocidade relativa menor entre as fases para esse caso.

Para a comparação dos 3 casos de vazão de líquido com base na eficiência de remoção de poluentes, dois critérios foram adotados, sendo a remoção por impactação inercial, avaliada por meio da eficiência de choque entre as gotas de líquido e as partículas de poluentes e a remoção por difusão de poluentes para a fase líquida, avaliada pelo transporte de massa externo em gotas.

Para se avaliar a coleta de partículas de poluentes por impactação inercial, utilizou-se a Equação 90 e Equação 91, conforme Calvert, Lundgren e Mehta (1972). Para os parâmetros das partículas de poluentes, utilizou-se um diâmetro de 1 $\mu$m e densidade de 1000 kg/m$^3$. Para a viscosidade do ar, utilizou-se um valor de referência de 1,88.10$^{-4}$ Pa.s.

$$Eff = \left(\frac{\psi}{\psi + 0.7}\right)^2 \qquad (90)$$

$$\psi = \frac{\rho_p {D_p}^2 \, |\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|}{9\mu_c D_d} \qquad (91)$$

Nas quais $Eff$ é a eficiência de colisão entre uma partícula de poluente e uma gota de líquido, $\psi$ é um parâmetro de impactação inercial, $\rho_p$ é a densidade da partícula de poluente (kg/m$^3$), $D_p$ é o diâmetro da partícula de poluente (m), $|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|$ é o módulo da velocidade relativa entre a gota e a fase contínua (m/s), $\mu_c$ é a viscosidade da fase continua (Pa.s) e $D_d$ é o diâmetro da gota de líquido (m).

Aplicaram-se as Equações 90 e 91 nos dados obtidos pelo simulador e para o último passo de tempo (0,6 s), obtiveram-se para os 3 casos simulados o campo de eficiência de colisão para as partículas computacionais, conforme pode ser visto na Figura 54.

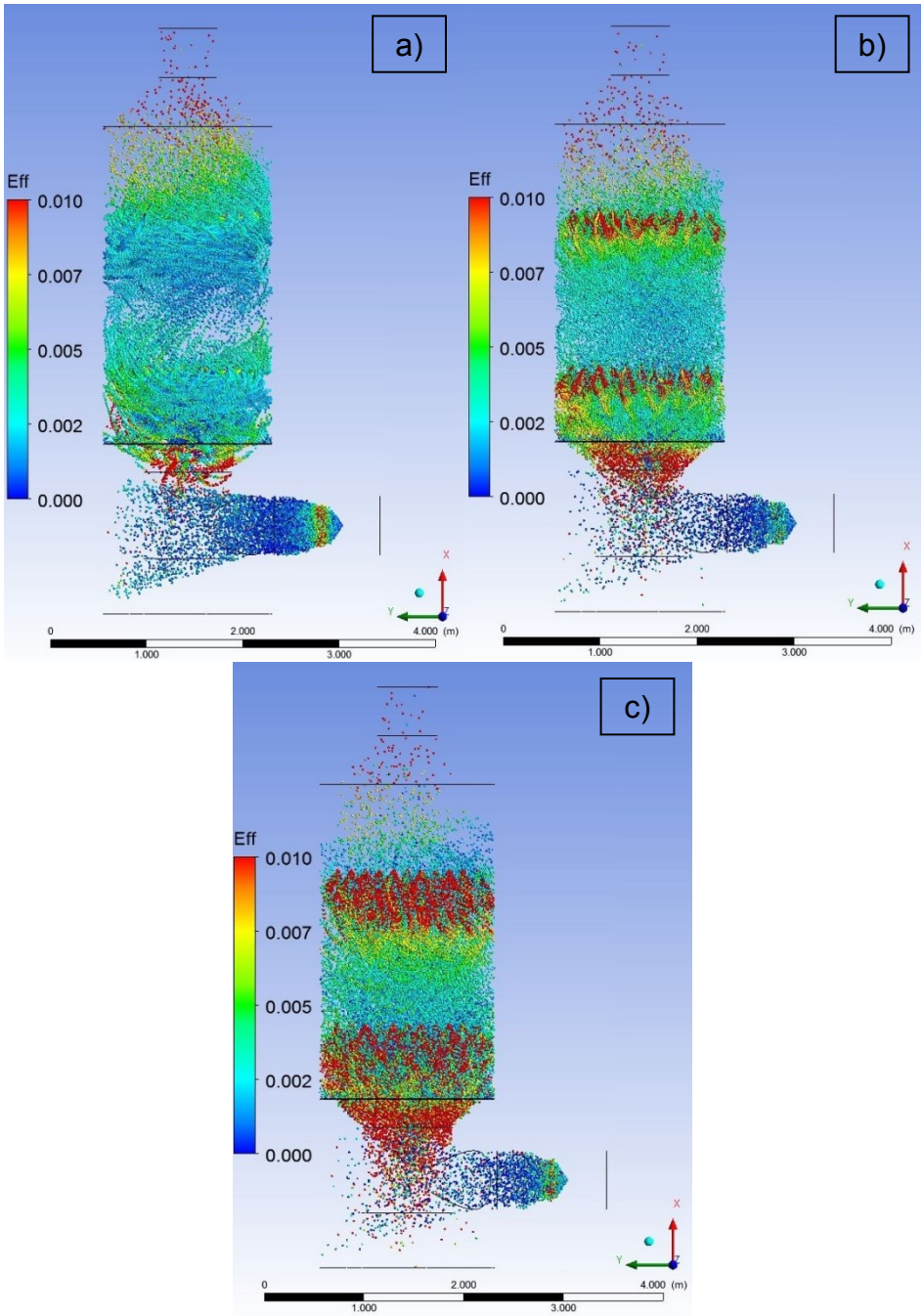


Figura 52: Eficiência de coleta por impactação inercial para as gotas de líquido no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna de Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s

Pela Figura 54 pode-se perceber que ao se aumentar a vazão mássica de líquido na coluna de Spray (aumento da velocidade de injeção de líquido no sistema), uma maior eficiência de colisão entre partículas de poluente e gotas de líquido foi atingido. Nota-se ainda uma maior eficiência de coleta nas regiões onde o Spray foi injetado, uma vez que nessas regiões as gotas possuíam uma maior velocidade relativa entre as fases. Para o lavador Venturi nota-se uma pequena variação na

eficiência de coleta para as gotas de líquido, uma vez que se utilizou uma vazão mássica apenas 20% maior que a vazão de operação.

Considerando que cada partícula computacional utilizada para se avaliar a eficiência de coleta representa uma determinada quantidade das gotas de líquido no escoamento real, propõe-se o cálculo pela Equação 92 para se obter uma estimativa real do efeito da coleta inercial pelas gotas de líquido, conforme Figura 53.

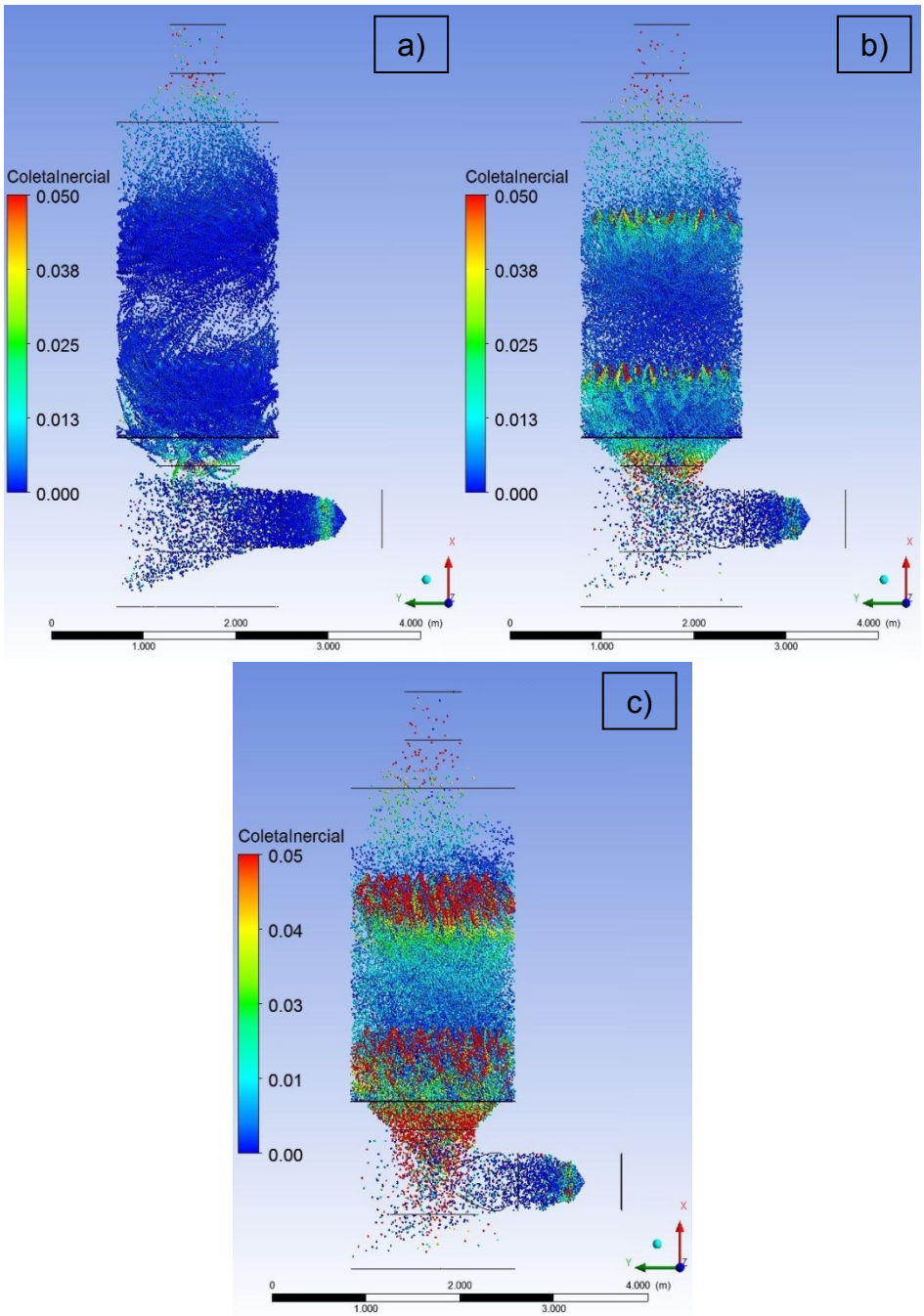


Figura 53: Coleta inercial para as gotas de líquido no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s

$$Coletaine = Eff * n_d|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|\left(\frac{\pi {D_d}^2}{4}\right) \qquad (92)$$

Na qual $n_d$ é a relação entre a quantidade de partículas no escoamento real representada pela partícula computacional, $|\overrightarrow{\mathrm{u_c}} - \overrightarrow{\mathrm{v_d}}|$ é o módulo da velocidade relativa entre a gota e a fase contínua (m/s) e $D_d$ é o diâmetro da partícula computacional (m).

