



**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA  
CENTRO TECNOLÓGICO  
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO**

LIDIA RAMOS DA VITÓRIA

**ANÁLISE NUMÉRICA DE ESCOAMENTO DE EMULSÃO ATRAVÉS DE  
RESTRIÇÕES**

Vitória, ES  
2022



**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA  
CENTRO TECNOLÓGICO  
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO**

Lidia Ramos da Vitória

## **ANÁLISE NUMÉRICA DE ESCOAMENTO DE EMULSÃO ATRAVÉS DE RESTRIÇÕES**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Edson José Soares  
Coorientador: Prof. Dr. Fabio de Assis Ressel  
Pereira

Vitória, ES  
2022

Ficha catalográfica disponibilizada pelo Sistema Integrado de Bibliotecas - SIBI/UFES e elaborada pelo autor

---

V845a Vitória, Lidia Ramos da, 1995-  
Análise numérica de escoamento de emulsão através de restrições / Lidia Ramos da Vitória. - 2022.  
87 f. : il.

Orientador: Edson José Soares.  
Coorientador: Fabio de Assis Ressel Pereira.  
Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) -  
Universidade Federal do Espírito Santo, Centro Tecnológico.

1. Fluidodinâmica computacional. 2. Escoamento multifásico. I. Soares, Edson José. II. Pereira, Fabio de Assis Ressel. III. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro Tecnológico. IV. Título.

CDU: 621

---



PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA  
CENTRO TECNOLÓGICO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO

## ANÁLISE NUMÉRICA DE ESCOAMENTO DE EMULSÃO ATRAVÉS DE RESTRIÇÕES

**LIDIA RAMOS DA VITÓRIA**

COMISSÃO EXAMINADORA

Prof. Dr. Edson José Soares  
Orientador (PPGEM/UFES)

Prof. Dr. Fabio de Assis Ressel Pereira  
Co-orientador (PPGEN/UFES)

Prof. Dr. Renato do Nascimento Siqueira  
Examinador Interno (PPGEM/UFES)

Prof. Dr. Daniel da Cunha Ribeiro  
Examinador Externo (PPGEN/UFES)

Dr. Erick Fabrizio Quintella Andrade Coelho  
Examinador Externo (PETROBRAS)

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Espírito Santo como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica

Vitória (ES), 24 de janeiro de 2022

## EPÍGRAFE

*“Trabalha como se tudo dependesse de ti e confia como se tudo dependesse de Deus.”*

Santo Inácio de Loyola

## RESUMO

Compreender o comportamento da quebra de gotas e bolhas em escoamentos multifásicos é indispensável para muitas aplicações industriais. Na indústria petrolífera, por exemplo, a quebra de gotas durante o processo de extração do petróleo impacta diretamente a separação dos componentes extraídos do poço. Sabe-se que a eficiência de separação entre o óleo e a água depende da distribuição de tamanho de gotas. Quanto menores as gotas, menor é a eficiência de separação. A separação entre óleo e água deve ser eficaz devido à necessidade de ter um óleo puro, sem a presença de água, e devido à Lei Federal 9.966/2000. Para alcançar tal feito, técnicas de separação e maneiras de evitar a quebra de gotas vêm sendo estudadas. A quebra e coalescência de gotas presentes em emulsões tem sido estudada experimentalmente e numericamente. Nesse contexto, este trabalho desenvolve análises numéricas para avaliar um escoamento de emulsão através de diferentes restrições. Para isso, utiliza-se o *software* ANSYS Fluent 2020 R2 associado a abordagem Euler-Lagrange e ao modelo de quebra de gota *Stochastic Secondary Droplet Model*. Uma técnica para definir os valores de Weber crítico e da constante de quebra é desenvolvida. Com isso, o modelo de quebra pode ser configurado sem a necessidade de obter dados experimentais. A fim de validar a modelagem computacional e a técnica desenvolvida para configurar o modelo de quebra, dois trabalhos experimentais da literatura são utilizados. Esses trabalhos analisam o escoamento de emulsão de óleo em água através de diferentes restrições com valores de Reynolds entre 28.000 e 69.000. Os desvios relativos obtidos nos diâmetros superiores ao  $D_{90}$  são inferiores a 10%. Feitas as validações, este trabalho investiga a influência da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta na quebra de gotas. Observa-se que, a integral da dissipação de energia cinética média é a variável mais adequada para sugerir se uma restrição quebra mais ou menos gotas. Por fim, novas geometrias de restrição são analisadas, são elas: restrição reta, restrição redonda, restrição com nove orifícios e restrição chanfrada. Essas restrições são submetidas a um escoamento de emulsão com número de Reynolds igual a 41.000. Dentre as restrições analisadas, a restrição redonda alcança o melhor desempenho, apresentando um valor de  $D_{95}$  196% maior, quando comparada com a restrição reta.

Palavras-chaves: quebra de gotas, restrições, DTG, emulsão, CFD, Euler-Lagrange

## ABSTRACT

It is indispensable to understand the behavior of drops and bubbles breakup in multiphase flows for many industrial applications. In the oil industry, for example, the droplet breakup during the oil extraction process directly impacts the separation of components extracted from the well. It is known that the separation efficiency between oil and water depends on the droplet size distribution: the smaller the drops, the lower the separation efficiency. The separation between oil and water must be effective due to the need to have a pure oil, without the presence of water, and due to Federal Law 9.966/2000. To achieve that, separation techniques and ways to prevent droplet breakage have been studied. The breakage and coalescence of droplets present in emulsions has been studied experimentally and numerically. In this context, this work develops numerical analyses to evaluate the flow of emulsions through different restrictions. For this, the ANSYS Fluent 2020 R2 software associated with the Euler-Lagrange approach and the Stochastic Secondary Droplet Model is used. A technique is developed to define critical Weber and break constant values. Thus, the break model can be configured without the need to obtain experimental data. In order to validate the computational modeling and the technique developed to configure the break model, two experimental literature works are used. These works analyze the flow of oil-in-water emulsion through different restrictions with Reynolds values between 28,000 and 69,000. The relative deviations obtained in diameters greater than  $D_{90}$  are less than 10%. After validations, this work investigates the influence of turbulent kinetic energy dissipation rate on droplet breaking. It is observed that the integral of the average kinetic energy dissipation is the most adequate variable to suggest whether a restriction breaks more or less drops. Finally, new restrictions geometries are analyzed. These are: straight restriction, round restriction, nine hole restriction and chamfered restriction. These restrictions are subjected to an emulsion flow with a Reynolds number equal to 41,000. Among the analyzed restrictions, the round restriction achieves the best performance, presenting a value of  $D_{95}$  196% higher, when compared to the straight restriction.

Keywords: droplet breakup, restriction, DSD, emulsion, CFD, Euler-Lagrange



## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Representação da quebra de gotas durante o processo de extração do óleo.....	17
Figura 2.1 - Tipos de emulsão: (a) emulsão de óleo em água; (b) emulsão de água em óleo; (c) emulsão de água em óleo em água e (d) emulsão de óleo em água em óleo.....	26
Figura 2.2 - Classificação do escoamento em função da fração volumétrica da fase dispersa.....	26
Figura 2.3 - Distribuição do tamanho de partícula: (a) Distribuição discreta da frequência em número de partículas e (b) distribuição discreta acumulativa em número de partículas. ....	28
Figura 2.4 - Distribuição contínua: (a) Distribuição em frequência do tamanho e (b) distribuição acumulativa do tamanho. ....	29
Figura 3.1 - Geometria de van der Zande.....	39
Figura 3.2 - Geometrias de múltiplos orifícios. ....	40
Figura 3.3 - Teste de Malha van der Zande: a restrição está localizada na posição de 20 mm. ....	41
Figura 3.4 - Refino da malha gerada na geometria de van der Zande.....	42
Figura 3.5 - Queda de pressão na restrição com sete orifícios para diferentes malhas. ....	43
Figura 3.6 - Distribuições de tamanho de gota do experimento de van der Zande. ...	44
Figura 3.7 - Geometria com restrição chanfrada. ....	46
Figura 3.8 - Geometria com restrição redonda. ....	46
Figura 3.9 - Geometria com restrição de 9 orifícios.....	47
Figura 3.10 - Geometria com restrição reta. ....	47
Figura 3.11 – Queda de pressão nas diferentes malhas da Geometria chanfrada....	48
Figura 3.12 - Refino da malha da restrição chanfrada. ....	49
Figura 3.13 - Configuração dos parâmetros de modelo de quebra SSD. ....	58
Figura 4.1 – Relação entre o $D_{95}$ antes e depois da restrição: em laranja dados experimentais e em azuis dados numéricos. Em cinza é representado um eixo de simetria onde hipoteticamente não ocorria quebra de gotas. ....	61

Figura 4.3 - Dissipação da energia cinética turbulenta na tubulação com a restrição de um orifício.....	64
Figura 4.4 - Dissipação da energia cinética turbulenta na tubulação com a restrição de sete orifícios. ....	65
Figura 4.5 - Dissipação da energia cinética turbulenta na tubulação com a restrição de treze orifícios.....	65
Figura 4.6 - Dissipação de energia cinética média das restrições com 1, 7 e 13 orifícios com Reynolds de 34.614. A posição axial 0 mm representa o final de cada restrição.....	66
Figura 4.7 - Gráfico da dissipação de energia cinética máxima das restrições com 1, 7 e 13 orifícios com Reynolds de 34.614. A posição axial 0 mm representa o final de cada restrição.....	67
Figura 4.8 - Queda de pressão nas restrições: reta, chanfrada, redonda e com orifícios. ....	69
Figura 4.9 - Contornos de dissipação de energia cinética turbulenta: (a) restrição reta, (b) restrição chanfrada, (c) restrição redonda e (d) restrição com orifícios. ....	70
Figura 4.10 - Dissipação de energia cinética turbulenta média após as restrições submetidas a um Reynolds de 41.000. Posição 0 mm se refere ao final da restrição.....	71
Figura 4.11 - Dissipação de energia cinética turbulenta máxima após as restrições submetidas a um Reynolds de 41.000. Posição 0 mm se refere ao final da restrição.....	71

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Constantes do modelo de turbulência $k-\epsilon$ . .....	24
Tabela 3.1 - Parâmetros das malhas van der Zande. ....	41
Tabela 3.2 - Parâmetro das malhas da geometria reduzida com sete orifícios. ....	43
Tabela 3.3 - Valores de $D_{10}$ , $D_{50}$ e $D_{90}$ injetados nos experimentos de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) para todas as restrições analisadas. ....	45
Tabela 3.4 - Parâmetro das malhas da geometria chanfrada. ....	49
Tabela 3.5 - Modelagem Computacional e condições de contorno. ....	50
Tabela 3.6 - Modelagem da fase dispersa (DPM). ....	53
Tabela 3.7 - Modelagem computacional dos parâmetros do modelo de quebra SSD. ....	59
Tabela 4.1 - Comparação dos resultados de tamanho de gota do escoamento da emulsão de óleo Vítrea 46 em água através da restrição com sete orifícios para os Reynolds de: 27.691; 31.153 e 34.614. ....	62
Tabela 4.2 - Comparação dos resultados de tamanho de gota do escoamento da emulsão de óleo Vítrea 9 em água através das restrições com um, sete e treze orifícios com Reynolds de 34.614. ....	63
Tabela 4.3 – Média global da dissipação de energia cinética turbulenta das restrições com: 1, 7 e 13 orifícios. ....	67
Tabela 4.4 - Posição após a restrição onde a quebra de gotas cessa para as restrições de múltiplos orifícios. ....	68
Tabela 4.5 - Médias globais da dissipação de energia cinética turbulenta para as restrições: reta, chanfrada, redonda e com orifícios. ....	72
Tabela 4.6 - Diâmetros característicos das restrições: reta, chanfrada, redonda e com orifícios. ....	72
Tabela 4.7 - Posição após a restrição onde a quebra de gotas cessa para as novas geometrias. ....	73

## LISTA DE SÍMBOLOS

$t$ : tempo

$\rho$ : massa específica da fase contínua

$\rho_d$ : massa específica da fase dispersa

$u_i$ : vetor velocidade tridimensional

$x_i$ : vetor posição tridimensional

$\vec{u}$ : velocidade da fase contínua

$\vec{u}_d$ : velocidade da fase dispersa

$u_i'(t)$ : flutuação da velocidade

$\bar{u}_i$ : velocidade média

$p$ : pressão

$S_m$ : termo fonte de massa

$\Phi_i$ : forças de corpo externas

$d_d$ : diâmetro da gota (fase dispersa)

$\mu$ : viscosidade da fase contínua

$\mu_d$ : viscosidade da fase dispersa

$\sigma$ : tensão superficial da gota

$U_p$ : velocidade média no tempo em um ponto P

$\tau_w$ : tensão cisalhante na parede

$y_p$ : distância entre a parede e o ponto P

$k$ : energia cinética turbulenta

$k_p$ : energia cinética turbulenta no ponto P

$\varepsilon$ : dissipação da energia cinética turbulenta

$G_k$ : geração de energia cinética turbulenta devido ao gradiente da velocidade média

$G_b$ : geração de energia cinética turbulenta devido as flutuações

$Y_M$ : contribuição da dilatação flutuante na turbulência compressível

$S_k$ : termo fonte de energia cinética turbulenta

$S_\varepsilon$ : termo fonte de dissipação de energia cinética turbulenta

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_1, C_2, C_\mu$ : constantes do modelo de turbulência k- $\varepsilon$

$m_{inj}$ : vazão mássica de cada ponto de injeção

$m_d$ : massa da gota

$\Delta t$ : intervalo de tempo da fase contínua

$Re$ : número adimensional de Reynolds

$Re_r$ : Reynolds relativo

$D_T$ : diâmetro geométrico equivalente

$\vec{F}$ : aceleração adicional

$\vec{F}_{vm}$ : força da massa virtual

$C_{vm}$ : fator da massa virtual

$\vec{F}_p$ : força do gradiente de pressão

$\tau_r$ : tempo de relaxação da ou tempo característico de resposta da gota

$T_L$ : tempo integral Lagrangeano do fluido ou tempo característico da escala de turbulência.

$T$ : tempo integral

$\tau_v$ : tempo de vida do vórtice

$\tau_{pass}$ : tempo de passagem do vórtice

$L_v$ : escala de comprimento do vórtice

$\zeta$ : número randômico normalmente distribuído

$C_d$ : coeficiente de arrasto

$C_F$ ,  $C_b$  e  $C_k$ : constante adimensionais do coeficiente de arrasto dinâmico

$f_v$ : fração volumétrica

$We_{rel}$ : número adimensional de Weber relativo

$We_{cr}$ : número de Weber crítico

$r_{cr}$ : raio crítico

$\tau_{bu}$ : tempo de quebra da gota

$B$ : constante de quebra

$x$ : logaritmo do raio da gota

$x_0$ : logaritmo do raio da gota injetada no tempo zero

$\xi$ : parâmetro do modelo de quebra SSD

$N_\mu$ : razão de viscosidade dinâmica

## SUMÁRIO

<b>1 INTRODUÇÃO</b> .....	16
1.1 MOTIVAÇÃO .....	16
1.2 ESTADO DA ARTE .....	17
1.3 CARACTERIZAÇÃO DO PROBLEMA.....	20
<b>2 FORMULAÇÃO FÍSICA</b> .....	22
2.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES .....	22
2.2 EMULSÃO .....	25
2.3 MODELAGEM DA FASE DISPERSA .....	29
2.4 QUEBRA DE GOTAS.....	34
<b>3 ABORDAGEM NUMÉRICA</b> .....	38
3.1 VALIDAÇÕES.....	38
<b>3.1.1 Geometrias das Validações</b> .....	39
<b>3.1.2 Malhas das Validações</b> .....	40
<b>3.1.3 Distribuição do tamanho de gotas injetada</b> .....	44
3.2 NOVAS GEOMETRIAS.....	45
<b>3.2.1 Geometrias</b> .....	46
<b>3.2.2 Malha</b> .....	47
3.3 MODELAGEM COMPUTACIONAL .....	49
3.4 CONFIGURAÇÃO DO MODELO DE QUEBRA SSD .....	55
<b>4 RESULTADOS</b> .....	60
4.1 RESULTADOS PRELIMINARES .....	60
<b>4.1.1 Validação com trabalho de van der Zande</b> .....	60
<b>4.1.2 Validação com restrição de múltiplos orifícios</b> .....	62
4.2 NOVAS GEOMETRIAS.....	68
<b>5 CONSIDERAÇÕES FINAIS</b> .....	75
<b>6 BIBLIOGRAFIA</b> .....	77

<b>APÊNDICE I – TESTE DE MALHA DAS GEOMETRIAS DO TRABALHO DE KWAKERNAAK, VAN DEN BROEK E CURRIE (2007) .....</b>	<b>81</b>
<b>APÊNDICE II – TESTE DE MALHA DAS NOVAS GEOMETRIAS .....</b>	<b>84</b>
<b>APÊNDICE III – PROCESSO ITERATIVO PARA DEFINIR OS PARÂMETROS DE ENTRADA DO MODELO DE QUEBRA SSD .....</b>	<b>87</b>