Percebe-se pela Figura 53 um valor mais baixo para a coleta inercial na coluna de Spray, uma vez que as gotas de líquido foram injetadas com uma baixa velocidade, proporcionando então, uma baixa velocidade relativa entre as fases. Nota-se um aumento da coleta inercial pelas gotas de líquido ao se aumentar a vazão de líquido no equipamento.

De modo a se comparar a retirada de poluentes (não particulados) por difusão/convecção para as gotas de líquido, considerou-se a correlação de transferência de massa de Ranz e Marshall para gotas de líquido, expressa pela Equação 93.

$$Sh = \frac{kD_d}{\vartheta} = 2 + \left(\frac{\rho_c D_d|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|}{\mu_c}\right)^{\frac{1}{2}} Sc^{\frac{1}{3}} \qquad (93)$$

Na qual $Sh$ é o número de Sherwood, $k$ é o coeficiente de transferência de massa (m/s), $D_d$ é o diâmetro da gota de líquido (m), $\vartheta$ é a difusividade mássica ($m^2$/s), $\rho_c$ é a densidade da fase contínua (kg/$m^3$), $|\overrightarrow{u_c} - \overrightarrow{v_d}|$ é o módulo da velocidade relativa entre a gota e a fase contínua (m/s), $\mu_c$ é a viscosidade da fase continua (Pa.s) e $Sc$ é o número de Schmidt, assumido com o valor de 0,7 para todos os casos.

Para o último tempo computacional e para o 3 casos de vazão mássica de líquido, comparou-se os valores obtidos para o número de Sherwood das partículas computacionais para as 3 simulações numéricas, conforme Figura 54.

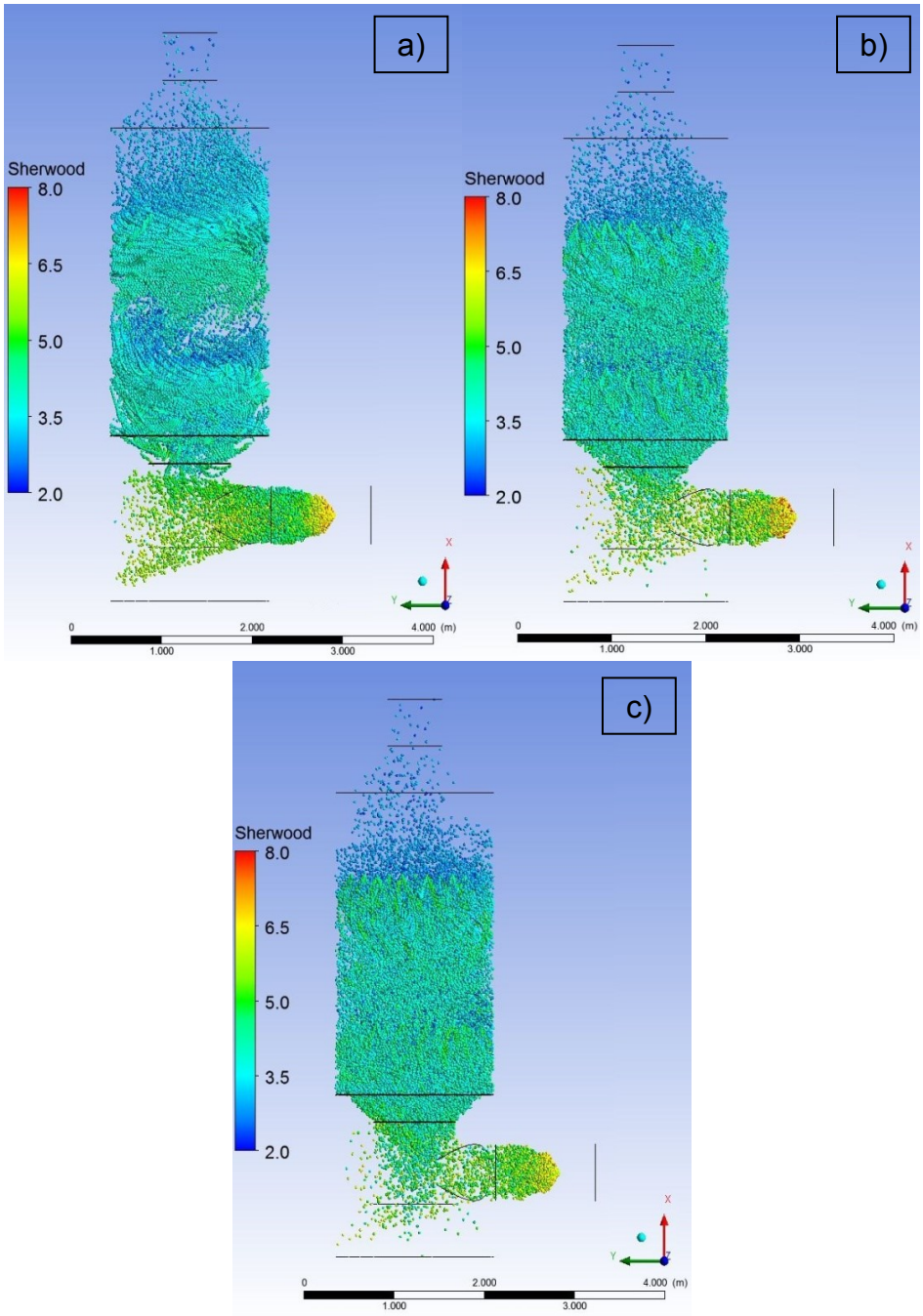


Figura 54: Número de Sherwood para as gotas de líquido no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s

Pela Figura 54 constata-se para os 3 casos de vazão de líquido, resultados semelhantes para o campo de Sherwood nas partículas computacionais, não ocorrendo diferenças significativas devido a velocidade de injeção do líquido. Percebe-se, porém, um maior valor para o número de Sherwood nas partículas computacionais na região do lavador Venturi, uma vez que estas possuem um maior valor para o diâmetro e velocidade relativa, resultando em um número de Reynolds maior e consequentemente, um maior valor para o número de Sherwood.

Assim como no caso da eficiência, o efeito da área foi considerado definindo-se um parâmetro de transferência de massa $karea$ expresso pela Equação 94. Obteve-se então este parâmetro ao longo do volume do lavador, conforme Figura 55.

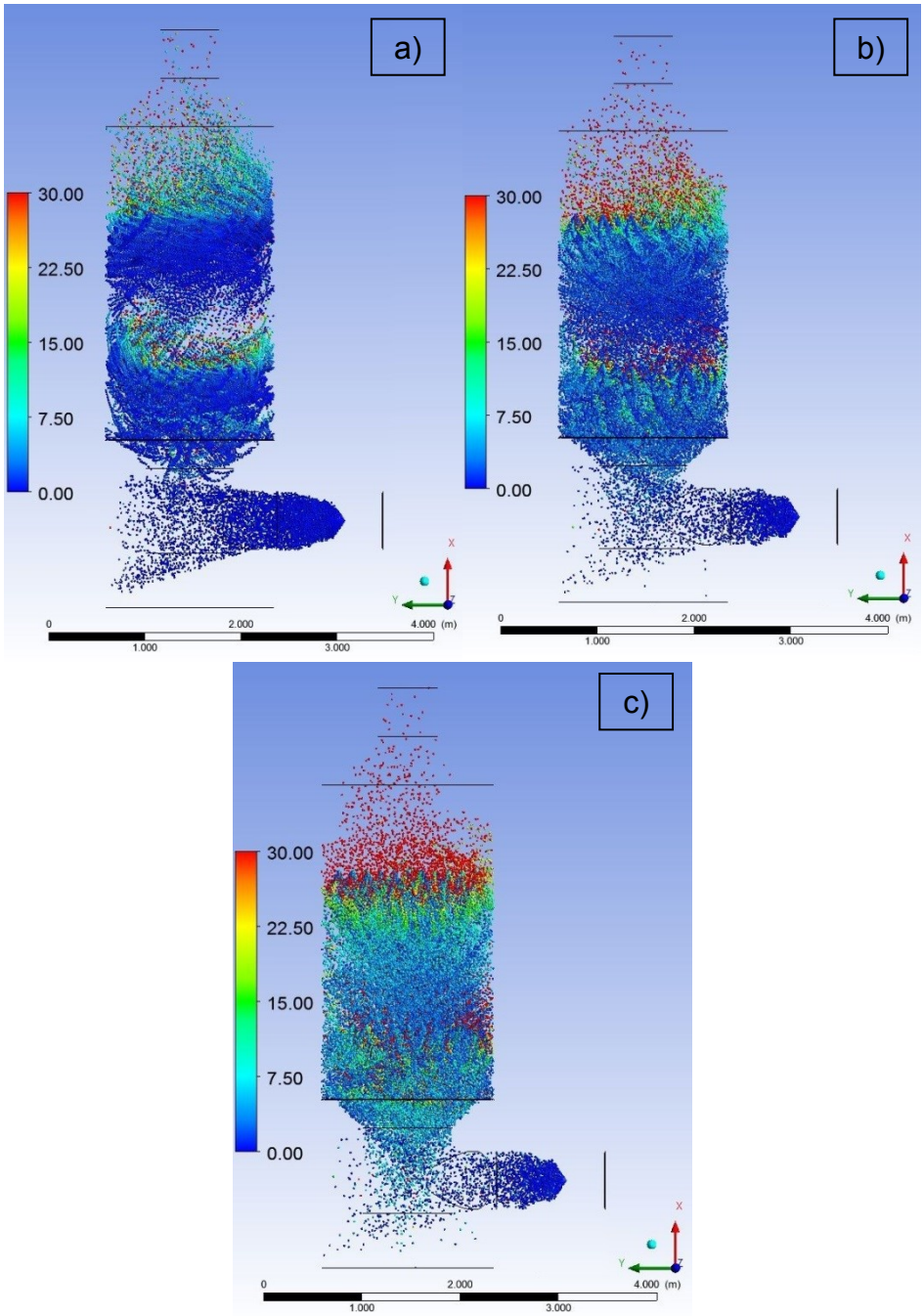


Figura 55: Parâmetro da Equação 94 para as gotas de líquido no último tempo computacional (0,6 s) para uma vazão de gás de 5,03 kg/s e uma vazão de líquido na coluna em Spray de: a) 2,8 kg/s; b) 5,55 kg/s; c) 11,1 kg/s

$$karea = n_d k \pi {D_d}^2 / \vartheta = Sh * n_d \pi D_d \qquad (94)$$

Na qual $k$ é o coeficiente de transferência de massa (m/s), $D_d$ é o diâmetro da gota de líquido (m), $\vartheta$ é a difusividade mássica ($m^2/s$) e $n_d$ é a relação entre a quantidade de partículas no escoamento real representada pela partícula computacional.