## 1 INTRODUÇÃO

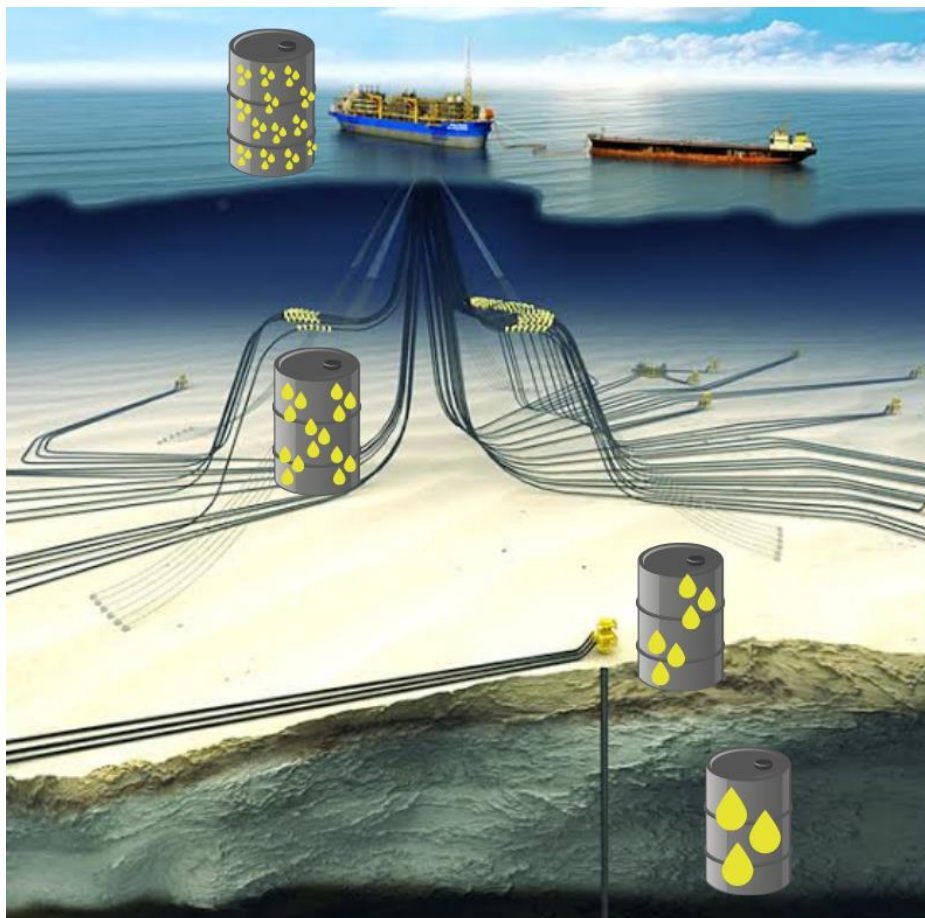
Este capítulo é subdividido em três tópicos. No tópico 1.1 é descrita a motivação deste trabalho. No tópico 1.2 é apresentado o estado da arte em escoamentos multifásicos dispersos com foco na quebra de gotas. Por fim, o tópico 1.3 apresenta a caracterização do problema abordado.

### 1.1 MOTIVAÇÃO

Muitos processos da indústria petrolífera têm a presença de escoamentos multifásicos. Dentre esses escoamentos, a emulsão é muito encontrada. Uma emulsão é composta pela mistura de dois, ou mais, líquidos imiscíveis. A fim de aprimorar os processos industriais envolvendo emulsões é crucial conhecer as características e propriedades desses escoamentos. Uma das principais propriedades de uma emulsão é a distribuição de tamanho de gotas (DTG). A quebra e/ou coalescência de gotas impacta a DTG e, conseqüentemente, as características dos processos industriais. Atualmente, é um grande desafio prever o comportamento de gotas e bolhas em escoamentos complexos (MANIERO, MASBERNAT, *et al.*, 2012). No processo de extração do petróleo a quebra de gotas é ocasionada pelas válvulas e acidentes de linha ilustrados na Figura 1.1. Essa quebra impacta os custos de extração e a separação dos componentes da emulsão.

Com a quebra das gotas, a viscosidade da emulsão aumenta, demandando uma quantidade maior de energia para a extração. Além disso, quanto menores são as gotas, menor é a eficiência de separação entre o óleo e a água, chegando ao ponto de ser economicamente inviável separar os componentes. Adicionando a isso, a necessidade de se ter um óleo puro, sem a presença de água, e a Lei Federal 9.966/2000 junto com a Convenção internacional para a Prevenção da Poluição causada por Navios (Marpol 73/78), que proíbem a descarga de misturas oleosas no mar com um percentual de óleo superior a 15 ppm, a evolução da DTG ao longo da linha de extração deve ser controlada. Para isso, técnicas para evitar a quebra de gotas vêm sendo estudadas.

Figura 1.1 - Representação da quebra de gotas durante o processo de extração do óleo.



Fonte: Adaptado de Fatos e Dados (2017).

## 1.2 ESTADO DA ARTE

A fim de entender o fenômeno de escoamento com múltiplas fases líquidas, grandes esforços vêm sendo empregados, principalmente no que tange a quebra e coalescência de gotas. O estudo sobre quebra de gotas começou com os trabalhos de Kolmogorov (1949) e Hinze (1955). Hinze (1955) é um dos primeiros a estabelecer uma teoria de quebra pela introdução da razão entre as forças inerciais e a força devido à tensão superficial (LAU, BAI, *et al.*, 2014). O trabalho de Davies, Nilsen e Gramme (1996) trata especificamente da minimização da quebra de gotas e mostra as zonas do escoamento onde a quebra ocorre. Esse estudo conclui que o aumento da queda de pressão em válvulas *Choke* leva ao aumento da dissipação de energia, que por sua vez, reduz o diâmetro médio das gotas.

Muitos outros estudos mostram a influência de válvulas e restrições no comportamento das gotas. Muntinga (1998) estuda os efeitos da geometria de uma válvula *Choke* no processo de quebra de uma única gota. Os estudos de van der Zande, van Heuven, *et al.* (1999), van der Zande (2000), Galinat, Masbernat, *et al.* (2005), Kwakernaak, van der Broek e Currie (2007) e Galinat, Garrido Torres, *et al.* (2007) analisam a influência de diferentes restrições na quebra das gotas presentes em emulsões. Alguns desses autores avaliam também a influência da vazão da fase contínua e da viscosidade da fase dispersa no tamanho de gota. Além disso, esses autores indicam que o aumento da taxa dissipação de energia cinética turbulenta aumenta a taxa de quebra de gotas.

Van der Zande (2000) relata que restrições circulares, parecidas com placas de orifício, representam válvulas *Choke*. O autor desenvolve um modelo de quebra de gota aplicável a uma mistura de óleo em água escoando através de uma restrição. Porém, o trabalho de Kwakernaak, van der Broek e Currie (2007) diz que restrição com vários orifícios representa melhor a válvula *Choke*.

Azevedo (2016) avalia a quebra de gotas de óleo em água de um escoamento turbulento através de um orifício. O autor analisa os efeitos das propriedades do óleo, da geometria do orifício e das condições do escoamento sobre a quebra de gotas. Diferente dos trabalhos citados, Azevedo (2016) destaca que a taxa de dissipação média da energia cinética turbulenta não é proporcional a taxa de fragmentação das gotas. Segundo a revisão feita no trabalho de Liao e Lucas (2009), geralmente, a frequência de quebra de gotas aumenta com a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta. Paolinelli, Rashedi e Yao (2018) estudam a quebra de gotas do escoamento de água em óleo através de uma válvula globo. Os autores avaliam o impacto da queda de pressão, da vazão e da fração volumétrica. Além disso, os autores observam que os diâmetros característicos, como o  $D_{98}$ , tendem a aumentar com a redução de dissipação da energia cinética turbulenta média. Os diâmetros máximos obtidos experimentalmente são comparados com os diâmetros calculados através de diferentes modelos teóricos.

Os trabalhos citados até agora são experimentais, apesar de alguns também desenvolverem simulações numéricas. A Dinâmica de Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics* - CFD) é empregada para complementar os estudos

experimentais. Com essa ferramenta é possível obter detalhes que são mais difíceis de serem obtidos experimentalmente, estudar e prever o comportamento das gotas, além de auxiliar o aperfeiçoamento e desenvolvimento de equipamentos.

O mais comum é encontrar simulações CFD bifásicas, as quais podem estar acopladas com a solução de Balanço Populacional (Population Balance - PB) para modelar os efeitos de quebra e coalescência (FAVERO, 2014). O balanço populacional é utilizado para descrever a evolução temporal da distribuição de uma ou mais propriedades do escoamento multifásico. Com isso, o comportamento dinâmico da fase dispersa do escoamento passa a ser descrito pela equação de balanço populacional (Population Balance Equation - PBE) (FAVERO, 2014). Esse acoplamento é necessário dentro da abordagem Euler-Euler (E-E), na qual todas as fases envolvidas são tratadas como contínuas.

Usando essa abordagem, Damian (2007) utiliza o PBE para avaliar a quebra e coalescência de gotas de uma emulsão de água em óleo. Schütz, Gorbach e Piesche (2009) aplicam o PBE para estudar a influência da geometria de hidrociclones na eficiência de separação. Outros autores (ROUDSARI, TURCOTTE, *et al.*, 2012), (GAO, LI, *et al.*, 2016) e (GALLASSI, GONÇALVES, *et al.*, 2019) vêm usando o CFD acoplado com o PB para estudar tanque misturadores, principalmente envolvendo misturas de óleo e água.

Outra maneira de aplicar o CFD no estudo de escoamentos multifásicos é usando a abordagem Euler-Lagrange (E-L), na qual o escoamento principal é tratado como uma fase contínua e as gotas e/ou bolhas e/ou partículas são tratadas como fase dispersa. Diferente da abordagem E-E, com a técnica E-L a distribuição do tamanho de gotas é produzida como parte da solução (LAU, BAI, *et al.*, 2014) (DARMANA, DEEN e KUIPERS, 2005). Para mensurar a confiabilidade e validar a simulação numérica, alguns autores constroem análises numéricas baseadas em experimentos de outros autores. Um exemplo disso é o trabalho de Maniero, Masbernat, *et al.* (2012). Os autores simulam o experimento desenvolvido por Galinat, Garrido Torres *et al.* (2007), comentado anteriormente.

Sungkorn, Derksen e Khinast (2012) conduzem simulações de reatores agitados de gás-líquido incluindo a quebra e coalescência de bolhas. Esse trabalho utiliza a abordagem E-L associada ao conceito de *parcel*. Um *parcel* representa um

conjunto de gotas ou bolhas com as mesmas propriedades físico-químicas. Seguindo os estudos de mistura gás-líquido, Lau, Bai, *et al.* (2014) testam o impacto de três parâmetros na DTG obtida em uma coluna de borbulhamento. Os parâmetros testados são o número de Weber crítico, a distribuição de tamanho de gotas injetada e a velocidade das gotas. A geometria da coluna de borbulhamento usada por Lau, Bai, *et al.* (2014) foi extraída do trabalho de Deen, Solberg e Hjertager (2001). Deen, Solberg e Hjertager (2001) aplicam a abordagem E-E nas simulações. Porém, no trabalho posterior, Deen, van Sint Annaland e Kuipers (2004) fazem uso da abordagem E-L no estudo envolvendo maiores escalas de tempo e comprimento, e destacam a boa concordância entre os resultados das simulações numéricas e dos experimentos.

Liu, Zhang, *et al.* (2018) avaliam a quebra e coalescência de gotas de óleo na região de turbilhão de um separador axial. Para representar a quebra de gotas é aplicado o modelo TAB (*Taylor Analogy Breakup Model*). O estudo de Apte, Gorokhovski e Moin (2003) emprega o modelo de quebra SSD (*Stochastic Secondary Droplet Model*). Esse estudo aplica o modelo SSD à dois casos, assumindo os valores padrões de Weber crítico igual a 6 e da constante de quebra igual a 0,58. Esses valores foram definidos teoricamente ou experimentalmente nos trabalhos de Gel'fand e Dikii (1975), O'Rourke (1981), Pilch e Erdman (1987) e Faeth, Hsiang e Wu (1995).

Os trabalhos citados acima são uma parcela dos trabalhos presentes na literatura. Muitos trabalhos relacionam a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta com a quebra de gotas. No entanto, não é possível garantir que o aumento da dissipação provoca um aumento na quebra de gotas. Com relação às técnicas numéricas, a abordagem E-L vem se mostrando satisfatória e seu uso está crescendo. Contudo, ainda são poucos trabalhos usando E-L quando comparado à abordagem E-E. O número de trabalhos explorando o comportamento dos modelos de quebra é ainda menor.

### 1.3 CARACTERIZAÇÃO DO PROBLEMA

Este trabalho analisa a quebra de gotas em escoamento turbulento de emulsões através de restrições. Utiliza-se a dinâmica de fluidos computacional com a

abordagem Euler-Lagrange. As simulações numéricas são realizadas com o *software* comercial ANSYS Fluent 2020 R2.

Emprega-se o modelo de quebra estocástico (*Stochastic Secondary Droplet Model* - SSD). Esse modelo se mostra viável e preciso para algumas aplicações de engenharia, como a evolução da pulverização em motores diesel. Os parâmetros do modelo SSD são configurados com base em experimentos e teorias, apresentadas no tópico 2.4. Este trabalho desenvolve uma técnica nova para definir os valores de Weber crítico e da constante de quebra com base apenas em dados numéricos da evolução do tamanho de gotas. A fim de validar a modelagem numérica empregada, são utilizados dois trabalhos experimentais presentes na literatura, que são os trabalhos de van der Zande (2000) e de Kwakernaak, Van Den Broek e Currie (2007). Ambos os trabalhos analisam o escoamento de emulsões de óleo em água através de restrições montadas em tubulações horizontais. Esses estudos envolvem escoamentos com número de Reynolds variando de 28.000 a 69.000. O diâmetro das gotas de óleo varia de  $5 \mu m$  a  $1000 \mu m$ .

Definida a modelagem numérica adequada, são feitas correlações entre as propriedades do escoamento e o comportamento da quebra de gotas. Este trabalho investiga a influência da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta na quebra de gotas. Por fim, novas geometrias de restrições são propostas. A restrição que gera um menor impacto na distribuição de tamanho de gotas da emulsão é apontada. Nesta etapa, o escoamento apresenta um número de Reynolds igual a 41.000. O diâmetro das gotas de óleo varia de  $7 \mu m$  a  $200 \mu m$ .

## 2 FORMULAÇÃO FÍSICA

Este capítulo é subdividido em quatro tópicos. No tópico 2.1 é apresentado o equacionamento da fase contínua, implementada através das equações governantes. Também é descrito o modelo de turbulência utilizado. Após a formulação da fase contínua, a formulação da fase dispersa é introduzida. Primeiramente, no tópico 2.2 são destacadas definições importantes referentes à emulsão. O tópico 2.3 apresenta a abordagem utilizada para representar a fase dispersa bem como a modelagem do coeficiente de arrasto e da dispersão turbulenta. Por fim, no tópico 2.4, o modelo de quebra de gotas é descrito.

### 2.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES

As equações governantes são a equação da conservação de massa; a conservação da quantidade de movimento (segunda lei de Newton); a conservação da energia (primeira lei da termodinâmica) e a conservação de espécie química. Nos casos estudados neste trabalho não ocorrem reações químicas, o escoamento é incompressível e não há troca de calor. Dessa forma, as equações de conservação de energia e de espécie química não são resolvidas.

A equação da conservação de massa é apresentada na forma diferencial pela Equação (2.1):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = S_m. \quad (2.1)$$

Onde  $u_i$  são os componentes da velocidade (tridimensional),  $\bar{u}_i = (u_x, u_y, u_z)$ ,  $x_i$  são os componentes da posição,  $x_i = (x, y, z)$ ,  $\rho$  é a massa específica e  $S_m$  é um termo fonte, referente a massa adicionada à fase contínua. Neste trabalho a fase dispersa não transfere massa para a fase contínua, então o termo  $S_m = 0$ .

Os fluidos estudados são newtonianos e com viscosidade constante. Nessas condições, a equação de conservação da quantidade de movimento assume a forma da equação de Navier-Stokes<sup>1</sup>, apresentada na Equação (2.2):

---

<sup>1</sup> A dedução detalhada pode ser encontrada em White (2006).

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{u}_i\bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial(p)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho g_i + \phi_i. \quad (2.2)$$

Onde,  $p$  é a pressão,  $\mu$  é a viscosidade,  $\rho g_i$  é a força de corpo gravitacional por unidade de volume e  $\phi_i$  representa as forças de corpo externas, por exemplo, devido às interações com a interface da fase dispersa. Essas forças serão apresentadas na modelagem da fase dispersa, no tópico 2.3.