Observa-se pelos resultados da Figura 55 um valor baixo para o parâmetro na região do lavador Venturi para os 3 casos simulados, não acompanhando os resultados obtidos para a coleta por impactação inercial, nos quais ao se aumentar a vazão de líquido, obteve-se uma maior coleta. Este fato pode ser explicado pelo baixo valor da área de contato entre líquido e gás, uma vez que as gotas de líquido nessa região possuíam valores de diâmetro maiores que na região da coluna de Spray, podendo-se recomendar a utilização de outro bico injetor, de forma a se inserir de gotas com diâmetros menores no lavador Venturi, aumentando-se a área de contato, e melhorando a coleta de poluentes, caso essa ocorra por mecanismos de difusão.

Nota-se ainda uma melhora para a absorção na coluna de Spray ao se aumentar a vazão de líquido nesta, uma vez que ocorreu a quebra de gotas de líquido maiores devido a uma maior velocidade de injeção do liquido, causando um aumento na área de contato entre líquido e gás e aumentando-se o valor do parâmetro da Equação 94. Ao final da coluna de Spray nota-se a presença de gotas de líquido com um alto valor para o parâmetro da Equação 94 devido à alta área de contato que estas provêm, uma vez que eram gotas de diâmetros pequenos (cerca de 10 μm) e foram arrastadas para a saída do equipamento.

# 5. CONCLUSÕES

Estudou-se o escoamento bifásico de um sistema de lavagem de gases utilizando a abordagem Euler-Lagrange, com acoplamento de duas vias, por técnicas de CFD por meio do código CFX 15.0 - ANSYS.

Validaram-se as simulações com dados experimentais de um lavador Venturi em escala piloto (SILVA, 2008), obtendo-se uma boa adequação para a perda de pressão ao longo do lavador Venturi.

Para o lavador em escala piloto, compararam-se ainda os diâmetros médios de Sauter obtidos pelas simulações utilizando o modelo de quebra CAB e TAB, para 3 casos de vazão de gás com experimentos realizados por Silva (2008) e correlações da literatura de Hsiang e Faeth (1992) e Wert (1995) e selecionou-se o modelo CAB devido a uma maior dispersão das gotas e a distribuição de tamanho de gotas formadas.

Obteve-se uma diferença entre os diâmetros médios de Sauter obtidos pelo modelo de quebra, possivelmente devido a não utilização nas simulações de outros fatores que contribuem para a variação da distribuição de tamanho de gotas ao longo do lavador, como: deposição preferencial, reentrada de gotas de líquido que saem do filme de líquido na parede do lavador e atomização das gotas ao se chocarem com a parede. Porém, com base nas simulações realizadas, notou-se a importância da atomização secundária na variação da distribuição de tamanho de gotas, recomendando-se a sua utilização em trabalhos futuros, de forma a se predizer a evolução do diâmetro das gotas em lavadores.

Para a utilização de modelos de queda de pressão em lavadores Venturi industriais, obteve-se uma boa adequação para a perda de pressão nas secções iniciais do lavador, porém para a secção posterior verificou-se uma diferença devido aos modelos terem sido desenvolvidos para equipamentos com ângulos da secção divergente menores que o lavador industrial utilizado neste trabalho e diferentes parâmetros de operação.

Simulou-se a evolução dos diâmetros das gotas ao longo do lavador Venturi em escala industrial com o modelo de quebra CAB para diferentes configurações de injeção de líquido, notando-se também para este caso, a importância da atomização secundária na variação do diâmetro das gotas.

Com a simulação do escoamento bifásico para o sistema de lavagem completo, constituído de um lavador Venturi em escala industrial acoplado a uma coluna de Spray, obteve-se melhores condições de coleta de partículas por impactação inercial ao se aumentar a velocidade relativa entre as fases, não se notando o mesmo efeito para a absorção dos poluentes por difusão/convecção, uma vez que para este caso, condições melhores de coleta foram obtidas com o aumento da área superficial.

Para etapas futuras do trabalho recomenda-se o estudo de outros modelos de quebra de gotas, assim como a validação com dados experimentais destes para o lavador Venturi. Propõe-se também um estudo de coleta de poluentes para as simulações realizadas neste trabalho e a implementação de outros fatores que influenciem na variação da distribuição de tamanho de gotas, como a quebra de gotas devido ao choque destas com a parede e a reentrada de gotas de líquido devido a quebra do filme de líquido na parede.

## 6. REFERÊNCIAS

ADELBERG, M. Breakup Rate and Penetration of a Liquid Jet in a Gas Stream. **American Institute of Aeronautics and Astronautics,** v. 5, n. 8, p. 1408-1415, 1967.

AHMADVAND, F.; TALAIE, M. R. CFD Modeling of Droplet Dispersion in a Venturi Scrubber. **Chemical Engineering Journal,** v. 160, p. 423-431, 2010.

ALI, M.; QI, Y. C.; MEHBOOB, K.A Review of Performance of a Venturi Scrubber. **Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology,** v. 19, n. 4, p. 3811-3818, 2012.

ALONSO, D. F.; GONÇALVES, J. A. S.; AZZOPARDI, B. J.; COURY, J. R. Drop Size Measurements in Venturi Scrubbers. **Chemical Engineering Science,** v. 56, p. 4901-4911, 2001.

ANSYS. CFX-Solver Theory Guide 15.0. ANSYS inc., 2013.

ASHGRIZ, N.; POO, J. Y. Coalescence and Separation in Binary Collisions of Liquid Drops. **Journal of Fluid Mechanics,** v. 221, p. 183-204, 1990.

AZZOPARDI, B. J.; TEIXEIRA, S. F. C. F.; GOVAN, A. H.; BOTT, T. R. An Improved Model for Pressure Drop in Venturi Scrubbers. **Transactions of the Institution of Chemical Engineers,** v. 69B, p. 237-245, 1991.

BOLL, R. H. Particle Collection and Pressure Drop in Venturi Scrubbers. **Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals,** v. 12, n. 1, p. 40-50, 1973.

BOLL, R. H.; FIAIS, L. R.; MAURER, P. W.; THOMPSON, W. L. Mean Drop Size in a Full Scale Venturi Scrubber via Transmissometer. **Journal of the Air Pollution Control Association,** v. 24, n. 10, p. 934-938, 1974.

CALVERT, S.; LUNDGREN D.; MEHTA, D. S. Venturi Scrubber Perfomance. **Journal of the Air Pollution Control Association,** v. 22, n. 7, p. 529-532, 1972.

CHRYSSAKIS, C. A.; ASSANIS, D. N.; TANNER, F. X. Atomization Models. **Handbook of Atomization and Sprays,** p. 215-231, 2011.

COSTA, M. A. M. **Eficiência de coleta de Partículas em Lavadores Venturi.** 2002. 262 p. Tese (Doutorado) – Universidade Federal de São Carlos, São Paulo, 2002.

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.

CROWE, C.; SOMMERFELD, M.; TSUJI, Y. **Multiphase Flows with Droplets and Particles.** Florida: CRC Press LLC, 1998. 471 p.

DELNOIJ, E.; LAMMERS, F. A.; KUIPERS, J. A. M.; VAN SWAAIJ, W. P. M. Dynamic Simulation of Dispersed Gas-Liquid Two-Phase Flow using a Discrete Bubble Model. **Chemical Engineering Science,** v. 52, n. 9, p. 1429-1458, 1996.

ESTRADE, J. P.; CARENTZ, H.; LAVERGNE, G.; BISCOS, Y. Experimental Investigation of Dynamic Binary Collision of Ethanol Droplets – a Model for Droplet Coalescence and Bouncing. **International Journal of Heat and Fluid Flow,** v. 20, p. 486-491, 1999.

FATHIKALAJAHI, J.; TALAIE, M. R.; TAHERI, M. Theoretical Study of Liquid Droplet Dispersion in a Venturi Scrubber. **Journal of the Air and Waste Management,** v. 45, n. 3, p. 181-185, 1995.

FOISSAC, A.; MALET, J.; VETRANO, M. R.; BUCHLIN, J. M.; MIMOUNI, S.; FEUILLEBOIS, F.; SIMONIN, O. Droplet Size and Velocity Measurements at the Outlet of a Hollow Cone Spray Nozzle. **Atomization and Sprays,** v. 21, n. 11, p. 893-905, 2011.

GONÇALVES, J. A. S.; ALONSO, D. F.; COSTA, M. A. M.; AZZOPARDI, B. J.; COURY, J. R. Evaluation of the Models Available for the Prediction of Pressure Drop in Venturi Scrubbers. **Journal of Hazardous Materials,** V. 81B, p. 123-140, 2001.