A turbulência é modelada usando as Equações médias de Reynolds (*Reynolds-averaged Navier-Stokes equation* – RANS). No método RANS, a turbulência é modelada usando a ideia de escoamento médio e os efeitos da turbulência sobre as propriedades do escoamento médio. O esforço computacional requerido é razoável e a precisão da solução é modesta (VERSTEEG e MALALASEKERA, 2007). Para resolver escoamentos turbulentos com as equações RANS, diversos modelos de turbulência foram desenvolvidos para estimar a tensão de Reynolds, e dessa forma, fechar o sistema de equações do escoamento médio (VERSTEEG e MALALASEKERA, 2007). Os principais modelos de turbulência são: modelo do comprimento de mistura (*mixing length model*), modelo k- $\epsilon$ , modelo k- $\omega$  e modelo da tensão de Reynolds (*Reynolds stress model* – RSM).

Dos modelos de turbulência citados, um dos mais usados é o modelo k- $\epsilon$ , o qual recebeu novas versões ao longo do tempo, passando pelo modelo k- $\epsilon$  padrão (*standard*), RNG (*Renormalisation Group*) e realizável (*realizable*). De modo geral, esse modelo descreve a turbulência incorporando os efeitos do transporte das propriedades turbulentas pela convecção e difusão e da produção e destruição de turbulência (VERSTEEG e MALALASEKERA, 2007). A grande diferença entre as versões do modelo k- $\epsilon$  diz respeito ao modelo realizável satisfazer certas limitações matemáticas da Tensão de Reynolds, as quais não são satisfeitas pelas outras versões do modelo. Por esse motivo, o modelo k- $\epsilon$  realizável foi escolhido. São resolvidas duas equações de transporte. A primeira equação, Equação (2.3), resolve a energia cinética turbulenta ( $k$ ) (ANSYS, 2020):

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k. \quad (2.3)$$

Onde,  $\mu_t$  é a viscosidade turbulenta,  $G_k$  representa a geração de energia cinética turbulenta devido ao gradiente da velocidade média.  $G_b$  representa a geração de



energia cinética turbulenta devido às flutuações.  $Y_M$  representa a contribuição da dilatação flutuante na turbulência compressível.  $S_k$  é um termo fonte de energia cinética turbulenta.

A segunda equação, Equação (2.4), resolve a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta ( $\varepsilon$ ) (ANSYS, 2020):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon u_j)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\varepsilon \nu}} \\ &+ C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Onde,  $C_1 = \max \left[ 0,43, \frac{\eta}{\eta+5} \right]$ ,  $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$ ,  $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ . As variáveis  $C_{1\varepsilon}$ ,  $C_2$  e  $C_\mu$  são constantes do modelo de turbulência.  $\sigma_\varepsilon$  e  $\sigma_k$  são números de turbulência de Prandtl da energia cinética turbulenta e da dissipação de energia cinética turbulenta, respectivamente.  $S_\varepsilon$  é um termo fonte de dissipação de energia cinética turbulenta.

Os valores padrões das constantes do modelo de turbulência k- $\varepsilon$  realizável usados neste trabalho estão na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Constantes do modelo de turbulência k- $\varepsilon$ .

$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{1\varepsilon}$	$C_2$	$C_\mu$
1,00	1,30	1,44	1,92	0,09

Fonte: Versteeg e Malalasekera (2007).

Os escoamentos turbulentos são afetados pela presença de paredes, uma vez que, as paredes são as principais fontes de vorticidade e turbulência. A modelagem numérica dessa região impacta diretamente a fidelidade dos resultados. Uma das formas de resolver a região próxima à parede é utilizando as funções de parede. Nessa abordagem, a subcamada viscosa e a camada logarítmica são modeladas através de fórmulas semiempíricas. Este trabalho aplica a função de parede padrão, baseada no trabalho de Launder e Spalding (1983). Neste caso, o fluxo de momento para a parede é definido pela Equação (2.5):

$$\frac{U_p}{(\tau_w/\rho_w)} C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} = \frac{1}{k} \ln \left[ E y_p \frac{(C_\mu^{1/2} k_p)^{1/2}}{\nu} \right]. \quad (2.5)$$

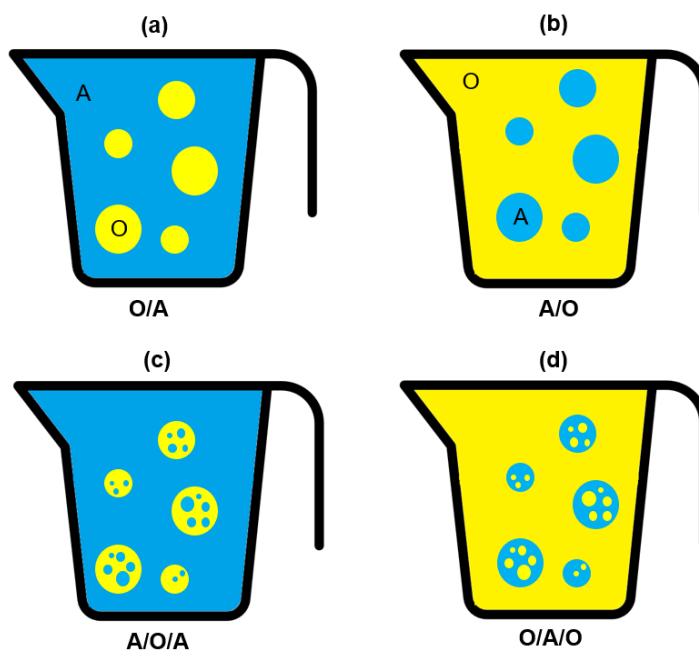
Sendo  $U_p$  a velocidade média no tempo em um ponto P distante da parede,  $\tau_w$  a tensão cisalhante na parede com a direção da velocidade  $U_p$ ,  $y_p$  a distância entre a parede e o ponto P,  $k_p$  a energia cinética turbulenta no ponto P e  $E$  uma função de rugosidade da parede. O parâmetro  $E$  é aproximadamente igual a 9 para paredes lisas (LAUNDER e SPALDING, 1983).

## 2.2 EMULSÃO

Emulsão é uma mistura de dois, ou mais, líquidos imiscíveis, onde um fluido encontra-se disperso dentro do outro. Na maioria das emulsões um fluido é aquoso e o outro é um hidrocarboneto (SCHRAMM, 2006). A emulsão é classificada de acordo com o líquido que forma a fase contínua, como ilustrado na Figura 2.1. Quando as gotas de óleo estão dispersas na água, a emulsão é de óleo em água (O/A). Quando as gotas de água estão dispersas no óleo, a emulsão é de água em óleo (A/O).

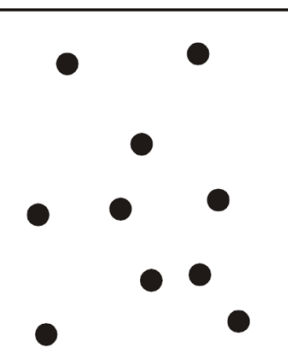


Além dessas combinações, é possível encontrar emulsões múltiplas, também ilustradas na Figura 2.1. Nesse caso, uma emulsão de óleo em água em óleo é aquela onde gotas de óleo estão dispersas em uma gota de água, a qual está dispersa em uma fase contínua de óleo (O/A/O). Outra configuração é a emulsão de água em óleo em água, onde as gotas de água estão dispersas em uma gota de óleo, a qual está dispersa em uma fase contínua de água (A/O/A).

Figura 2.1 - Tipos de emulsão: (a) emulsão de óleo em água; (b) emulsão de água em óleo; (c) emulsão de água em óleo em água e (d) emulsão de óleo em água em óleo.



O escoamento de emulsão pode ser classificado como denso ou diluído. O escoamento diluído é aquele onde o movimento da partícula é controlado exclusivamente por forças hidrodinâmicas. O escoamento denso é aquele onde o movimento das partículas é influenciado por colisões ou contato contínuo (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2011). Essa classificação pode ser feita através da fração volumétrica da fase dispersa, como ilustrado na Figura 2.2.

Figura 2.2 - Classificação do escoamento em função da fração volumétrica da fase dispersa.

Escoamento Diluído	Escoamento Denso	
	Colisão-dominante	Contato-dominante
		
$f_v < 0,001$	$0,001 < f_v < 0,1$	$f_v > 0,1$

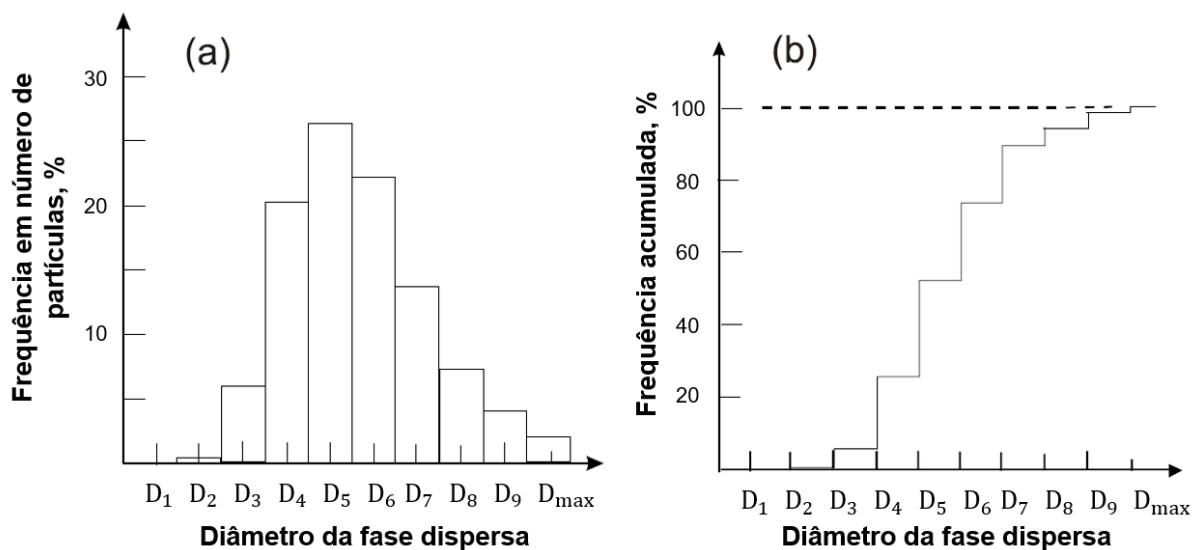
Fonte: Adaptado de Crowe, Schwarzkopf, *et al.*, (2011).

Um escoamento com colisão dominante é um escoamento onde as partículas colidem e são redirecionadas. O tempo de contato é pequeno quando comparado com o tempo entre as colisões. Um escoamento com contato dominante, ocorre quando as partículas estão em contato continuamente e a força de contato é responsável pelo movimento destas. Quando a fração volumétrica da fase dispersa é menor ou igual a 0,001, o escoamento pode ser considerado diluído (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2011).

Dentre as várias propriedades de uma emulsão, uma das mais importantes é a distribuição do tamanho de gotas. Essa propriedade determina a estabilidade da emulsão, o comportamento reológico e a capacidade de trocar massa, energia e quantidade de movimento com a fase contínua (GAO, LI, *et al.*, 2016). A partir da distribuição de tamanho de gotas, o escoamento pode ser definido como monodisperso ou polidisperso. O escoamento monodisperso é aquele onde as gotas têm quase o mesmo tamanho, sendo o desvio padrão do diâmetro médio menor que 10% (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2011). No escoamento polidisperso há uma grande variedade de tamanhos de gotas. Para representar esses diâmetros é usada a DTG.

A DTG pode ser representada através da distribuição discreta da frequência em número de partícula (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2011). A Figura 2.3a ilustra essa distribuição. Outro método comum para quantificar o diâmetro é a distribuição acumulativa apresentada na Figura 2.3b. Essa frequência também pode se expressa em função da massa ou do volume da fase dispersa (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2011).

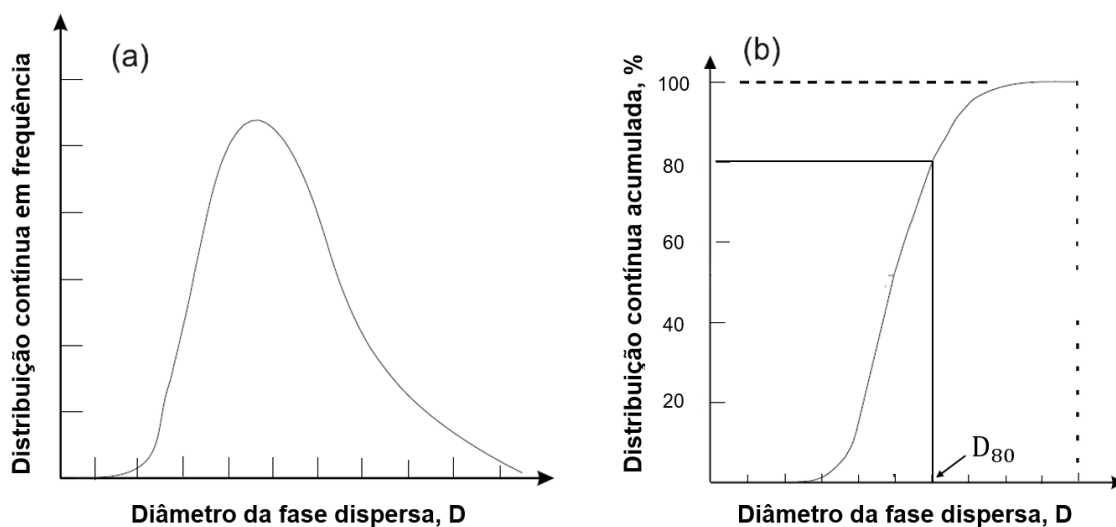
Figura 2.3 - Distribuição do tamanho de partícula: (a) Distribuição discreta da frequência em número de partículas e (b) distribuição discreta acumulativa em número de partículas.



Fonte: Adaptado de Crowe, Schwarzkopf, *et al.*, (2011).

Quando o  $\Delta D$  da distribuição discreta se aproxima de zero a função de distribuição assume a forma contínua (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2011). Assim como na distribuição discreta, há duas formas de representar a distribuição contínua, as quais são ilustradas na Figura 2.4. Na Figura 2.4b é apresentada uma nomenclatura de diâmetro muito usada, a qual fornece o valor do diâmetro referente a uma determinada frequência acumulada. Por exemplo, o diâmetro  $D_{80}$  representa o diâmetro referente a frequência acumulada de 80% da fase dispersa (em função do número de partículas, massa ou volume).

Figura 2.4 - Distribuição contínua: (a) Distribuição em frequência do tamanho e (b) distribuição acumulativa do tamanho.



Fonte: Adaptado de Crowe, Schwarzkopf, *et al.*, (2011).

Com a alteração de DTG outras propriedades são alteradas, como a viscosidade da emulsão. A redução do tamanho de gotas resulta no aumento da viscosidade. No entanto, quando a fração volumétrica da fase dispersa é pequena a alteração de viscosidade pode ser negligenciada.

### 2.3 MODELAGEM DA FASE DISPERSA

Existem duas abordagens para o cálculo numérico de escoamentos multifásicos: a abordagem Euler-Euler (E-E) e a abordagem Euler-Lagrange (E-L). Na abordagem E-E as diferentes fases do escoamento são tratadas como fase contínua. Dessa forma, as equações governantes são resolvidas para cada fase. Para obter informações sobre a distribuição de tamanho de gotas é necessário aplicar a equação de balanço populacional. Essa abordagem é indicada quando deseja-se acompanhar a interface, quando a fração volumétrica da fase dispersa é elevada, para escoamentos com acoplamento forte entre as fases e para escoamentos envolvendo fluidos não newtonianos.

Na abordagem E-L, utilizada neste trabalho, a fase contínua é resolvida pelas equações governantes em um referencial Euleriano. A fase dispersa é rastreada

através do campo de escoamento calculado. Então, um balanço de força é aplicado em cada gota ou conjunto de gotas (*parcel*). Nessa etapa também pode ser aplicado o modelo de quebra. Essa abordagem é aplicável a modelagem de sprays secos, combustão de carvão e combustíveis líquidos, escoamentos dispersos diluídos e alguns escoamentos que carregam partículas. A abordagem E-L é inapropriada para aplicações onde a fração volumétrica da fase dispersa é elevada (superior a 10%). Este trabalho estuda escoamento dispersos diluídos com fração volumétrica da fase dispersa igual a 0,1%, dessa forma, a abordagem E-L pode ser aplicada.

Além disso, outros dois conceitos podem ser aplicados à modelagem de escoamentos diluídos, ambos são empregados neste trabalho. Primeiro, as interações gota-gota podem ser negligenciadas, assim o esforço computacional é reduzido. Apesar disso, a fase dispersa pode trocar quantidade de movimento, massa e energia com a fase contínua (ANSYS, 2020). Segundo, as gotas podem ser agrupadas em conjuntos chamados de *parcel*. Dessa forma, os *parcels* são uma gota representativa, que possui uma fração da vazão mássica total. Existem várias formas de definir a quantidade de *parcels* injetados. Este trabalho emprega o *parcel standard*, onde é injetado um único *parcel* em cada ponto de injeção a cada intervalo de tempo da fase contínua. O número de gotas por *parcel* (NP) é determinado pela Equação (2.6):

$$NP = \frac{\dot{m}_{inj} \Delta t}{m_d}. \quad (2.6)$$

Onde,  $\dot{m}_{inj}$  é a vazão mássica de cada ponto de injeção,  $m_d$  é a massa de cada gota e  $\Delta t$  é o intervalo de tempo da fase contínua.

O balanço de forças agindo sobre a gota é integrado a fim de obter a trajetória das gotas. Isso é feito no referencial Lagrangeano. A Equação (2.7) apresenta o balanço de forças da gota:

$$\frac{d\vec{u}_d}{dt} = \vec{F}_a + \vec{F}_g + \vec{F}_{vm} + \vec{F}_p. \quad (2.7)$$

Onde  $\vec{u}_d$  é o vetor velocidade da fase dispersa. O lado direito da igualdade representa a aceleração adicional proveniente de todas as forças agindo sobre a gota (força por unidade de massa). As principais forças em escoamentos interno de óleo em água ou de água em óleo são: a força de arrasto, a força gravitacional, a força da massa virtual e a força devido ao gradiente de pressão.

A força gravitacional,  $\vec{F}_g$ , é apresentada na Equação (2.8) (ANSYS, 2020):

$$\vec{F}_g = \frac{\vec{g}(\rho_d - \rho)}{\rho_d}. \quad (2.8)$$

Sendo  $\rho_d$  a massa específica da fase dispersa,  $\rho$  a massa específica da fase contínua e  $\vec{g}$  a gravidade.

A força da massa virtual,  $\vec{F}_{vm}$ , é apresentada na Equação (2.9) (ZHOU, ZHAO, *et al.*, 2021):

$$\vec{F}_{vm} = C_{vm} \frac{\rho}{\rho_d} \left( \frac{D\vec{u}}{Dt} - \frac{d\vec{u}_d}{dt} \right). \quad (2.9)$$

O coeficiente  $C_{vm}$  é chamado de fator da massa virtual e possui valor padrão igual a 0,5,  $\vec{u}_d$  é o vetor velocidade da fase dispersa e  $\vec{u}$  o vetor velocidade da fase contínua. A força da massa virtual representa a resistência da fase contínua à aceleração da fase dispersa. Essa resistência à aceleração é causada pela “massa adicionada” de líquido, a qual deve ser acelerada junto com a gota (DELNOIJ, LAMMERS, *et al.*, 1997).

A força causada pelo gradiente de pressão,  $\vec{F}_p$ , é apresentada na Equação (2.10) (ZHOU, ZHAO, *et al.*, 2021):

$$\vec{F}_p = \frac{\rho}{\rho_d} \left( \frac{D\vec{u}}{Dt} \right). \quad (2.10)$$

A força da massa virtual e a força devido ao gradiente de pressão devem ser contabilizadas quando a razão de massa específica ( $\rho/\rho_d$ ) é próxima à unidade.

A força de arrasto,  $\vec{F}_a$ , é apresentada na Equação (2.11) (ANSYS, 2020):

$$\vec{F}_a = \frac{\vec{u} - \vec{u}_d}{\tau_r}. \quad (2.11)$$

Sendo  $\tau_r$  o tempo de relaxação da gota, também chamado de tempo característico de resposta da gota. O tempo de relaxação da gota dado pela Equação (2.12):

$$\tau_r = \frac{4\rho_d d_d^2}{3\mu C_d Re_r}. \quad (2.12)$$



Onde  $d_d$  é o diâmetro da gota,  $C_d$  é o coeficiente de arrasto, apresentado na Equação (2.14),  $\mu$  é a viscosidade do fluido e  $Re_r$  representa o Reynolds relativo, apresentado na Equação (2.13).

$$Re_r = \frac{\rho d_d |\vec{u} - \vec{u}_d|}{\mu}. \quad (2.13)$$

Existem vários modelos para calcular o coeficiente de arrasto. A maioria dos modelos considera que a gota mantém o formato esférico ao longo do domínio. Porém, no modelo de arrasto dinâmico, a deformação da gota é levada em consideração no cálculo do coeficiente de arrasto, apresentado na Equação (2.14) (ANSYS, 2020):

$$C_d = C_{d,esferico}(1 + 2,632y). \quad (2.14)$$

O  $C_{d,esferico}$  dado pela Equação (2.15) (ANSYS, 2020):

$$C_{d,esferico} = \begin{cases} 0,424 & Re > 1000 \\ \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{Re^{2/3}}{6}\right) & Re \leq 1000 \end{cases} \quad (2.15)$$

O número adimensional de Reynolds é dado pela Equação (2.16):

$$Re = \frac{\rho D_T \vec{u}}{\mu}. \quad (2.16)$$

Sendo  $D_T$  uma dimensão característica do domínio analisado. Nos casos estudados,  $D_T$  é o diâmetro interno da tubulação.

Com relação a Equação (2.14),  $y$  representa a distorção da gota e é determinado pela solução da Equação (2.17) (ANSYS, 2020):

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{C_F \rho (u - u_d)^2}{C_b \rho_d (d_d/2)^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_d (d_d/2)^3} y - \frac{C_d \mu_d}{\rho_d (d_d/2)^2} \frac{dy}{dt}. \quad (2.17)$$

Sendo,  $C_F$ ,  $C_b$  e  $C_k$  constantes adimensionais, que estão presentes no modelo de quebra de gotas TAB. Os valores padrões dessas constantes, adotados neste trabalho, são  $C_F = 1/3$ ,  $C_b = 1/2$  e  $C_k = 8$ .

Por fim, é modelada a dispersão das gotas devido à turbulência. Para isso é aplicado o modelo de rastreamento estocástico. Esse modelo considera o efeito da flutuação instantânea de velocidade na trajetória da gota usando um método estocástico. Esse método permite contabilizar a geração ou dissipação da turbulência na fase contínua. Nesse modelo, os componentes da flutuação da velocidade são

funções constante por partes discretas do tempo. Seu valor randômico é mantido constante ao longo de um intervalo de tempo, dado pelo tempo de vida característico dos vórtices.

Para calcular a dispersão das gotas é necessário usar o conceito de escala de tempo integral  $T$  apresentada na Equação (2.18) (ANSYS, 2020):

$$T = \int_0^{\infty} \frac{u_d'(t)u_d'(t - \tau_r)}{u_d'^2} dt. \quad (2.18)$$

Sendo  $t$  o tempo e  $\tau_r$  o tempo de relaxação da gota.

Esse tempo integral é proporcional a taxa de dispersão das gotas. Para gotas que se movem com a fase contínua, o tempo integral se torna o tempo integral Lagrangeano do fluido ( $T_L$ ), aproximado pela Equação (2.19) (ANSYS, 2020):

$$T_L = C_L \frac{k}{\varepsilon}. \quad (2.19)$$

Para o modelo de turbulência k- $\varepsilon$  a constante  $C_L$  é igualada a 0,3. O tempo integral Lagrangeano do fluido também é chamado de tempo característico da escala de turbulência.

A fim de simular a interação entre as gotas e os vórtices turbulentos, é necessário caracterizar os vórtices. Os vórtices são descritos usando uma distribuição randômica gaussiana para a flutuação da velocidade e uma escala de tempo ( $\tau_v$ ), chamada de tempo de vida característico dos vórtices. Os valores das flutuações de velocidade ( $u_i'$ ) que prevalecem durante a vida do vórtice turbulento são amostrados assumindo que eles obedecem a uma distribuição de probabilidade gaussiana, seguindo a Equação (2.20):

$$u_i' = \zeta \sqrt{u_l'^2}. \quad (2.20)$$

Onde,  $\zeta$  é um número randômico normalmente distribuído.

Considera-se que a gota interage com o vórtice no menor tempo de vida do vórtice e no menor tempo de passagem do vórtice. O menor tempo de vida do vórtice é apresentado na Equação (2.21):

$$\tau_v = 2T_L. \quad (2.21)$$

O menor tempo de passagem do vórtice é apresentado na Equação (2.22):

$$t_{pass} = -\tau \ln \left[ 1 - \left( \frac{L_v}{\tau |u - u_d|} \right) \right]. \quad (2.22)$$

Sendo  $L_v$  a escala de comprimento do vórtice.

A fase dispersa pode amortecer ou produzir vórtices turbulentos, impactando a fase contínua. Para considerar esse efeito é utilizado o acoplamento de turbulência de duas vias. Nesse modelo o amortecimento dos vórtices ocorre quando a gota é menor que um décimo do comprimento da escala turbulenta. Já para as gotas com diâmetros maiores, a energia cinética turbulenta é produzida (ANSYS, 2020).

## 2.4 QUEBRA DE GOTAS

Os mecanismos de quebra de partículas fluídas em dispersões turbulentas podem ser expressos pelo balanço entre as tensões externas da fase contínua, as quais tendem a deformar a partícula fluida, e a tensão superficial juntamente com a tensão viscosa da partícula fluida, que tendem a restaurar o formato original (LIAO e LUCAS, 2009). Os modelos de quebra são adotados para auxiliar o equacionamento de quebra de gotas. Esses modelos definem critérios para determinar se a gota quebra ou não. A seguir são citados seis modelos de quebra importantes.

O modelo *Taylor Analogy Breakup Model* (TAB) é aplicável à muitas dispersões encontradas em problemas típicos da indústria. Esse método é baseado na analogia de Taylor, a qual compara a oscilação e distorção da gota com o sistema massa-mola. Esse modelo é indicado para analisar escoamentos com baixos números de Weber. Já o modelo *Wave Breakup Model* é indicado para escoamentos com altos números de Weber ( $We_{rel} > 100$ ). Esse modelo considera que a quebra da gota injetada é induzida pela velocidade relativa entre as fases. Outro modelo indicado para altos números de Weber é o *Kelvin-Helmholtz Rayleigh-Taylor Breakup Model* (KHRT). O modelo *Madabhushi Breakup Model* é usado especificamente para simular a quebra secundária de uma coluna de líquido sujeita a um escoamento cruzado. Diferentes dos modelos anteriores, o *Schmehl Breakup Model* faz a distinções entre três regimes de quebra: a quebra do tipo bolsa, a quebra do tipo multimodos e a quebra por erosão.

Por fim, o modelo *Stochastic Secondary Droplet Model* (SSD), utilizado neste trabalho, trata a quebra como um evento randômico discreto, resultando em uma distribuição de escalas de diâmetro dentro de um intervalo. Isso difere o modelo SSD dos modelos TAB e *Wave*, onde a quebra de gota é determinada usando uma única escala de diâmetro. Nesse modelo, o tamanho das gotas filhas é amostrado a partir de uma solução analítica da equação de Fokker-Planck. Os parâmetros usados na obtenção da distribuição do tamanho de gotas são baseados nas condições locais do escoamento.

O modelo SSD é constituído por três equações principais. A primeira equação é usada para determinar o raio crítico, que é o raio máximo que uma gota pode ter dentro do escoamento sem quebrar, como mostra a Equação (2.23):

$$r_{cr} = \frac{We_{cr}\sigma}{\rho|\vec{u} - \vec{u}_d|^2}. \quad (2.23)$$

Sendo  $\sigma$  a tensão interfacial da fase dispersa,  $\rho$  a massa específica da fase contínua,  $\vec{u}$  a velocidade a fase contínua e  $\vec{u}_d$  a velocidade da fase dispersa. A Equação (2.23) é baseada no número de Weber crítico ( $We_{cr}$ ). O número de Weber crítico é um parâmetro de entrada, ou seja, deve ser informado para fechar a solução do modelo de quebra.

Quando existe uma gota no escoamento com um raio superior ao raio crítico ( $r_{cr}$ ), não é garantido que esta irá quebrar, pois a quebra depende do tempo em que a gota fica sujeita às colisões com os vórtices turbulentos. Assim, é necessário levar em consideração o tempo de quebra da gota ( $t_{bu}$ ). No modelo SSD esse tempo de quebra é calculado através da Equação (2.24):

$$t_{bu} = B \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho} \frac{(\frac{d_d}{2})}{|\vec{u} - \vec{u}_d|}}. \quad (2.24)$$

Sendo  $B$  a constante de quebra,  $\rho_d$  a massa específica da fase dispersa e  $\frac{d_d}{2}$  o raio da gota mãe. A constante de quebra, assim como o número de Weber crítico, é um parâmetro de entrada do modelo SSD.

Por fim, quando uma gota atinge os dois critérios de quebra apresentados na Equação (2.23) e na Equação (2.24), essa gota quebra gerando gotas filhas menores.

Os diâmetros das gotas filhas são obtidos através de uma função<sup>2</sup> distribuição de probabilidade acumulada do logaritmo dos diâmetros,  $x = \ln\left(\frac{d_d}{2}\right)$ , apresentada na Equação (2.25) (GOROKHOVSKI e SAVELIEV, 2003):

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle\xi^2\rangle}} \exp\left\{-\frac{[x - x_0 - \langle\xi\rangle]^2}{2\langle\xi^2\rangle}\right\}, \quad (2.25)$$

sendo  $\langle\xi\rangle$  e  $\langle\xi^2\rangle$  parâmetros adimensionais do modelo. O parâmetro  $\xi$  é um parâmetro de entrada do modelo SSD. O fator  $\exp(\xi)$  indica se uma gota quebra em gotas filhas maiores ou menores. Inicialmente a função  $F(x)$  é dependente também do tempo,  $F(x, t)$ , porém para tempos longos essa função se assemelha à distribuição Gaussiana. Dessa forma, a função  $F(x)$  é governada pela lei log-normal e não dependente do tempo. A variável  $x_0$  se refere as gotas injetadas no instante de tempo zero. A variável  $x$  se refere as gotas a partir do tempo zero. Nesse caso,  $x$  recebe o valor do logaritmo do raio da gota que será quebrada.

O parâmetro  $\xi^2$  define a variância da distribuição das gotas filhas e é calculado a partir da Equação (2.26):

$$\langle\xi^2\rangle = -0,1 \ln\left(\frac{We_{cr}}{We_{rel}}\right). \quad (2.26)$$

Sendo o número de Weber relativo dado pela Equação (2.27):

$$We_{rel} = \frac{\rho |\vec{u} - \vec{u}_d|^2 d_d}{\sigma}. \quad (2.27)$$

O último parâmetro de entrada do modelo SSD é o número de gotas filhas por parcel (NP) após uma quebra. Esse parâmetro permite melhorar os resultados estatísticos e controlar o erro durante a solução numérica.

Ao analisar o sistema de equações do modelo de quebra SSD observa-se que existem 5 incógnitas ( $We_{cr}$ ,  $r_{cr}$ ,  $B$ ,  $t_{bu}$  e  $\xi$ ) e a princípio 4 equações (2.24; 2.25; 2.26 e 2.27). Contudo, é possível extrair algumas relações (funções) entre as próprias incógnitas do sistema. Por exemplo, o tempo de quebra ( $t_{bu}$ ) é diretamente proporcional ao raio crítico ( $r_{cr}$ ). Não é objetivo deste trabalho descrever as relações entre as incógnitas, apenas mostrar que o sistema de equações apresentado pode

<sup>2</sup> O desenvolvimento dessa função pode ser encontrado em Gorokhovski e Saveliev (2003)

ser fechado. No t3pico 3.4 ser3p apresentada uma t3cnica para resolver esse sistema e obter explicitamente os valores de  $We_{cr}$  e de  $B$ .

### 3 ABORDAGEM NUMÉRICA

Neste capítulo é apresentada a modelagem computacional aplicada para estudar o escoamento de emulsão envolvendo quebra de gotas. O capítulo é subdividido em quatro tópicos. No tópico 3.1 são apresentados os dois estudos experimentais usados para validar a modelagem computacional empregada. São exibidas as geometrias escolhidas para a validação e as malhas geradas. Na sequência, no tópico 3.2, são apresentadas as características geométricas e da malha das novas geometrias propostas. No tópico 3.3 são exibidas as modelagens computacionais monofásica e multifásica e a escolha entre as abordagens E-E e E-L. Por fim, no tópico 3.4 é apresentada a técnica de configuração dos parâmetros de entrada do modelo de quebra SSD. Essa técnica foi desenvolvida ao longo deste trabalho. Até então, na literatura, a configuração desses parâmetros é feita utilizando dados teóricos e experimentais.