GONÇALVES, J. A. S.; COSTA, M. A. M.; HENRIQUE, P. R.; COURY, J. R. Atomization of Liquids in a Pease-Anthony Venturi Scrubber. Part I: Jet Dynamics. **Journal of Hazardous Materials,** v. 97B, p. 267-279, 2003.

GONÇALVES, J. A. S; COSTA, M. A. M.; AGUIAR, M. L.; COURY, J. R. Atomization of Liquids in a Pease-Anthony Venturi Scrubber Part II: Droplet Dispersion. **Journal of Hazardous Materials,** v. 116B, p. 147-157, 2004.

GOSMAN, A. D.; LOANNIDES, E. Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors. **Journal of Energy,** v. 7, n. 6, p. 482-490, 1983.

GOTAAS, C.; HAVELKA, P.; JAKOBSEN, H. A.; SVENDSEN, H. F.; HASE, M.; ROTH, N.; WEIGAND, B. Effect of Viscosity on Droplet-droplet Collision Outcome: Experimental Study and Numerical Comparison. **Physics of Fluids,** v. 19, p. 1- 17, 2007.

GRAHAM, D. I.; JAMES, P. W. Turbulent Dispersion of Particles Using Eddy Interaction Models. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 22, p. 157-175, 1996.

GUERRA, V. G.; BÉTTEGA, R.; GONÇALVES, J. A. S.; COURY, J. R. Pressure Drop and Liquid Distribution in a Venturi Scrubber: Experimental Data and CFD Simulation. **Industrial and Engineering Chemistry Research,** v. 51, p. 8049-8060, 2012.

GUERRA, V. G.; GONÇALVES J. A. S.; COURY, J. R. Experimental Investigation on the Effect of Liquid Injection by Multiple Orifices in the Formation of Droplets in a Venturi Scrubber. **Journal of Hazardous Materials,** v. 161, p. 351-359, 2009.

GUERRA, V. G.; GONÇALVES J. A. S.; COURY, J. R. Experimental Verification of the Effect of Liquid Deposition on Droplet Size Measured in a Rectangular Venturi Scrubber. **Chemical Engineering and Processing:** Process Intensification, v. 50, p. 1137-1142, 2011.

GUILDENBECHER, D. R.; LÓPEZ-RIVERA, C.; SOJKA, P. E. Droplet Deformation and Breakup. **Handbook of Atomization and Sprays,** p. 145-156, 2011.

GUILDENBECHER, D. R.; LÓPEZ-RIVERA, C.; SOJKA, P. E. Secondary Atomization. **Experiments in Fluids,** v. 46, p. 371-402, 2009.

HEUMANN, W. L. **Industrial Air Pollution Control Systems.** New York: McGraw-Hill Inc., 1997. 620 p.

HOLLANDS, K. G. T.; GOEL, K. C.A General Method for Predicting Pressure Loss in Venturi Scrubbers.**Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals,** v. 14, n. 1, p. 16-22, 1975.

HSIANG, L. P.; FAETH, G. M. Drop Properties after Secondary Breakup. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 19, n. 5, p. 721-735, 1993.

HSIANG, L. P.; FAETH, G. M. Near-Limit Drop deformation and Secondary Breakup. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 18, n. 5, p. 635-652, 1992.

KATAOKA, I.; ISHII, M.; NAKAYAMA, A. Entrainment and Deposition Rates of Droplets in Annular Two-phase Flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer,** v. 43, p. 1573-1589, 2000.

KRISHNAN, K. G.; LOTH, E. Effects of Gas and Droplet Characteristics on Drop-drop Collision Outcome Regimes. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 77, p. 171-186, 2015.

LAÍN, S.; BRÖDER D.; SOMMERFELD, M. Experimental and Numerical Studies of the Hydrodynamics in a Bubble Column. **Chemical Engineering Science,** v. 54, p. 4913-4920, 1999.

LAÍN, S.; BRÖDER D.; SOMMERFELD, M.; GÖZ, M. F. Modelling Hydrodynamics and Turbulence in a Bubble Column using the Euler-Lagrange Procedure. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 28, p. 1381-1407, 2002.

LAÍN, S.; SOMMERFELD, M. A Study of the Pneumatic Conveying of Non-Spherical Particles in a Turbulent Horizontal Channel Flow. **Brazilian Journal of Chemical Engineering,** v. 24, n. 4, p. 535-546, 2007.

LAÍN, S.; SOMMERFELD, M. Numerical Calculation of Pneumatic Conveying in Horizontal Channels and Pipes: Detailed Analysis of Conveying Behaviour. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 39, p. 105-120, 2012.

LAÍN, S.; SOMMERFELD, M.; KUSSIN, J. Experimental Studies and Modelling of Four-Way Coupling in Particle-Laden Horizontal Channel Flow. **International Journal of Heat and Fluid Flow,** v. 23, p. 647-656, 2002.

LEAP COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS. Austrália. Apresenta informações relacionadas a utilização do software de CFD da ANYS. Disponível em <http://www.computationalfluiddynamics.com.au/tips-tricks-turbulence-wall-functions-and-y-requirements/> . Acesso em: 24 out. 2016.

LEFEBVRE, A. H. **Atomization and Sprays**. Estados Unidos: Hemisphere Publishing Corporation, 1989. 421 p.

LEITH, D.; COOPER, D. W.; RUDNICK, S. N. Venturi Scrubbers: Pressure Loss and Regain. **Aerosol Science and Technology,** v. 4, n. 2, p. 239-243, 1985.

MAREK, M. The Double-mass Model of Drop Deformation and Secondary Breakup. **Applied Mathematical Modelling,** v. 37, p. 7919-7939, 2013.

MAXEY, M. R.; RILEY, J. J. Equation of Motion for a Small Rigid Sphere in a Nonuniform Flow. **Physics of Fluids,** v. 26, n. 4, p. 883-889, 1983.

MICHAELIDES, E. E. **Particles, Bubbles & Drops:** Their Motion, Heat Transfer and Mass Transfer. Singapura: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2006. 410 p.

MOHEBBI, A.; TAHERI, M.; FATHIKALAJAHI, J.; TALAIE, M. R. Simulation of an Orifice Scrubber Performance based on Eulerian/Lagrangian Method. **Journal of Hazardous Materials,** v. 100A, p. 13-25, 2003.

MUNDO, C.; SOMMERFELD, M.; TROPEA, C. Droplet-Wall Collisions: Experimental Studies of the Deformation and Breakup Process. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 21, n. 2, p. 151-173, 1994.

NASR, G. G.; YULE, A. J.; BENDIG, L. **Industrial Sprays and Atomization:** Design, Analysis and Applications. Londres: Springer, 2002. 501 p.

O'ROURKE, P. J.; AMSDEN, A. A. The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup. **SAE Technical Paper,** n. 872089,1987.

PAK, S. I.; CHANG, K. S. Performance Estimation of a Venturi Scrubber using a Computational Model for Capturing Dust Particles with Liquid Spray. **Journal of Hazardous Materials,** v. 138B, p. 560-573, 2006.

PATRUNO, L. E.; DORAO, C. A.; SVENDSEN, H. F.; JAKOBSEN, H. A. On the Modelling of Droplet-film Interaction Considering Entrainment, Depositoion and Breakage Processes. **Chemical Engineering Science,** v. 64, p. 1362-1371, 2009.

PILCH, M.; ERDMAN, C. A. Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 13, p. 741-757, 1987.

PLANCHETTE, C.; LORENCEAU, E.; BRENN, G. Liquid Encapsulation by Binary Collisions of immiscible Liquid Drops. **Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects,** v. 365, p. 89-94, 2010.

QIAN, J.; TRYGGVASON, G.; LAW, C. K. An Experimental and Computational study of Bouncing and Deformation in droplet Collision. **American Institute of Aeronautics and Astronautics,** p. 1-14, 1997.

RAHIMI, A.; NIKSIAR, A.; MOBASHERI, M. Considering Roles of Heat and Mass Transfer for Increasing the Ability of Pressure Drop Models in Venturi Scrubbers. **Chemical Engineering and Processing**: Process Intensification, v. 50, p. 104-112, 2011.

REIN, M. Phenomena of Liquid Drop Impact on Solid and Liquid Surfaces. **Fluid Dynamics Research,** v. 12, p. 61-93, 1993.

REITZ, R. D. Atomization and Droplet Breakup, Collision/Coalescence and Wall Impingement. **Multiphase Science and Technology,** v. 15, p. 343-348, 2003.

ROSA, E. S. **Escoamento Multifásico Isotérmico:** Modelos de Multifluidos e de Mistura. Porto Alegre: Bookman, 2012. 260 p.

SAWANT, P.; ISHII, M.; MORI, M. Prediction of Amount of Entrained Droplets in Vertical Annular Two-phase Flow, v. 30, p. 715-728, 2009.

SHAFIRI, A.; MOHEBBI, A. A Combined CFD Modeling with Population Balance Equation to Predict Pressure Drop in Venturi Scrubbers. **Research on Chemical Intermediates,** v. 40, n. 3, p. 1021-1042, 2014.

SILVA, A. M. **Numerical and Experimental Study of Venturi Scrubbers.** 2008. 138 p. Tese (Doutorado) – Universidade de Minho, Portugal, 2008.

SPRAYING SYSTEMS CO. **Industrial Hydraulic:** Spray Products. Disponível em: <http://www.spray.com/cat75/hydraulic/files/31.html>. Acesso: 02 out. 2016.

STANTON, D. W.; RUTLAND, C. J. Multi-dimensional Modeling of Thin Liquid Films and Spray-Wall Interactions resulting from Impinging Sprays. **International Journal of Heat and Mass Transfer,** v. 41, p. 3037-3054, 1998.

STENMARK, E. **On Multiphase Flow Models in ANSYS CFD Software.** 2013. 61 p. Dissertação (Mestrado) – Chalmers University of Technology, Suécia, 2013.

SUN, H.; AZZOPARDI, B. J. Modelling Gas-Liquid Flow in Venturi Scrubbers at High Pressure. **Transactions of the Institution of Chemical Engineers,** v. 81B, p. 250-256, 2003.

TALAIE, M. R.; FATHIKALAJAHI, J.; TAHERI, M. Prediction of Droplet Dispersion and Particle Removal Efficiency of a Venturi Scrubber using Distribution Functions. **Iranian Journal of Science and Technology,** v. 32, n. B1, p. 25-38, 2008.