#### 3.1 VALIDAÇÕES

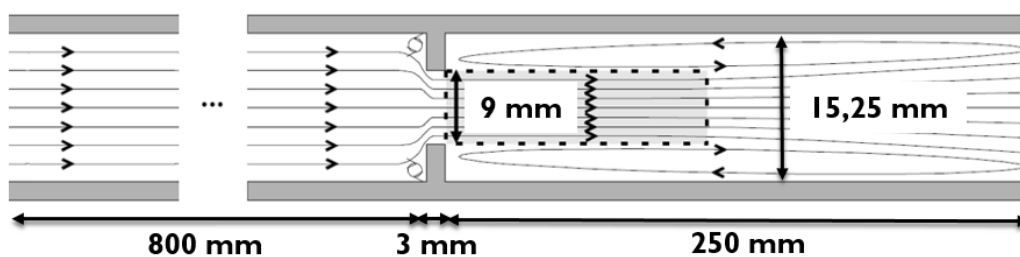
Para validar a modelagem numérica utilizada, são adotados dois estudos da literatura: o artigo de van der Zande, van Heuven, *et al.* (1999) e o artigo de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007). Para complementar o artigo de van der Zande, van Heuven, *et al.* (1999) foi adotada também a tese de doutorado de van der Zande (2000). Ambos estudam uma emulsão de óleo em água com fração volumétrica da fase dispersa igual a 0,1%. Além disso, esses trabalhos testam dois óleos com viscosidades distintas. Os óleos testados com as respectivas razões de viscosidade são: o óleo Vítrea 9,  $N_\mu = 16,9$  e o óleo Vítrea 46,  $N_\mu = 129,6$ . As propriedades das fases dispersas são apresentadas na Tabela 3.6. O estudo de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) mostra experimentos com diferentes vazões, gerando uma variação do número de Reynolds entre 28.000 e 35.000. O trabalho de van der Zande (2000) usa número de Reynolds igual a 69.000.

### 3.1.1 Geometrias das Validações

Em todas as análises realizadas, o trecho reto a montante da restrição é ajustado de modo que, ao chegar na restrição o escoamento está completamente desenvolvido. O trecho reto a jusante é adotado de modo que a análise de quebra das gotas não seja impactada. Todas as tubulações deste tópico possuem diâmetro interno de 15,25 mm. O que muda é a configuração da restrição montada na tubulação.

Do estudo de van der Zande (2000) foi selecionada a restrição com espessura de 3 mm e orifício circular com 9 mm de abertura, mostrada na Figura 3.1. O trecho reto a montante possui 800 mm e a jusante possui 250 mm.

Figura 3.1 - Geometria de van der Zande.

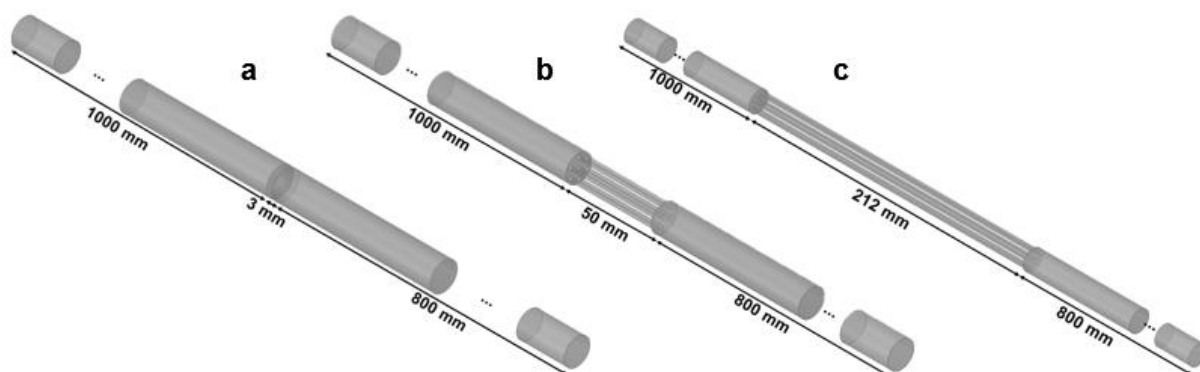


Fonte: Adaptado de van der Zande (2000).

Do trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) foram extraídas três geometrias, apresentadas na Figura 3.2. A Figura 3.2a apresenta a geometria com restrição de um orifício com 5,5 mm de abertura e 3,0 mm de espessura. Na restrição com 7 orifícios, Figura 3.2b, cada orifício possui 2,0 mm de diâmetro e 50,0 mm de comprimento. Por fim, a Figura 3.2c apresenta a restrição com 13 orifícios, onde cada orifício tem 2,0 mm de diâmetro e 212,0 mm de comprimento. Todas essas restrições são simuladas em uma tubulação com trecho reto a montante de 1000 mm e a jusante de 800 mm.



Figura 3.2 - Geometrias de múltiplos orifícios.



Feitas as análises na geometria completa (Figura 3.1 e Figura 3.2), o domínio analisado é reduzido a fim otimizar o tamanho da malha e assim, exigir um esforço computacional menor. As geometrias reduzidas possuem um trecho reto a montante de 20 mm e recebem como condição de contorno na entrada as informações obtidas na posição equivalente da geometria completa (posição 20 mm antes da restrição). Com isso, é introduzido um perfil de velocidade completamente desenvolvido nas geometrias reduzidas. O trecho a jusante da geometria de van der Zande é mantida com 250 mm. Já nas geometrias de múltiplos orifícios esse trecho é reduzido para 300 mm.

A supressão da análise numérica no trecho a montante pode ser feita pois as condições do escoamento nessa região permanecem constantes ao longo do tempo. As condições de contorno, as principais configurações e os modelos usados na modelagem computacional são apresentados no tópico 3.3.

### 3.1.2 Malhas das Validações

Os testes de malha apresentados aqui foram realizados nas geometrias reduzidas. Para comparar as malhas, é observada a queda de pressão ao longo da geometria e os parâmetros de qualidade ortogonal<sup>3</sup> e razão de aspecto<sup>4</sup>. Para a

<sup>3</sup> Qualidade Ortogonal: mede o quanto o ângulo do elemento de malha gerada está próximo ao ângulo ideal. Esse parâmetro pode variar de 0 até 1, sendo 1 o caso ideal.

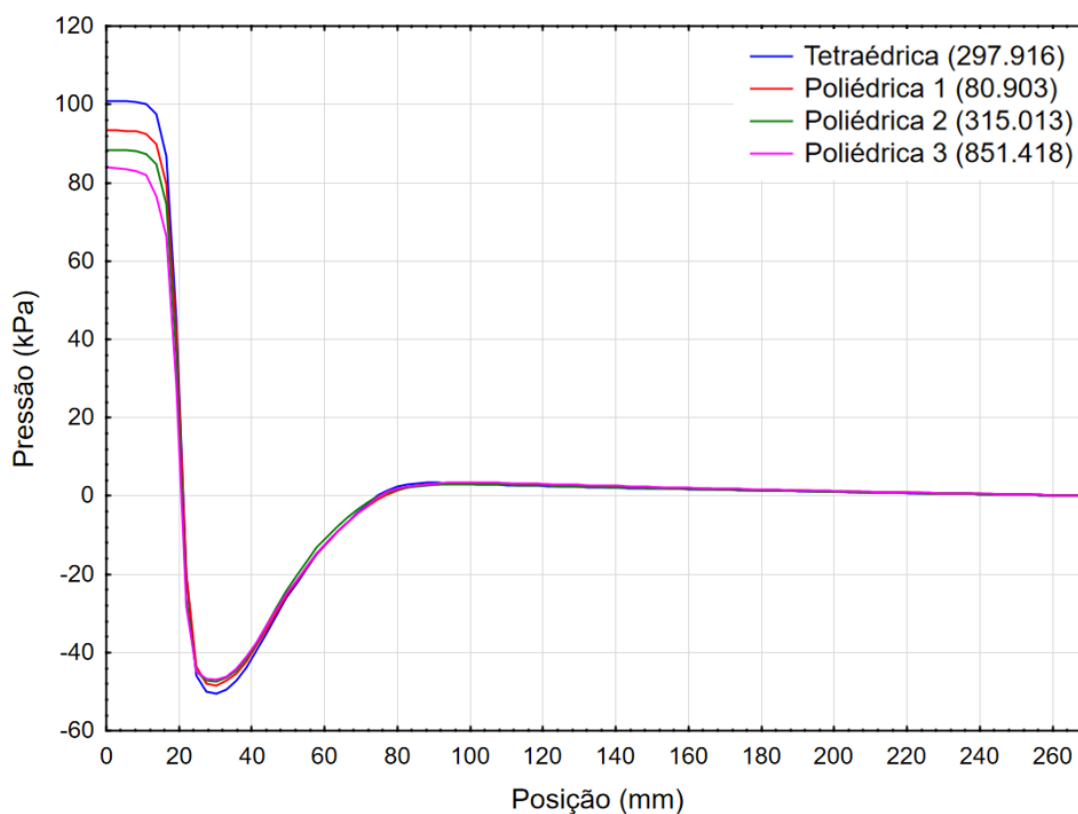
<sup>4</sup> Razão de aspecto: razão entre o maior e menor lado do elemento de malha. É desejável que esse valor seja próximo de 1.

geometria de van der Zande, a Tabela 3.1 apresenta o número de elementos, os parâmetros de qualidade ortogonal e razão de aspecto das malhas. A queda de pressão de cada malha é apresentada na Figura 3.3.

Tabela 3.1 - Parâmetros das malhas van der Zande.

Malha	Nº elementos	Qualidade Ortogonal mínima	Razão de Aspecto máximo
Tetraédrica	297.916	0,16	19,60
Poliédrica 1	80.903	0,28	20,50
Poliédrica 2	315.013	0,30	12,20
Poliédrica 3	851.418	0,56	20,51

Figura 3.3 - Teste de Malha van der Zande: a restrição está localizada na posição de 20 mm.

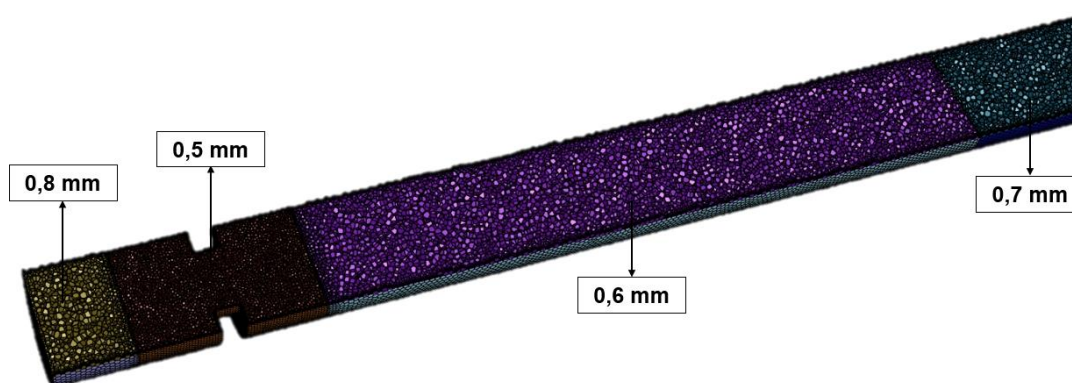


As quedas de pressão das malhas poliédricas são diferentes entre si apenas na região a montante da restrição, como mostra a Figura 3.3. Nessa região o desvio da malha de 80.903 elementos com relação à malha mais refinada é de 11%. Comparando a malha de 315.013 elementos com a malha mais refinada, esse desvio cai para 5%. A malha com 315.013 elementos é adotada. Essa malha apresenta uma

boa qualidade ortogonal mínima. É importante destacar que, os resultados avaliados neste trabalho são extraídos da região a jusante da restrição, região onde o comportamento das malhas é semelhante.

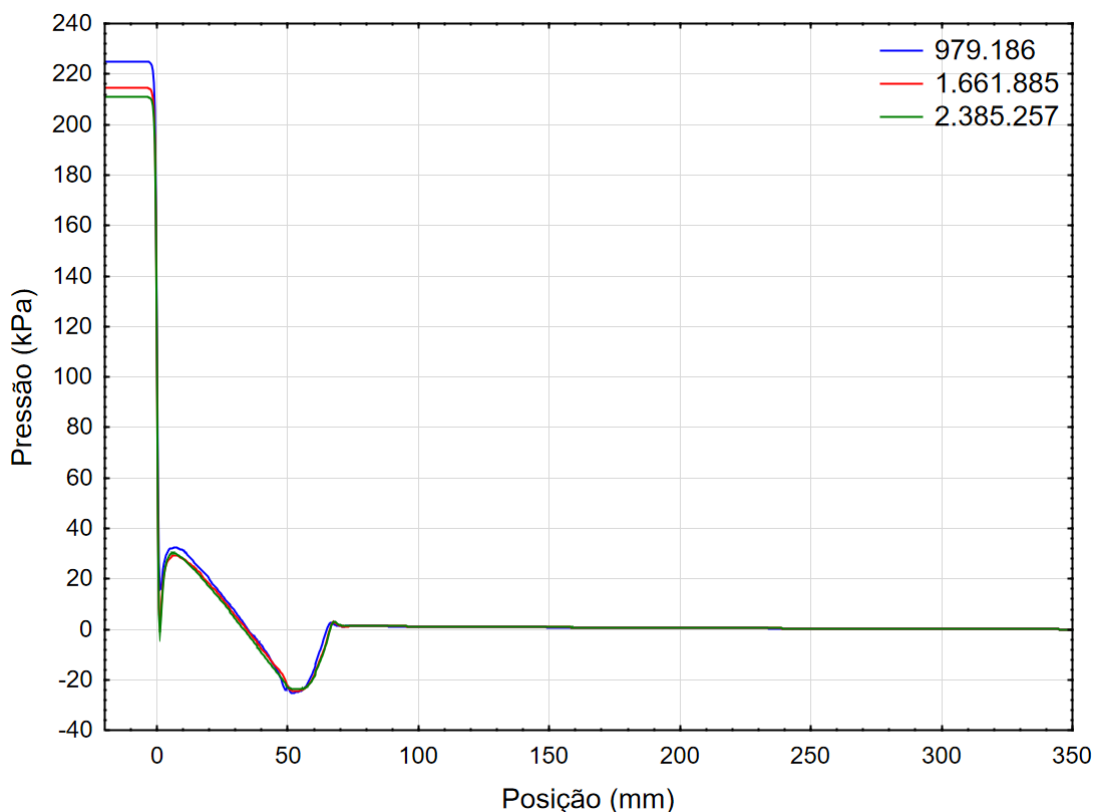
A Figura 3.4 mostra o refino da malha escolhida com o tamanho máximo de elementos em cada região.

Figura 3.4 - Refino da malha gerada na geometria de van der Zande.



A geometria reduzida com sete orifícios foi escolhida para representar a otimização de malha das geometrias referentes ao trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007). Os testes foram feitos com Reynolds de 34.614. As geometrias com 1 e 13 orifício também passaram pelo teste de malha. As malhas geradas para essas geometrias seguem a distribuição de tamanho de elemento da malha da geometria com 7 orifícios. Ao comparar os testes de malha, o comportamento da queda de pressão e desvio relativo da pressão são parecidos. Dessa forma, o teste de malha da restrição com 1 orifício e da restrição com 13 orifícios foram omitidos do texto, mas são apresentados no Apêndice I. Para o teste são geradas três malhas poliédricas. A Figura 3.5 apresenta a queda de pressão ao longo da geometria e a Tabela 3.2 apresenta o número de elementos, os parâmetros de qualidade ortogonal e razão de aspecto de cada malha.

Figura 3.5 - Queda de pressão na restrição com sete orifícios para diferentes malhas.



As quedas de pressão das malhas diferem entre si apenas na região a montante da restrição. Nessa região, o desvio da pressão da malha de 979.186 elementos com relação à malha mais refinada é de 6,7%. Comparando a malha de 1.661.885 com a malha mais refinada, esse desvio cai para 1,7%. Como o desvio dessa última comparação é consideravelmente menor, com relação à malha mais grosseira, a malha de 1.661.885 elementos se mostra otimizada.

Tabela 3.2 - Parâmetro das malhas da geometria reduzida com sete orifícios.

Malha	Nº elementos	Qualidade Ortogonal mínima	Razão de Aspecto máxima
Poliédrica	979.186	0,05	28,97
Poliédrica	1.661.855	0,09	24,61
Poliédrica	2.385.257	0,12	22,31

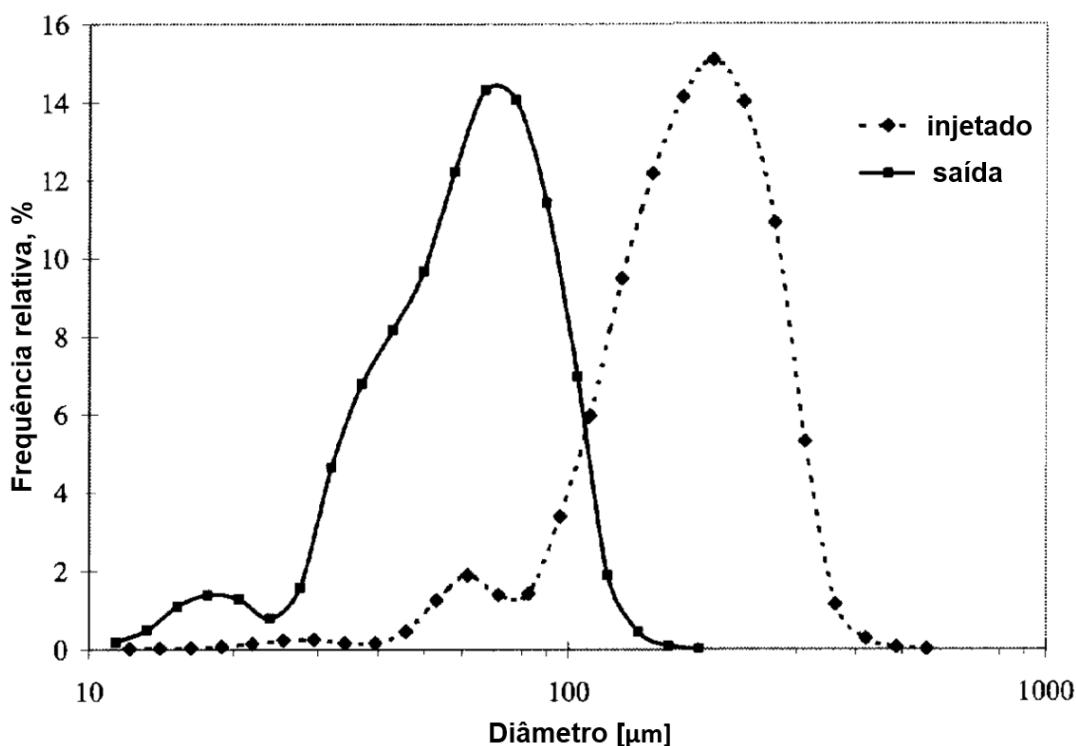
Em todas as malhas da validação há um refino da malha próximo à região da parede. São 6 camadas de elementos com taxa de crescimento de 20%. Com isso, o  $y^+$  obtido nas malhas é inferior a 15.

### 3.1.3 Distribuição do tamanho de gotas injetada

O escoamento turbulento monofásico é simulado no regime transiente durante 3 segundos. Esse tempo é suficiente para atingir o regime estatisticamente permanente.

Após a simulação monofásica as gotas são injetadas iniciando a simulação bifásica. É injetada na simulação uma DTG que segue a distribuição injetada nos trabalhos experimentais. Para isso, são realizadas 27 injeções do tipo *group* cada uma com distribuição uniforme (monodispersa). Uma injeção do tipo *group* é composta por vários pontos de injeção (a quantidade é definida pelo usuário). As 27 injeções foram feitas na seção transversal da entrada. Ao todo são 890 pontos de injeção distribuídos nessa superfície. Cada um desses pontos injeta uma quantidade de gotas a cada intervalo de tempo da fase contínua, que é 0,01 s. Cada grupo de injeção representa um diâmetro característico da curva de DTG apresentada na Figura 3.6 e tem a vazão mássica referente a esse diâmetro. A união dessas 27 injeções gera a DTG desejada.

Figura 3.6 - Distribuições de tamanho de gota do experimento de van der Zande.



Fonte: Adaptado de van der Zande (2000).

Essa técnica de injeção foi adotada pois a DTG injetada nos experimentos não segue nenhum padrão de distribuição teórico, como, por exemplo, a distribuição de Rosin-Rammler. As curvas de DTG apresentadas na Figura 3.6 são de um escoamento com o  $D_{95}$  de  $97 \mu m$  após a restrição e  $D_{95}$  de  $280 \mu m$  antes da restrição. Para obter a DTG de outras distribuições, com outros valores de  $D_{95}$ , basta deslocar a curva sobre o eixo da abscissa. Com isso os valores dos diâmetros são alterados de modo proporcional, sem alterar o formato da curva.

O trabalho de van der Zande (2000) fornece como dado quantitativo apenas o  $D_{95}$  da DTG injetada. O trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) fornece o  $D_{10}$ ,  $D_{50}$  e  $D_{90}$  da DTG injetada. A Tabela 3.3 apresenta os valores de  $D_{10}$ ,  $D_{50}$  e  $D_{90}$  injetados nos experimentos de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) de acordo com a fase dispersa e o número de Reynolds na entrada. Esses dados são aplicados à todas restrições estudadas por Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007).

Tabela 3.3 - Valores de  $D_{10}$ ,  $D_{50}$  e  $D_{90}$  injetados nos experimentos de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) para todas as restrições analisadas.

<b>Fase dispersa</b>	<b>Reynolds na entrada</b>	<b><math>D_{10}</math></b>	<b><math>D_{50}</math></b>	<b><math>D_{90}</math></b>
Vítrea 9	34.614	101	190	296
Vítrea 46	27.691	163	312	451
	31.153	167	310	450
	34.614	169	316	453

### 3.2 NOVAS GEOMETRIAS

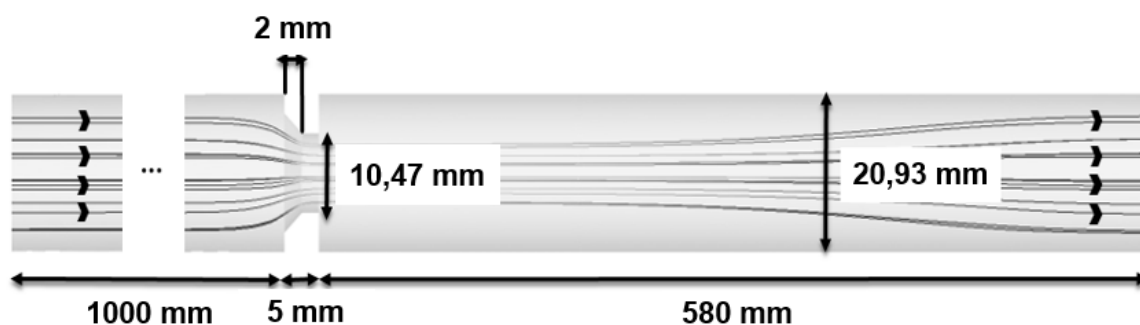
Aqui são propostas geometrias diferentes das vistas na validação. Através dessas restrições escoa uma emulsão de óleo AW68 em água, sendo a razão de viscosidade  $N_{\mu} = 159,5$ . A fração volumétrica da fase dispersa é de 0,1%. As propriedades da fase dispersa são apresentadas na Tabela 3.6. Os escoamentos de todas as restrições têm número de Reynolds igual a 41.000 na entrada.

### 3.2.1 Geometrias

A tubulação é igual para todas as restrições analisadas neste tópico. O diâmetro interno da tubulação é 20,93 mm. É analisado um trecho reto a montante de 1000 mm e a jusante de 580 mm. Da mesma forma como foi feito nas validações, os trechos retos são determinados de modo a entregar um escoamento completamente desenvolvido na entrada da restrição e permitir uma avaliação adequada da DTG após a restrição.

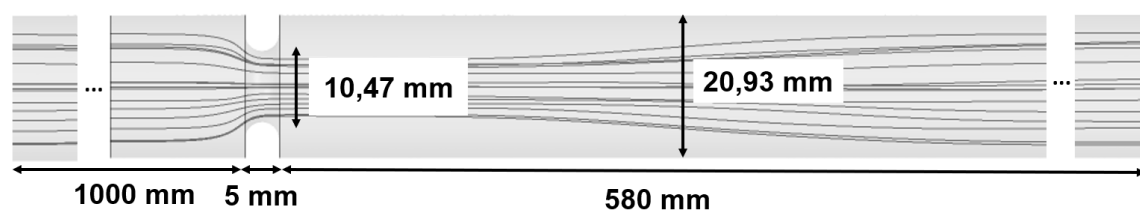
A primeira geometria é a restrição chanfrada, apresentada na Figura 3.7, que possui resultados experimentais do escoamento monofásico. Esses resultados experimentais auxiliam a escolha da malha. A restrição chanfrada é uma placa de orifício montada de forma invertida na tubulação. A região chanfrada possui espessura de 2 mm e forma um ângulo de  $45^\circ$  com a horizontal. No total, a placa possui 5 mm de espessura, como mostra a Figura 3.7. A restrição promove uma obstrução de 50%. Esse valor de obstrução é o mesmo para todas as geometrias deste tópico.

Figura 3.7 - Geometria com restrição chanfrada.



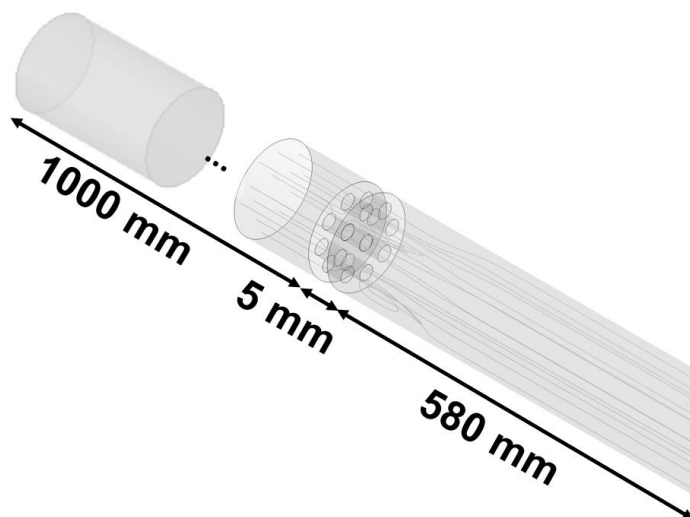
A Figura 3.8 apresenta a restrição redonda. Essa restrição possui as quinas suavizadas e o diâmetro da abertura é de 10,47 mm. A parte arredondada é composta por uma semicircunferência com diâmetro de 5 mm.

Figura 3.8 - Geometria com restrição redonda.



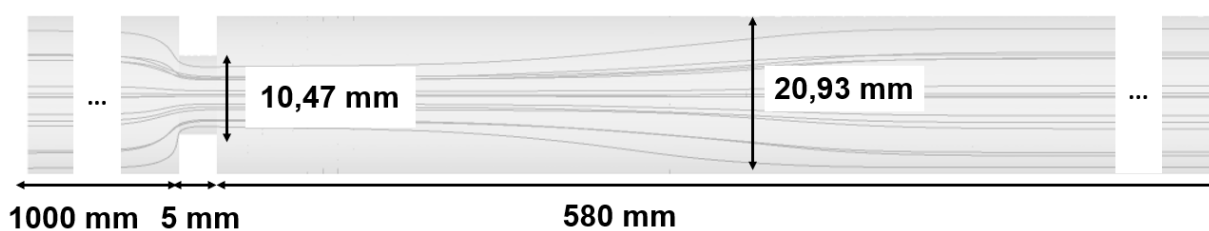
A restrição de nove orifícios é apresentada na Figura 3.9. Um orifício é posicionado no centro da tubulação enquanto os demais tem seus centros distribuídos uniformemente sobre uma circunferência com diâmetro de 14 mm. Cada orifício possui 3,5 mm de diâmetro. A área de abertura dessa restrição é equivalente à área de abertura das demais restrições analisadas.

Figura 3.9 - Geometria com restrição de 9 orifícios.



Por fim, a restrição reta é apresentada na Figura 3.10. Essa restrição tem quinas formando 90°. A restrição possui uma abertura de 10,47 mm e espessura de 5 mm.

Figura 3.10 - Geometria com restrição reta.



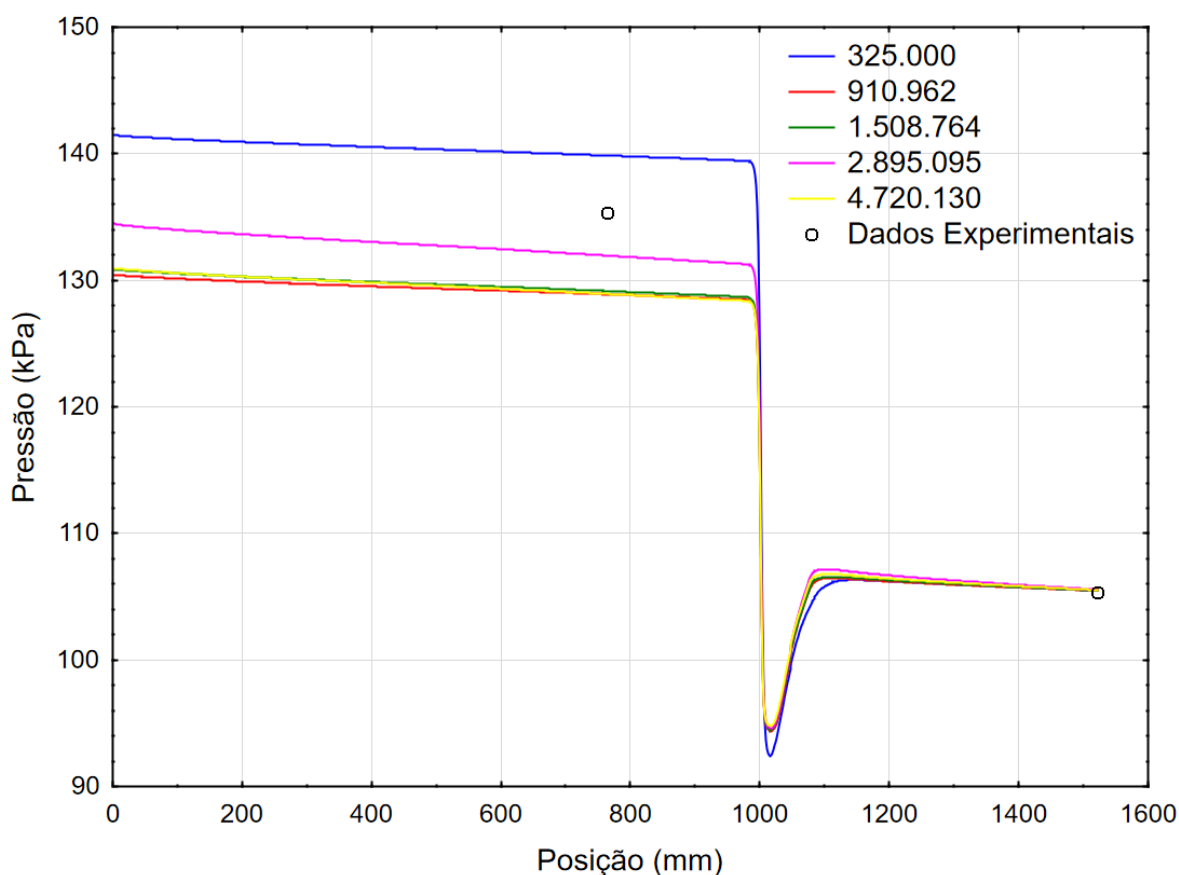
### 3.2.2 Malha

As malhas apresentadas aqui foram geradas na geometria chanfrada. Os testes de malha das demais geometrias seguem o comportamento apresentado pela geometria chanfrada. Dessa forma, para evitar repetição, os testes de malha das



demais geometrias são omitidos do texto, mas são apresentados no Apêndice II. Foram geradas cinco malhas poliédricas com os seguintes números de elementos: 325.000; 910.962; 1.508.764; 2.895.095 e 4.720.130. Para comparar as malhas é observada a queda de pressão ao longo da geometria, na Figura 3.11. Na Tabela 3.4 são apresentados o número de elementos, os parâmetros de qualidade ortogonal e razão de aspecto de cada malha.

Figura 3.11 - Queda de pressão nas diferentes malhas da Geometria chanfrada.



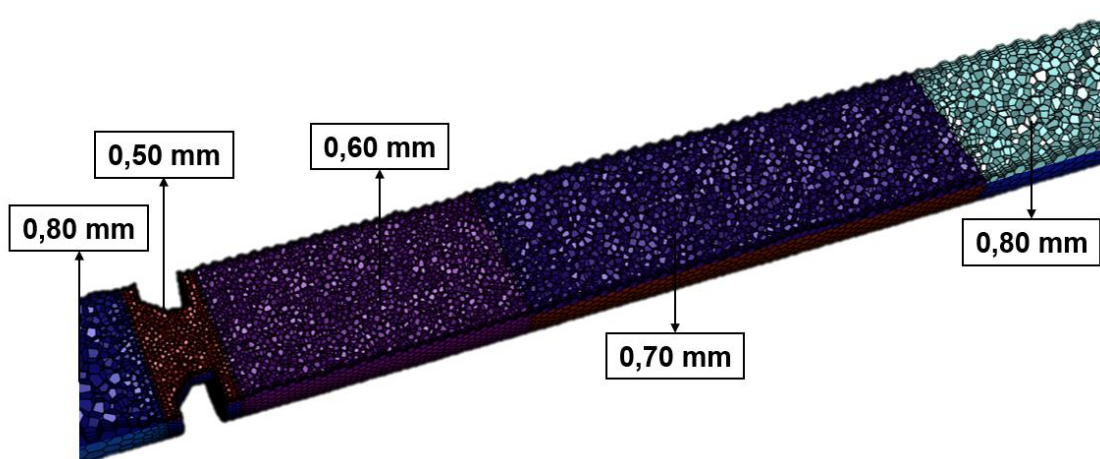
A pressão obtida experimentalmente na posição axial de 765 mm é tomada como referência. Das malhas simuladas, a malha com 2.895.095 elementos é a que apresenta o menor desvio relativo à pressão experimental, um desvio de 1,5%.

Tabela 3.4 - Parâmetro das malhas da geometria chanfrada.

Malha	Nº elementos	Qualidade Ortogonal mínima	Razão de Aspecto máximo
Poliédrica	325.000	0,09	35,2
Poliédrica	910.962	0,20	11,3
Poliédrica	1.508.764	0,22	11,4
Poliédrica	2.895.094	0,27	39,7
Poliédrica	4.720.130	0,11	15,3

A malha com 2.895.095 elementos também apresenta a maior qualidade ortogonal mínima. Com isso, a malha com 2.895.095 elementos é escolhida. A Figura 3.12 mostra detalhes da malha adotada com as informações de tamanho máximo dos elementos em cada região.