TANNER, F. X. Development and Validation of a Cascade Atomization and Drop Breakup Model for High-velocity Dense Sprays. **Atomization and Sprays,** v. 14, p. 211-242, 2004.

TANNER, F. X. Liquid Jet Atomization and Droplet Breakup Modeling of Non-evaporating Diesel Fuel Sprays. **SAE Transactions Journal of Engines,** v.106, p. 127-140, 1997.

TSUJI, Y.; MORIKAWA, Y.; TANAKA, T.; KARIMINE, K.; NISHIDA, S. Measurement of an Axisymmetric Jet Laden with Coarse Particles. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 14, n. 5, p. 565-574, 1988.

VARAKSIN, A. Y. Effect of Particles on Carrier Gas Flow Turbulence. **High Temperature,** v. 53, n. 3, p. 423-444, 2015.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics:** The Finite Volume Method. Harlow: Longman Group Ltd., 1995. 267 p.

VISWANATHAN, S. Examination of Liquid Film Characteristics in the Prediction of Pressure Drop in a Venturi Scrubber. **Chemical Engineering Science,** v. 53, n. 17, p. 3161-3175, 1998.

VISWANATHAN, S.; GNYP, A. W.; St. PIERRE, C. C. Annular Flow Pressure Drop Model for Pease-Anthony-Type Venturi Scrubbers. **American Institute of Chemical Engineers,** v. 31, n. 12, p. 1947-1958, 1985.

VISWANATHAN, S.; GNYP, A. W.; St. PIERRE, C. C. Examination of Gas-Liquid Flow in a Venturi Scrubber. **Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals,** v. 23, n. 3, p. 303-308, 1984.

VISWANATHAN, S.; LIM, D. S.; RAY, M. B. Measurement of Drop Size And Distribution in a Annular Two-Phase, Two-Component Flow Occurring in a Venturi Scrubber. **Industrial and Engineering Chemistry Research,** v. 44, p. 7458-7468, 2005.

WEISS, C. The Liquid Deposition Fraction of Sprays Impinging Vertical Walls and Flowing Films. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 31, p. 115-140, 2005.

WERT, K. L. A Rationally-Based Correlation of Mean Fragment Size for Drop Secondary Breakup. **International Journal of Multiphase Flow,** v. 21, n. 6, p. 1063-1071, 1995.

WILKES, J. O. **Fluid Mechanics for Chemical Engineers:** With Microfluids and CFD. 2$^{th}$ ed. New Jersey: Pearson Education, Inc., 2006. 755 p.

YUNG, S. C.; BARBARIKA, H. F.; CALVERT, S. Pressure Loss in Venturi Scrubbers. **Journal of the Air Pollution Control Association,** v. 27, n. 4, p. 348-351, 1977.

ZERWAS, A. A.; PAIVA, J. L. Modelagem e Simulação de lavador Venturi utilizando Fluidodinâmica Computacional. In: Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados -

ENEMP, 37., 2015, São Carlos. **Proceedings.** São Paulo: Blucher, 2015. p. 689-698.

ZHANG, H. B.; HEWITT, G. F. New Models of Droplet Deposition and Entrainment for Prediction of Liquid Film Flow in Vertical Annuli. **Applied Thermal Engineering,** v. 113, p. 362-372, 2017.

# APÊNDICE 1

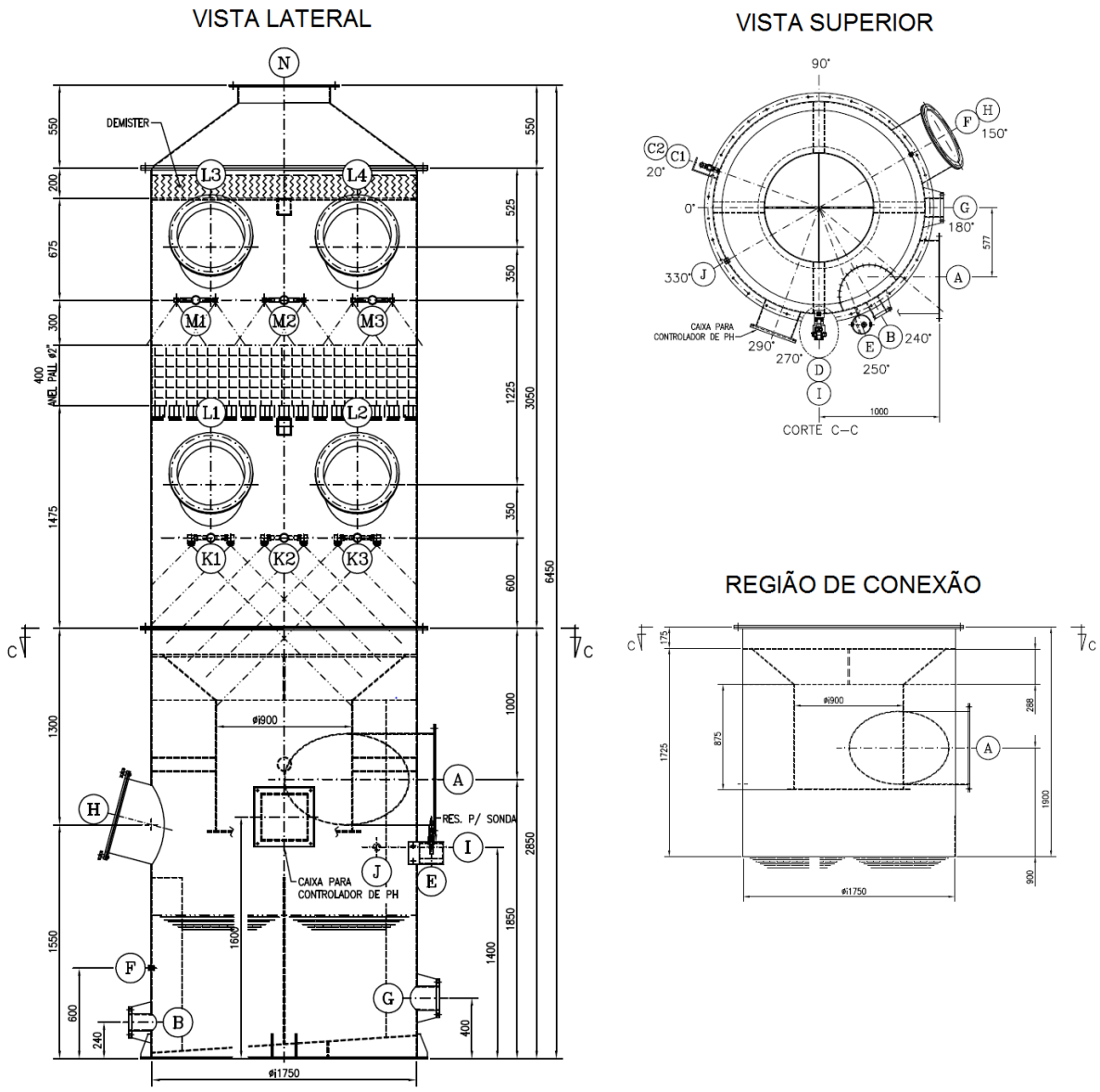


Figura A1.1: Esquema técnico da coluna de absorção do equipamento de lavagem

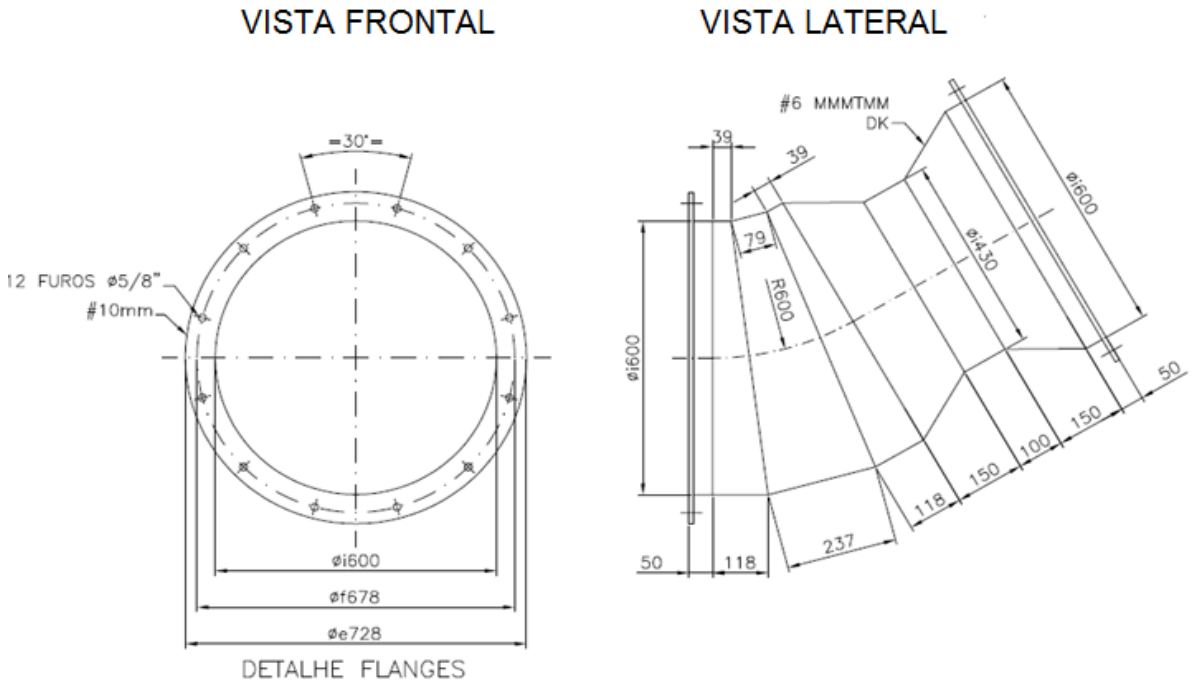


Figura A1.2: Esquema técnico do lavador Venturi acoplado na coluna (Figura A.1) na região de conexão A