Figura 3.12 - Refino da malha da restrição chanfrada.



A malha gerada para as demais restrições possui o mesmo refino apresentado na malha da restrição chanfrada, exibido na Figura 3.12. A região próxima a parede é composta por 3 camadas de elementos com taxa de crescimento de 20%. Com isso, o  $y^+$  obtido nas malhas é inferior a 15.

### 3.3 MODELAGEM COMPUTACIONAL

Na análise numérica usada neste trabalho deve-se primeiramente simular o escoamento monofásico. Quando o regime estatisticamente permanente é atingindo

a fase dispersa é adicionada ao escoamento. Dessa forma, a modelagem da fase contínua é mantida constante durante toda a simulação. Com relação a simulação monofásica, a Tabela 3.5 apresenta a configuração geral do *software* ANSYS Fluent 2020 R2, bem como as condições de contorno e propriedades dos materiais.

Tabela 3.5 - Modelagem Computacional e condições de contorno.

(continua)

<b>Condições Iniciais</b>	Escoamento	<b>Isotérmico (20 °C) Monofásico</b>
	Trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) e van der Zande (2000)	<b>Densidade:</b> 998 kg/m <sup>3</sup> <b>Viscosidade dinâmica:</b> 1,003 * 10 <sup>-3</sup> kg/m.s
	Novas Geometrias	<b>Densidade:</b> 997,37 kg/m <sup>3</sup> <b>Viscosidade dinâmica:</b> 9,69 * 10 <sup>-4</sup> kg/m.s
<b>Setup</b>	Tipo: Baseado na Pressão Formulação da velocidade: Absoluta Regime Transiente Geometria 3D	<b>Gravidade:</b> 9,81 m/s <sup>2</sup>
<b>Modelos</b>	Viscoso: k-ε Realizável	<b>C2-Epsilon</b> = 1,9 <b>TKE Prandtl</b> = 1 <b>TKR Prandtl</b> = 1,2
	Função de Parede	Padrão
<b>Material</b>	Fluído: Água	Fase contínua
<b>Condições de Contorno</b>	Parede	<b>Estacionária</b> <b>Condição de não deslizamento e parede lisa</b> <b>Constante de rugosidade</b> = 0,5
	Entrada de velocidade: Trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007)	<b>Método:</b> Magnitude normal com o contorno <b>Referência:</b> Absoluta <b>Magnitude ref. a 20 l/min (m/s):</b> 1,83 <b>Magnitude ref. a 22,5 l/min (m/s):</b> 2,05 <b>Magnitude ref. a 25 l/min (m/s):</b> 2,28 <b>Pressão Inicial (Pa):</b> 0 <b>Velocidade e pressão constante</b>
	Entrada de velocidade: Trabalho de van der Zande (2000)	<b>Método:</b> Magnitude normal com o contorno <b>Referência:</b> Absoluta <b>Magnitude (m/s):</b> 4,56 <b>Pressão Inicial (Pa):</b> 0 <b>Velocidade e pressão constante</b>

Tabela 3.5 - Modelagem Computacional e condições de contorno.

(continua)

<b>Condições de Contorno</b>	Entrada de velocidade: Novas Geometrias	<b>Método:</b> Magnitude normal com o contorno <b>Referência:</b> Absoluta <b>Magnitude (m/s):</b> 1,96 <b>Pressão Inicial (Pa):</b> 0 <b>Velocidade e pressão constante</b>
	Turbulência: Trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007)	<b>Método de especificação:</b> Intensidade e diâmetro hidráulico <b>Intensidade de turbulência (%):</b> 4 <b>Diâmetro hidráulico (m):</b> $15,25 * 10^{-3}$
	Turbulência: Trabalho de van der Zande (2000)	<b>Método de especificação:</b> Intensidade e diâmetro hidráulico <b>Intensidade de turbulência (%):</b> 4 <b>Diâmetro hidráulico (m):</b> $15,25 * 10^{-3}$
	Turbulência: Novas Geometrias	<b>Método de especificação:</b> Intensidade e diâmetro hidráulico <b>Intensidade de turbulência (%):</b> 4 <b>Diâmetro hidráulico (m):</b> $20,93 * 10^{-3}$
	Saída de Pressão: Trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007)	<b>Pressão (Pa):</b> 0 <b>Método de especificação da turbulência:</b> Intensidade e diâmetro hidráulico <b>Intensidade de turbulência (%):</b> 4 <b>Diâmetro hidráulico (m):</b> $15,25 * 10^{-3}$
	Saída de Pressão: Trabalho de van der Zande (2000)	<b>Pressão (Pa):</b> 0 <b>Método de especificação da turbulência:</b> Intensidade e diâmetro hidráulico <b>Intensidade de turbulência (%):</b> 4 <b>Diâmetro hidráulico (m):</b> $15,25 * 10^{-3}$
	Saída de Pressão: Novas Geometrias	<b>Pressão (Pa):</b> 105.381 <b>Método de especificação da turbulência:</b> Intensidade e diâmetro hidráulico <b>Intensidade de turbulência (%):</b> 4 <b>Diâmetro hidráulico (m):</b> $20,93 * 10^{-3}$
<b>Métodos de Solução</b>	Acoplamento Pressão-Velocidade	<b>Simple</b>

Tabela 3.5 - Modelagem Computacional e condições de contorno.

(conclusão)

<b>Métodos de Solução</b>	Discretização Espacial	<b>Gradiente:</b> <i>Least Squares Cell Based</i> <b>Pressão:</b> Segunda Ordem <b>Momento:</b> Segunda Ordem Upwind <b>Energia cinética turbulenta:</b> Segunda Ordem Upwind <b>Taxa de dissipação turbulenta:</b> Segunda Ordem Upwind <b>Formulação transiente:</b> Segunda Ordem implícita
<b>Solução de Controle</b>	Fatores de Sob Relaxação: Trabalhos de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) e van der Zande (2000)	<b>Pressão:</b> 0,3 <b>Densidade:</b> 1 <b>Forças de corpo:</b> 1 <b>Momento:</b> 0,3 <b>Energia Cinética Turbulenta:</b> 0,7 <b>Dissipação da Energia Cinética Turbulenta:</b> 0,7 <b>Viscosidade turbulenta:</b> 1 <b>Discrete Phase Sources:</b> 0,9
	Fatores de Sob Relaxação: Novas Geometrias	<b>Pressão:</b> 0,3 <b>Densidade:</b> 1 <b>Forças de corpo:</b> 1 <b>Momento:</b> 0,4 <b>Energia Cinética Turbulenta:</b> 0,4 <b>Dissipação da Energia Cinética Turbulenta:</b> 0,4 <b>Viscosidade turbulenta:</b> 0,7 <b>Discrete Phase Sources:</b> 0,5
<b>Solução de Inicialização</b>	Híbrida	-
<b>Condições de convergência</b>	Monofásico	<b>Conservação de massa:</b> $10^{-4}$ <b>Equação de momento:</b> $10^{-4}$ <b>k:</b> $10^{-4}$ <b><math>\epsilon</math>:</b> $10^{-4}$
<b>Solução</b>	Parâmetros	<b>Intervalo de tempo:</b> 0,01 s
	Tempo de simulação monofásica	Trabalhos de Kwakernaak, Van Den Broek e Currie (2007): 10 s Trabalho de van der Zande (2000): 3 s Novas Geometrias: 10 s

Além do critério de convergência baseado no resíduo, apresentado na Tabela 3.5, também foi utilizado como critério de convergência a estabilização das seguintes

variáveis: pressão da entrada, tensão cisalhante na parede e a dissipação de energia cinética turbulenta 20 mm após a restrição.

Feita a configuração da simulação monofásica, inicia-se a configuração do escoamento bifásico. Todos os casos estudados possuem fração volumétrica da fase dispersa igual a 0,1%. Isso mostra que os escoamentos são diluídos. Dessa forma, a interação gota-gota pode ser desprezada. Adicionando a esses fatores o desejo de desenvolver uma modelagem numérica que não exija grande esforço computacional e ao mesmo tempo tenha boa acurácia, adota-se a abordagem Euler-Lagrange.

Para isso, é empregada a modelagem DPM do ANSYS Fluent. Dentro dessa modelagem, a fase dispersa é caracterizada conforme descrito no tópico 2.3. Também é feita a configuração do modelo de quebra, que será apresentado no próximo tópico. A Tabela 3.6 apresenta a configuração computacional para simular o escoamento bifásico no *software* ANSYS Fluent R2 2020.

Tabela 3.6 - Modelagem da fase dispersa (DPM).

(continua)

<b>Condições Iniciais</b>	Escoamento	<b>Isotérmico DPM</b>
	Propriedades do óleo: Vítrea 46	<b>Densidade:</b> 877 kg/m <sup>3</sup> <b>Viscosidade dinâmica:</b> 0,13 kg/m.s <b>Tensão superficial:</b> 0,0378 N/m
	Propriedades do óleo: Vítrea 9	<b>Densidade:</b> 867 kg/m <sup>3</sup> <b>Viscosidade dinâmica:</b> 0,017 kg/m.s <b>Tensão superficial:</b> 0,0354 N/m
	Propriedades do óleo Novas Geometrias: AW68	<b>Densidade:</b> 880 kg/m <sup>3</sup> <b>Viscosidade dinâmica:</b> 0,16 kg/m.s <b>Tensão superficial:</b> 0,0102 N/m
<b>Material</b>	Fluído: Água	<b>Fase contínua</b>
	Partícula (inerte): Vítrea 9	<b>Fase dispersa</b>
	Partícula (inerte): Vítrea 46	<b>Fase dispersa</b>
	Partícula Novas Geometrias (inerte): óleo AW 68	<b>Fase dispersa</b>

Tabela 3.6 - Modelagem da fase dispersa (DPM).

(continua)

<b>Condições de Contorno</b>	Parede	<b>DPM:</b> refletida
	Entrada de velocidade	<b>DPM:</b> escapa
	Saída de pressão	<b>DPM:</b> escapa
<b>DPM</b>	Interações	<b>Interação com a fase contínua</b> <b>Intervalo de iteração do DPM:</b> 10
	Tratamento da partícula	<b>Rastreamento transiente da partícula</b> <b>Passe de tempo da partícula:</b> 0,0001 s
	Parâmetros de rastreamento	<b>Número máximo de passes:</b> 3000 a 5000 <b>Fator de comprimento do passe:</b> 5
	Modelos Físicos	<ul style="list-style-type: none"> <li>• <b>Foça de massa virtual</b> (<math>C_M = 0,5</math>)</li> <li>• <b>Foça do gradiente de pressão</b></li> <li>• <b>Acoplamento da turbulência de duas vias</b></li> <li>• <b>Quebra de gotas</b></li> <li>• <b>Partículas filhas com o mesmo passe de rastreamento</b></li> </ul>
<b>Injeção</b>	Tipos de injeção	<b>AW68:</b> Superfície <b>Vítrea 9 e 46:</b> Grupo
	Tipo de partícula	<b>Inerte</b>
	Distribuição do diâmetro	<b>Uniforme</b>
	Propriedades pontuais: Trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) para a emulsão com o óleo Vítrea 9	<b>Vazão mássica ref. a 20 l/min (kg/s):</b> $2,89 * 10^{-4}$ <b>Vazão mássica ref. a 22,5 l/min (kg/s):</b> $3,25 * 10^{-4}$ <b>Vazão mássica ref. a 25 l/min (kg/s):</b> $3,61 * 10^{-4}$ <b>Tempo de injeção (s):</b> 5 <b>Velocidade ref. a 20 l/min (m/s):</b> 1,83 <b>Velocidade ref. a 22,5 l/min (m/s):</b> 2,05 <b>Velocidade ref. a 25 l/min (m/s):</b> 2,28 <b>Injeção normal a superfície</b>
	Propriedades pontuais: van der Zande (2000)	<b>Vazão mássica (kg/s):</b> $7,31 * 10^{-4}$ <b>Tempo de injeção (s):</b> 5 <b>Velocidade (m/s):</b> 4,56 <b>Injeção normal a superfície</b>

Tabela 3.6 - Modelagem da fase dispersa (DPM).

(conclusão)

	Propriedades pontuais: Novas Geometrias	<b>Vazão mássica (kg/s):</b> $5,95 * 10^{-4}$ <b>Tempo de injeção (s):</b> 5 <b>Velocidade (m/s):</b> 1,96 <b>Injeção normal a superfície</b>
	Dispersão Turbulenta	Rastreamento estocástico <i>Discrete Random Walk Model</i> Tempo de vida randômica para os vórtices <b>Constante da escala de tempo:</b> 0,15
	Parcel	Standard
<b>Condições de convergência</b>	DPM	<b>Conservação de massa:</b> $10^{-2}$ <b>Equação de momento:</b> $10^{-2}$ <b>k:</b> $10^{-2}$ <b><math>\epsilon</math>:</b> $10^{-2}$
	Parâmetros	<b>Intervalo de tempo:</b> 0,0001 s
<b>Solução</b>	Tempo de simulação DPM	Trabalhos de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007): 5 s Trabalho de van der Zande (2000): 5 s Novas Geometrias: 5 s

No tratamento da fase dispersa, o intervalo de tempo entre cada injeção é determinado após uma sequência de simulações, nas quais esse intervalo é reduzido até atingir o momento em que a distribuição de tamanho de gotas não é impactada com essa alteração.

### 3.4 CONFIGURAÇÃO DO MODELO DE QUEBRA SSD

Neste trabalho é desenvolvida uma técnica para determinar os valores dos parâmetros de entrada do modelo de quebra SSD, sem a necessidade de obter dados experimentais da fase dispersa ou adotar constantes e modelos da literatura. Como apresentado no tópico 2.4, os parâmetros de entrada do modelo SSD são: o número de Weber crítico ( $We_{cr}$ ), Equação (2.23); a constante de quebra ( $B$ ), Equação (2.24); o parâmetro  $\xi$ , Equação (2.26) e o número de gotas filhas por parcel. Até o momento, a maioria dos trabalhos vêm adotando valores de  $We_{cr}$  e  $B$  fornecidos pela literatura



(APTE, GOROKHOVSKI e MOIN, 2003) (APTE, MAHESH, *et al.*, 2009) (KIM e MOIN, 2020).

A técnica desenvolvida pode ser aplicada para definir os valores adequados do Weber crítico e da constante de quebra. Para isso um processo iterativo é empregado. A seguir será apresentado o passo-a-passo que deve ser realizado a cada iteração. Na sequência de cada passo é feita uma breve explanação de como isso pode ser aplicado ao ANSYS Fluent. Contudo, este passo-a-passo pode ser aplicado em qualquer ferramenta de CFD.

1. Arbitrar um valor para  $We_{cr}$  e  $B$ .

No primeiro ciclo é permitido adotar os valores da literatura ou os valores padrões do ANSYS Fluent:  $We_{cr} = 6$  e  $B = 1,73$ . Nos ciclos seguintes esses valores serão calculados.

2. Simular o caso estudado e extrair os dados de velocidade da gota ( $\overline{u_d}$ ), velocidade da fluido ( $\vec{u}$ ), tempo de quebra ( $t_{bu}$ ) e a DTG após a restrição.

Para isso são empregadas as ferramentas de *Particle Tracker* e *Discrete Phase Sample* do ANSYS Fluent durante a simulação. Posteriormente, os arquivos exportados devem ser tratados no *POST-process* a fim de extrair os dados citados no início deste passo. Esses dados serão usados nos cálculos dos próximos passos.

3. Obter a velocidade relativa máxima após a seção transversal onde a quebra de gotas cessa.

Através dos arquivos exportados, a velocidade relativa entre a gota e a fase contínua pode ser obtida. Para definir a posição onde a quebra de gotas termina é necessário avaliar a DTG em várias seções transversais a jusante da restrição e identificar a posição onde a DTG não sofre alteração com relação à anterior. Este trabalho considera que a quebra cessa quando a variação do  $D_{95}$  de uma seção transversal para outra é inferior à 1%. A velocidade relativa máxima deve ser extraída a partir da seção transversal onde a quebra cessa.

4. Obter o tempo de quebra

O tempo de quebra deve ser extraído da mesma gota (ou *parcel*) que forneceu a informação da velocidade relativa máxima no passo anterior.

5. Obter o raio crítico relativo ao  $D_{99,9}$

A partir da distribuição de tamanho de gotas deve ser definido o raio da gota com frequência volumétrica acumulada igual a 99,9%. A DTG usada aqui deve ser obtida na região onde não ocorre quebra de gotas.