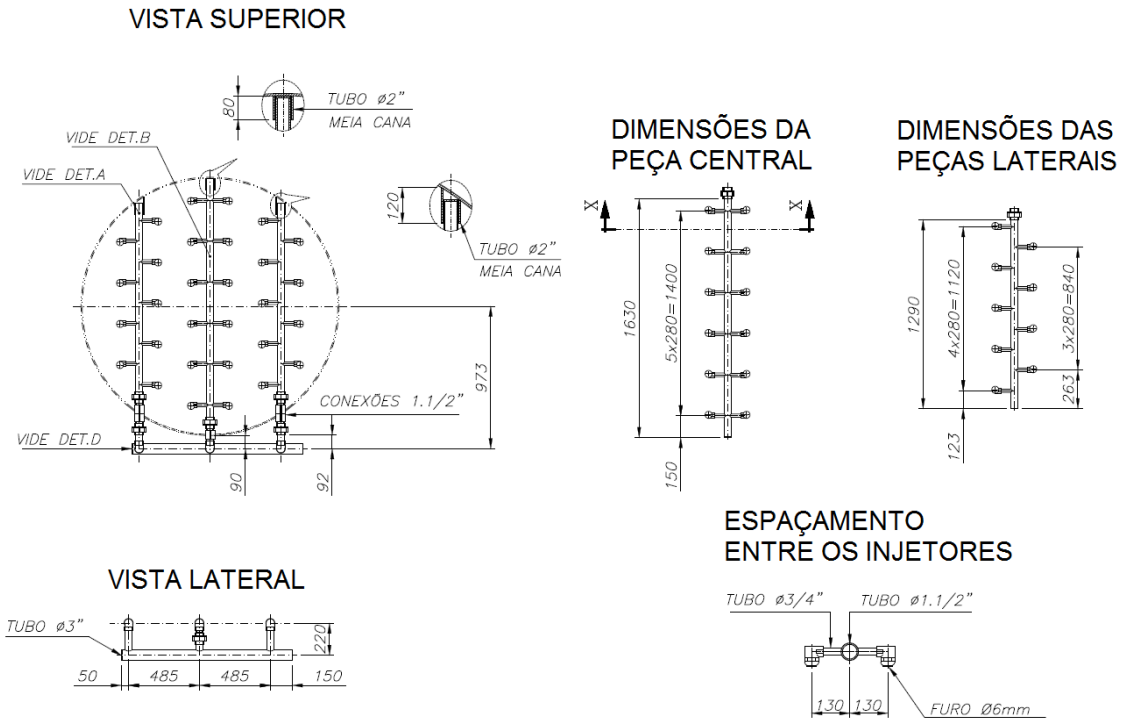


Figura A1.3: Esquema técnico dos injetores de líquido utilizados na coluna (Figura A.1) utilizado nos pontos K1, K2, K3, M1, M2 e M3

## APÊNDICE 2: FIGURAS EXTRAS

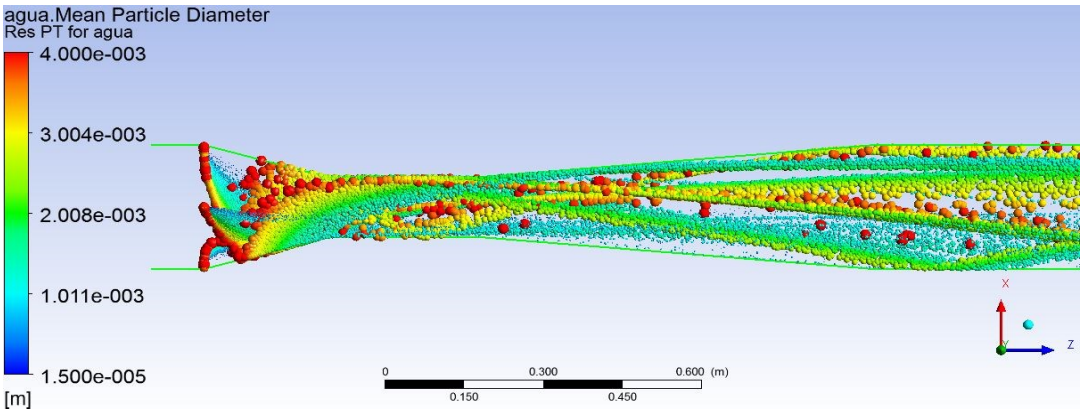


Figura A2.1: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,5 s) para uma vazão mássica de ar de 0,483 kg/s (velocidade na garganta de 34 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s, para uma distribuição de Rosin-Rammler

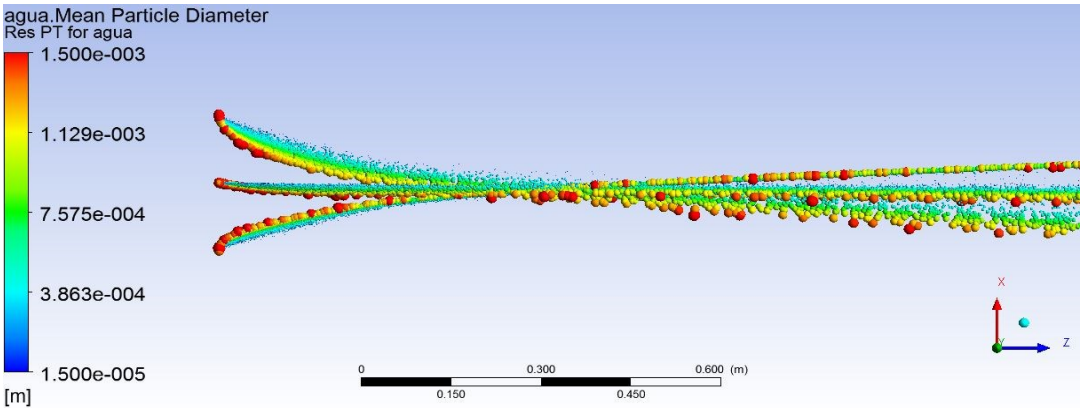


Figura A2.2: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,5 s) para uma vazão mássica de ar de 0,987 kg/s (velocidade na garganta de 70 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s, para uma distribuição de Rosin-Rammler

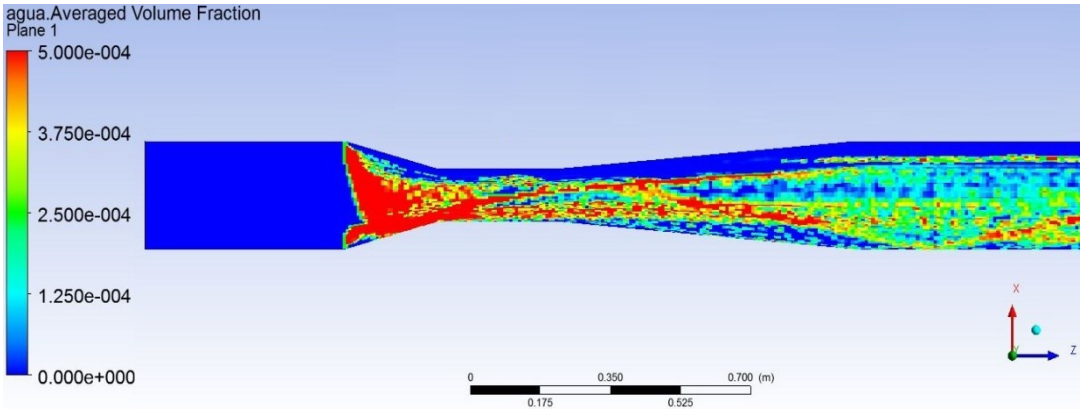


Figura A2.3: Fração volumétrica média de líquido em uma secção localizada no centro do lavador Venturi para uma vazão mássica de ar de 0,483 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s, para uma distribuição de Rosin-Rammler

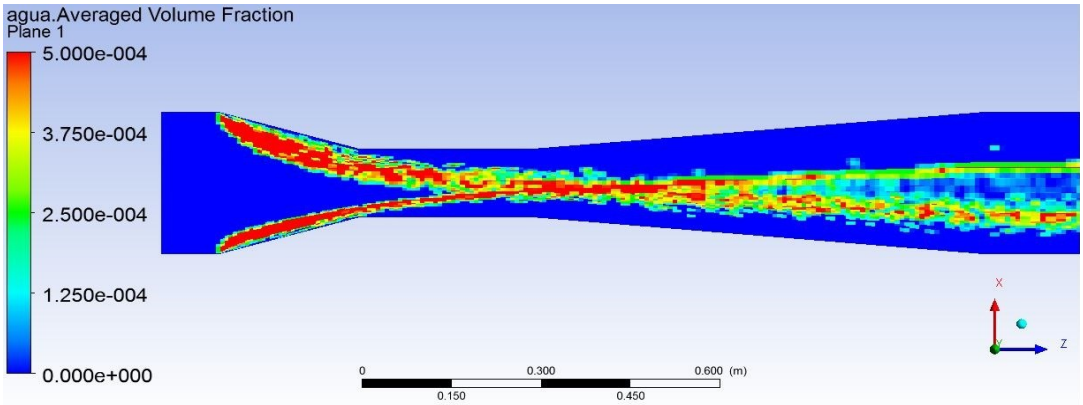


Figura A2.4: Fração volumétrica média de líquido em uma secção localizada no centro do lavador Venturi para uma vazão mássica de ar de 0,987 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s, para uma distribuição de Rosin-Rammler

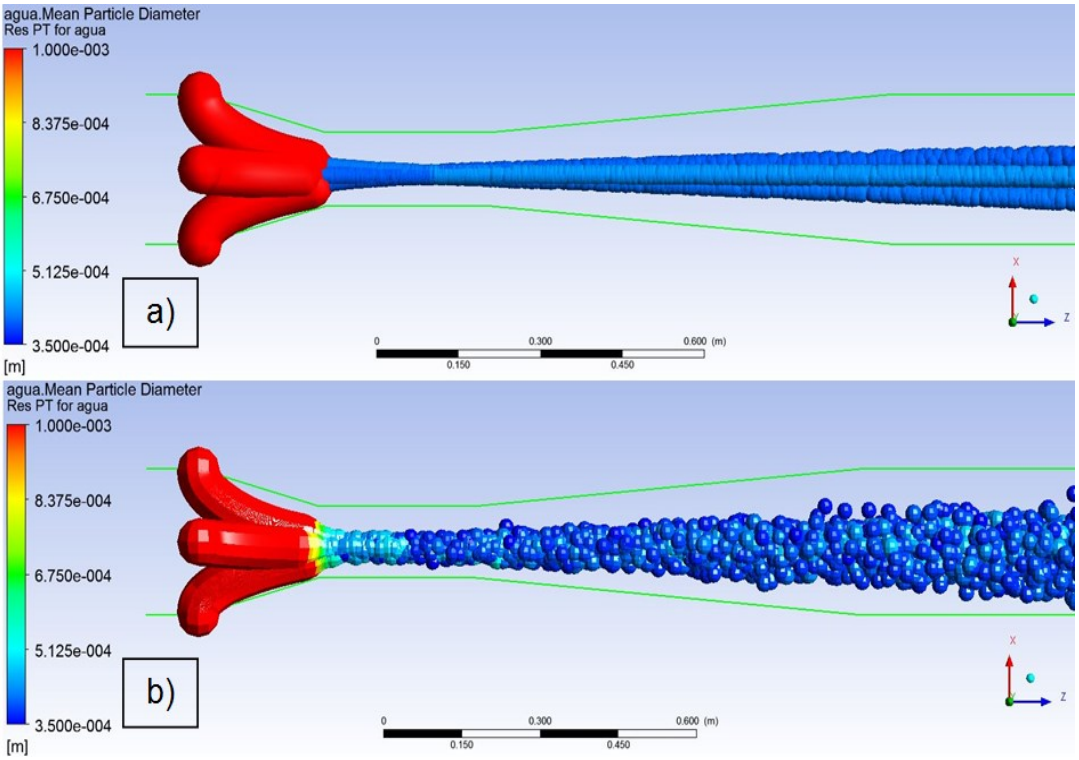


Figura A2.5: Localização no lavador Venturi das partículas computacionais utilizadas no último passo de tempo (tempo total simulado = 0,3 s) para uma vazão mássica de ar de 0,987 kg/s (velocidade na garganta de 70 m/s) e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para os modelos de quebra: a) TAB; b) CAB

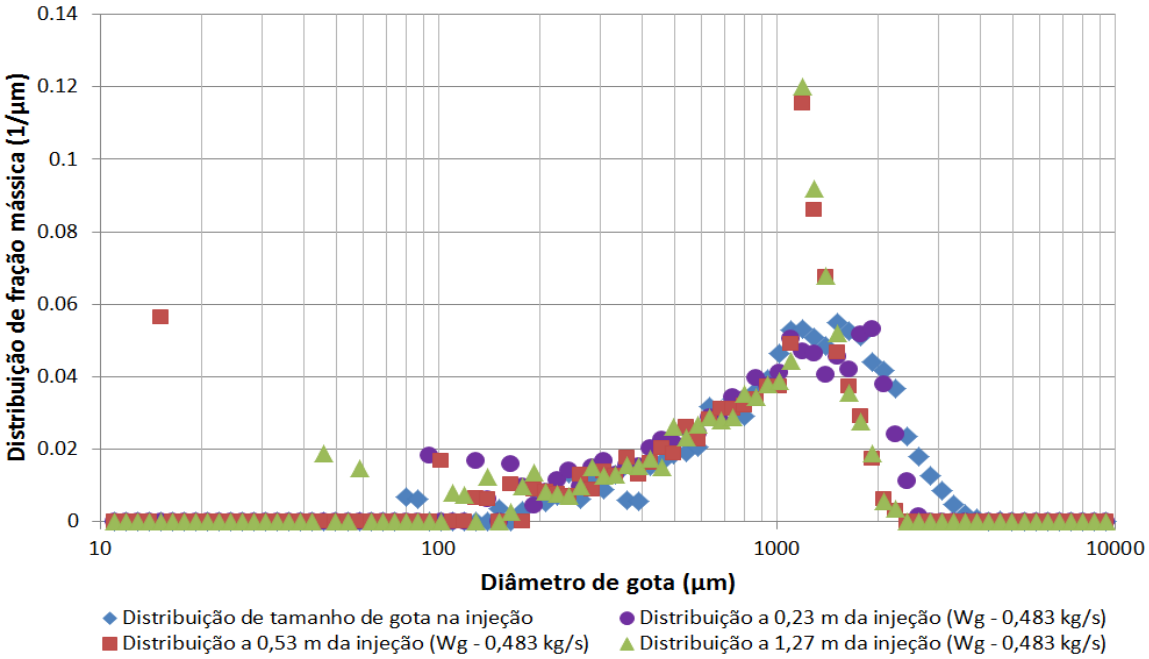


Figura A2.6: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 0,483 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para 4 posições com relação à injeção

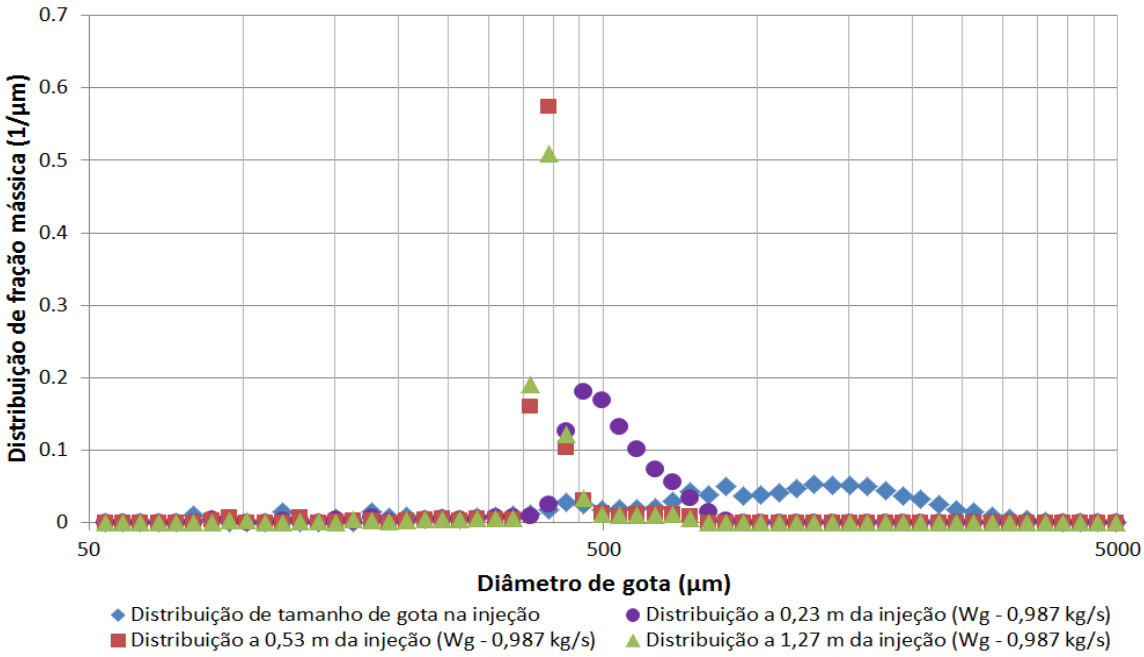


Figura A2.7: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 0,987 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para 4 posições com relação à injeção

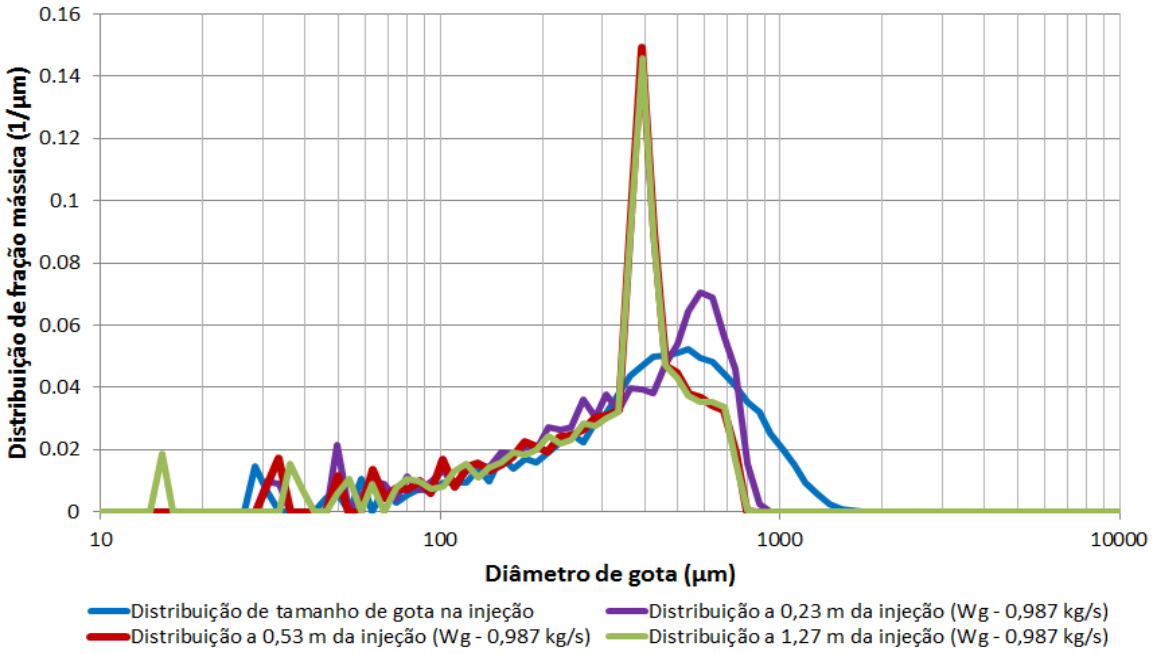


Figura A2.8: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 0,987 kg/s e vazão mássica de líquido de 0,013 kg/s para 4 posições com relação à injeção e diâmetro médio de Sauter de 400 µm para a distribuição de Rosin-Rammler

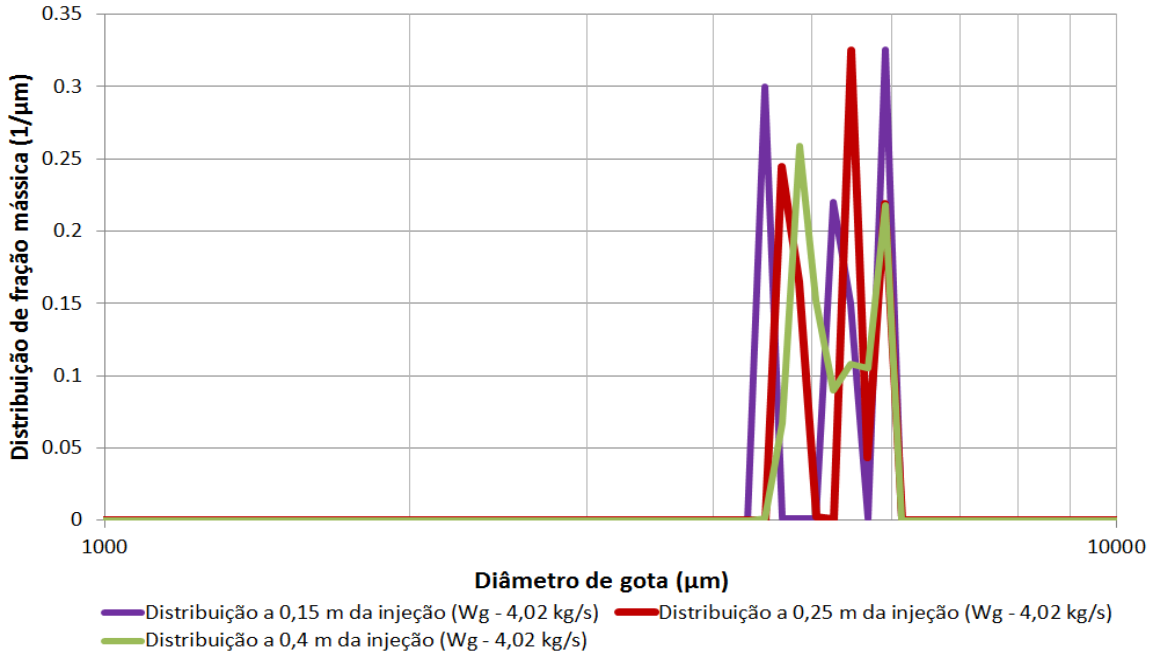


Figura A2.9: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 4,02 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para 3 posições com relação à injeção e diâmetro inicial de 6mm

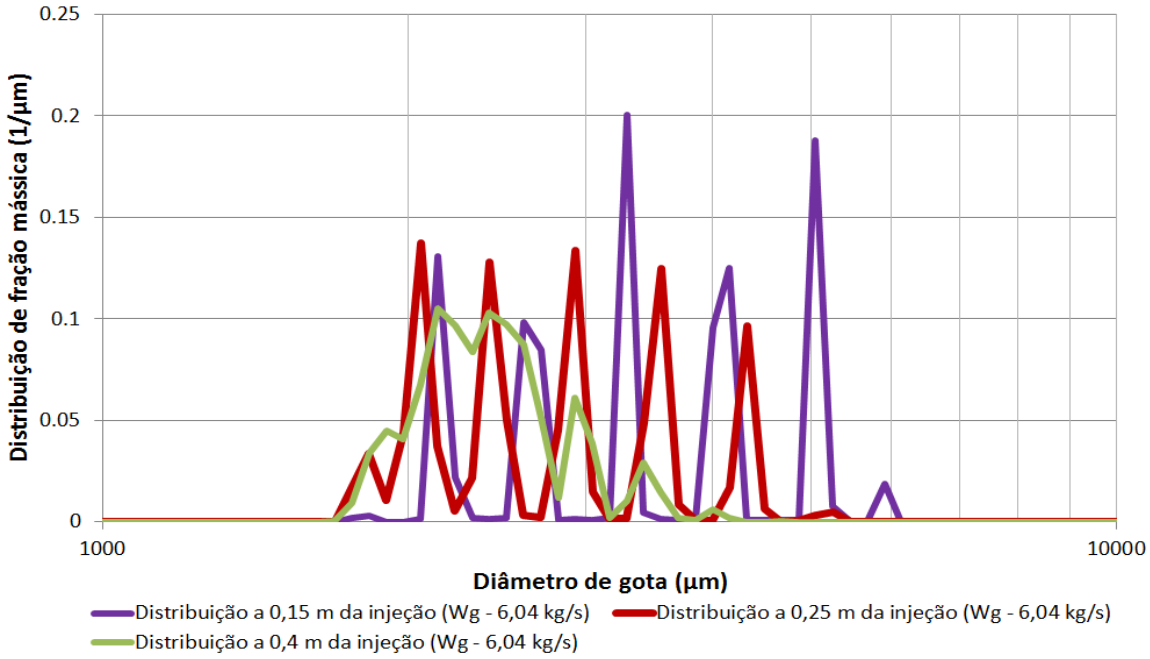


Figura A2.10: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 6,04 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para 3 posições com relação à injeção e diâmetro inicial de 6mm

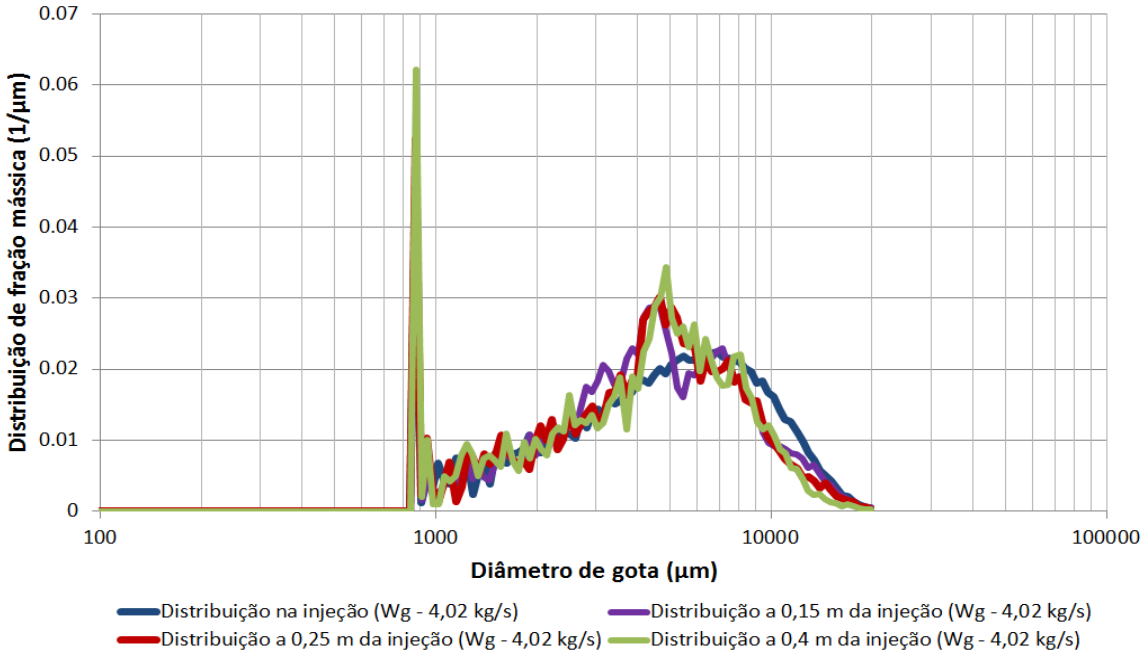


Figura A2.11: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 4,02 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para 4 posições com relação à injeção e distribuição de Rosin-Rammler

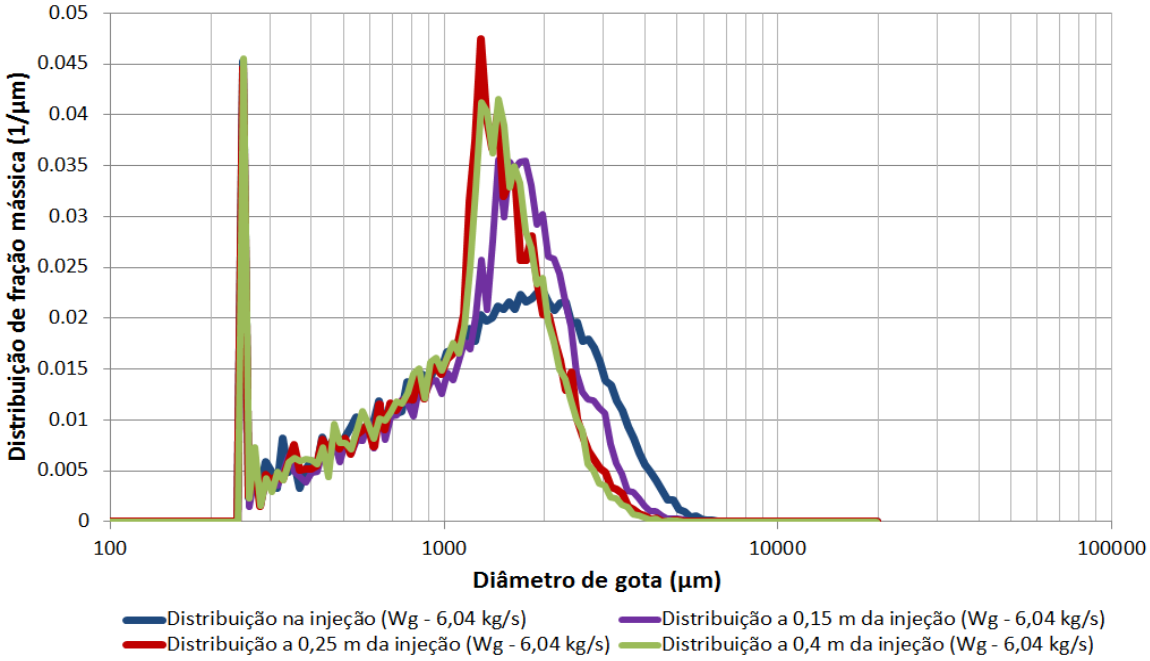


Figura A2.12: Distribuição de tamanho de gotas para uma vazão mássica de gás de 6,04 kg/s e vazão mássica de líquido de 5 kg/s para 4 posições com relação à injeção e distribuição de Rosin-Rammler