6. Calcular os novos valores de  $We_{cr}$  e  $B$

Com os valores obtidos nos passos anteriores é possível calcular os valores de  $We_{cr}$  e  $B$ . Para isso a equação (2.23) é reorganizada gerando a Equação (3.1):

$$We_{cr} = \frac{\rho |\vec{u} - \vec{u}_d|^2 r_{cr}}{\sigma}. \quad (3.1)$$

A Equação (2.24) é reorganizada assumindo a forma da Equação (3.2):

$$B = \frac{t_{bu}}{\sqrt{\frac{\rho_d}{\rho} \frac{d_d/2}{|\vec{u} - \vec{u}_d|}}}. \quad (3.2)$$

7. Voltar ao passo 1

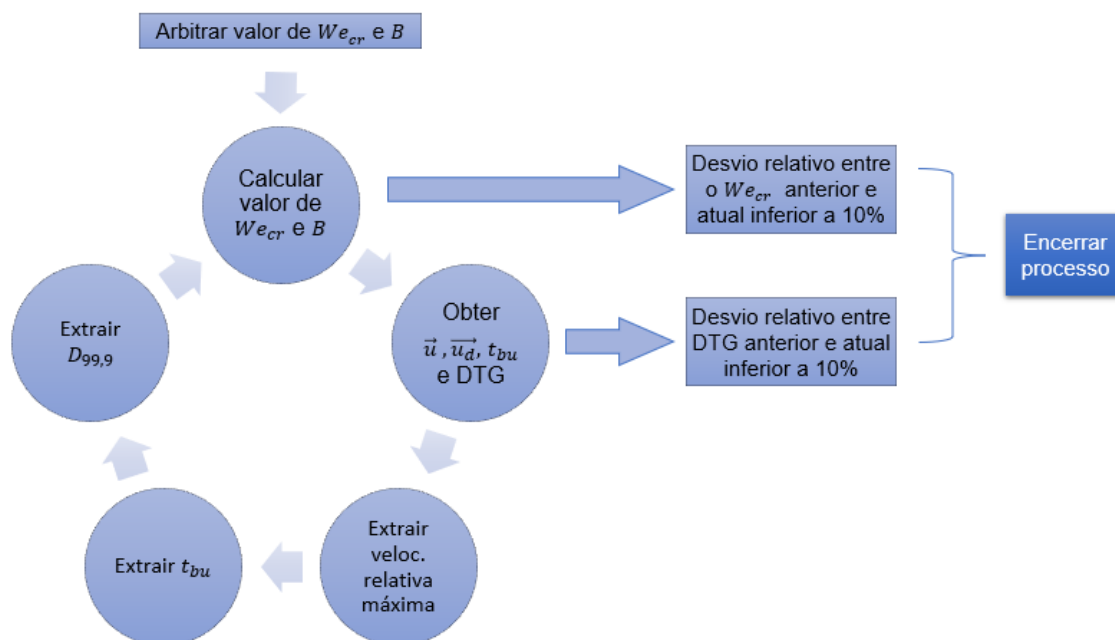
Ao retornar ao passo 1 são adotados os valores de  $We_{cr}$  e  $B$  calculados no passo 6.

Ao empregar esse processo iterativo é possível chegar a dois modos diferentes de fechamento. Em um modo os valores de  $We_{cr}$  e  $B$  não têm mudanças significativas, logo a DTG permanece constante entre os processos iterativos. Nesse caso, o usuário deve definir o desvio aceitável entre um ciclo iterativo e o anterior. O desvio usado como critério para encerrar o processo pode ser entre os valores de  $We_{cr}$  e  $B$  da iteração atual com relação à anterior, como também entre os valores da DTG ou de um diâmetro característico.

No outro modo de fechamento do processo iterativo são encontrados dois conjuntos de valores para  $We_{cr}$  e  $B$ . Apesar dos parâmetros serem diferentes, ambos os grupos geram a mesma distribuição de tamanho de gota. A cada ciclo os valores calculados levam para o outro grupo de  $We_{cr}$  e  $B$ . Nesse caso, o usuário deve definir o desvio aceitável entre as DTG ou entre os diâmetros característicos obtidos de um ciclo para outro.

A Figura 3.13 ilustra o processo para configurar os parâmetros do modelo de quebra SSD descrito acima.

Figura 3.13 - Configuração dos parâmetros de modelo de quebra SSD.



Essa técnica é válida para faixa de Weber crítico entre  $1 < We_{cr} < 30$  e para a constante de quebra na faixa entre  $0,5 < B < 7$ . Os testes desenvolvidos neste trabalho estão dentro dessas faixas. Neste trabalho o número de iterações até atingir a convergência do modelo variou de 3 a 8 iterações.

A Tabela 3.7 apresenta os valores dos parâmetros do modelo de quebra SSD obtidos ao final do processo iterativo para cada simulação apresentada neste trabalho. Este trabalho adota um desvio inferior à 10% como critério para encerrar o processo iterativo. Os valores de  $\xi$  e  $NP$ , foram mantidos iguais à -0,1 e 1000, respectivamente.

Tabela 3.7 - Modelagem computacional dos parâmetros do modelo de quebra SSD.

Trabalho de van der Zande (2000)	-	$We_{cr} = 19$ $B = 2$
Trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007)  Fase dispersa: Vítrea 9	<b>Restrição de 1 orifício</b>	$We_{cr} = 16$ ou $10$ $B = 2$ ou $3,5$
	<b>Restrição de 7 orifícios</b>	$We_{cr} = 15$ $B = 2$
	<b>Restrição de 13 orifícios</b>	$We_{cr} = 8$ $B = 3$
Trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007)  Fase dispersa: Vítrea 46	<b>Reynolds de 27.691</b>	$We_{cr} = 25$ $B = 4,5$
	<b>Reynolds de 31.153</b>	$We_{cr} = 25$ $B = 4,5$
	<b>Reynolds de 34.614</b>	$We_{cr} = 18$ $B = 4,5$
Novas geometrias	<b>Restrição Reta</b>	$We_{cr} = 13$ $B = 1,25$
	<b>Restrição Chanfrada</b>	$We_{cr} = 10$ $B = 3$
	<b>Restrição Redonda</b>	$We_{cr} = 23$ $B = 5$
	<b>Restrição com orifícios</b>	$We_{cr} = 15$ $B = 3$

O Apêndice III apresenta os valores de entrada e saída obtidos durante o processo iterativo para configurar o modelo de quebra SSD aplicado à restrição com 7 orifícios e escoamento de óleo Vítrea 9 em água do trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007).

## 4 RESULTADOS

Este capítulo é subdividido em dois tópicos. No tópico 4.1 são apresentados os resultados de validação da modelagem numérica, que mais uma vez é subdividido mostrando primeiro a comparação da simulação numérica com o experimento de van der Zande (2000), e em seguida a comparação da simulação numérica com o estudo de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007). Nesta etapa são feitas correlações entre as propriedades do escoamento e a quebra de gotas. As propriedades analisadas são relacionadas com a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. O tópico 4.2 apresenta os resultados numéricos obtidos com as novas geometrias propostas.

### 4.1 RESULTADOS PRELIMINARES

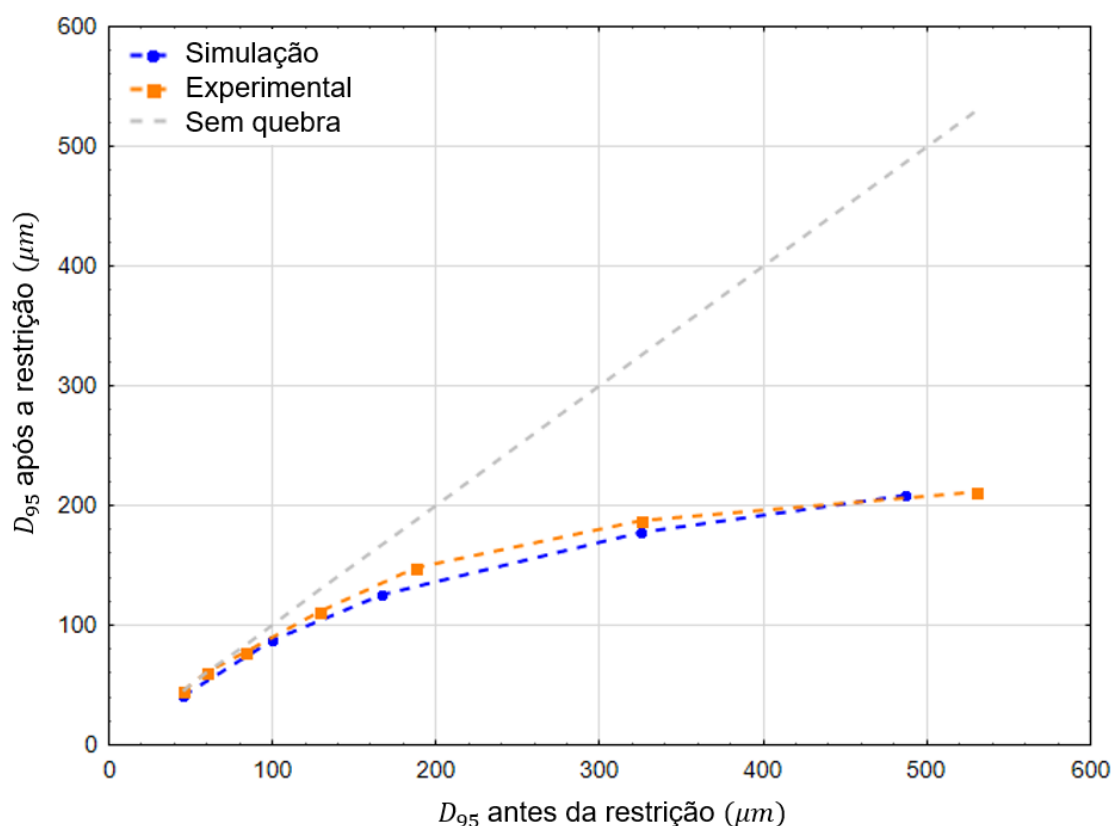
Os resultados apresentados aqui servem de base para validar a modelagem numérica e a metodologia proposta.

#### 4.1.1 Validação com trabalho de van der Zande

O trabalho de van der Zande (2000) analisa geometrias com diferentes restrições, vazões, escalas de tubulação e tipos óleo. Para a validação foi selecionado o experimento com escoamento da emulsão de óleo Vítrea 46 em água ( $N_\mu = 129,6$ ), através do orifício com abertura de 9 mm, montado em uma tubulação de 15,25 mm. A relação entre o diâmetro  $D_{95}$  antes e depois da restrição é usada na comparação entre os resultados experimentais e numéricos.

A relação entre o diâmetro  $D_{95}$  injetado na tubulação com o  $D_{95}$  após a restrição é fornecido por van der Zande, como mostra a os pontos laranjas da Figura 4.1. Esses valores de  $D_{95}$  possuem uma incerteza de 10% associada às medições experimentais. Junto com os resultados experimentais são apresentados os resultados das simulações, nos pontos em azul. Além disso, é representada uma linha pontilhada cinza, onde hipoteticamente não ocorria quebra de gotas.

Figura 4.1 - Relação entre o  $D_{95}$  antes e depois da restrição: em laranja dados experimentais e em azuis dados numéricos. Em cinza é representado um eixo de simetria onde hipoteticamente não ocorria quebra de gotas.



A partir das informações fornecidas pela Figura 4.1 o diâmetro estável de gota pode ser estimado. O diâmetro estável representa o diâmetro da maior gota que permanece no escoamento sem quebrar. Esse diâmetro assume o valor do  $D_{95}$ , quando a diferença entre o  $D_{95}$  antes e depois da restrição é próxima à 5%. Para as condições analisadas, o diâmetro estável é  $100 \mu\text{m}$ . Os resultados experimentais e os numéricos apresentam uma boa concordância. O desvio relativo máximo é de 10% e ocorre próximo ao diâmetro injetado de  $200 \mu\text{m}$ . É importante destacar que o desvio é equivalente ao desvio da medição experimental. Com isso, o modelo de quebra adotado junto com toda a abordagem computacional mostra-se satisfatório para representar o comportamento quantitativo da quebra.

#### 4.1.2 Validação com restrição de múltiplos orifícios

A validação com o estudo de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007) é dividida em duas etapas. Primeiro são comparados os tamanhos de gotas ( $D_{10}$ ,  $D_{50}$  e  $D_{90}$ ) da emulsão com o óleo Vítrea 46 ( $N_{\mu} = 129,6$ ) após a restrição de sete orifícios. São analisados três Reynolds: 27.691; 31.153 e 34.614. Posteriormente são comparados os resultados da emulsão com o óleo Vítrea 9 ( $N_{\mu} = 16,9$ ) nas três geometria, cada uma com Reynolds de 34.614 na entrada.

Começando com a avaliação de diferentes número de Reynolds, a Tabela 4.1 apresenta os valores dos diâmetros  $D_{10}$ ,  $D_{50}$  e  $D_{90}$  do escoamento de óleo Vítrea 46 em água através da restrição com sete orifícios.

Tabela 4.1 - Comparação dos resultados de tamanho de gota do escoamento da emulsão de óleo Vítrea 46 em água através da restrição com sete orifícios para os Reynolds de: 27.691; 31.153 e 34.614.

<b>Resultados experimentais</b>			
Reynolds	27.691	31.153	34.614
$D_{10}(\mu m)$	28	20	16
$D_{50}(\mu m)$	86	71	58
$D_{90}(\mu m)$	175	116	100
<b>Resultados numéricos</b>			
Reynolds	27.691	31.153	34.614
$D_{10}(\mu m)$	37,6	30,4	20,4
$D_{50}(\mu m)$	86,0	70,5	45,0
$D_{90}(\mu m)$	176,5	126,4	94,8
<b>Desvio relativo</b>			
Reynolds	27.691	31.153	34.614
$D_{10}$	34%	52%	27%
$D_{50}$	0%	1%	22%
$D_{90}$	1%	9%	5%

O desvio relativo entre os dados experimentais e numéricos é maior para o diâmetro  $D_{10}$ . Porém, para o diâmetro mais usual nas análises de quebra de gotas,  $D_{90}$ , o desvio máximo é inferior ao erro associado às técnicas de medição do diâmetro experimentalmente. De acordo com o trabalho experimental (KWAKERNAAK, VAN DEN BROEK e CURRIE, 2007), o desvio da medição dos diâmetros é de 10%. O

trabalho de Paolinelli, Rashedi e Yao (2018) compara o diâmetro máximo obtido experimentalmente com vários modelos teóricos. O desvio relativo obtido para casos onde a fração volumétrica da fase dispersa é inferior a 6% varia entre 10% e 24%.

A segunda etapa consiste em avaliar o escoamento da emulsão de óleo Vítrea 9 em água nas três diferentes restrições com Reynolds de 34.614. A Tabela 4.2 mostra os diâmetros encontrados neste caso.

Tabela 4.2 - Comparação dos resultados de tamanho de gota do escoamento da emulsão de óleo Vítrea 9 em água através das restrições com um, sete e treze orifícios com Reynolds de 34.614.

<b>Resultados experimentais</b>			
	1 orifício	7 orifícios	13 orifícios
$D_{10}(\mu m)$	5	12	24
$D_{50}(\mu m)$	20	31	50
$D_{90}(\mu m)$	38	49	77
<b>Resultados numéricos</b>			
	1 orifício	7 orifícios	13 orifícios
$D_{10}(\mu m)$	5,5	11,4	19,7
$D_{50}(\mu m)$	14,5	24,0	36,6
$D_{90}(\mu m)$	37,1	48,1	82,9
<b>Desvio relativo</b>			
	1 orifício	7 orifícios	13 orifícios
$D_{10}$	10%	5%	18%
$D_{50}$	28%	23%	27%
$D_{90}$	2%	2%	8%

No caso do escoamento com o óleo Vítrea 9, os maiores desvios acontecem com o diâmetro  $D_{50}$ . Enquanto isso, o diâmetro  $D_{90}$  apresentou o menor desvio entre os resultados experimentais e numéricos. Assim como no caso de estudo com o óleo Vítrea 46, o desvio do diâmetro  $D_{90}$  é inferior ao desvio associado às técnicas de medição experimental, que é de 10%. Isso mostra que a metodologia desenvolvida neste trabalho para analisar a quebra de gotas representa adequadamente diâmetros superiores ao  $D_{90}$ .

Ainda com relação ao escoamento da emulsão de óleo Vítrea 9 em água através das diferentes restrições, é analisada a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. A Figura 4.2 apresenta os valores da dissipação da energia cinética



turbulenta em vários planos dispostos ao longo da seção transversal da tubulação com a restrição de 1 orifício. A dissipação é mais intensa na região próxima à parede da restrição. Na região a jusante da restrição a dissipação tende a manter valores mais elevados no local onde antes estava a parede, mas com o avanço do escoamento a dissipação é uniformizada na seção transversal. Esse processo ocorre até que seja atingido um novo regime de dissipação na tubulação, no qual a dissipação é mais intensa próximo à parede da tubulação. O mesmo comportamento acontece na restrição de sete orifícios, Figura 4.3, e na restrição de treze orifícios, Figura 4.4. Esse comportamento da dissipação de energia turbulenta também é observado por van der Zande (2000), Steiner, Teppnera, *et al.* (2006) e Azevedo (2016).

Figura 4.2 - Dissipação da energia cinética turbulenta na tubulação com a restrição de um orifício.

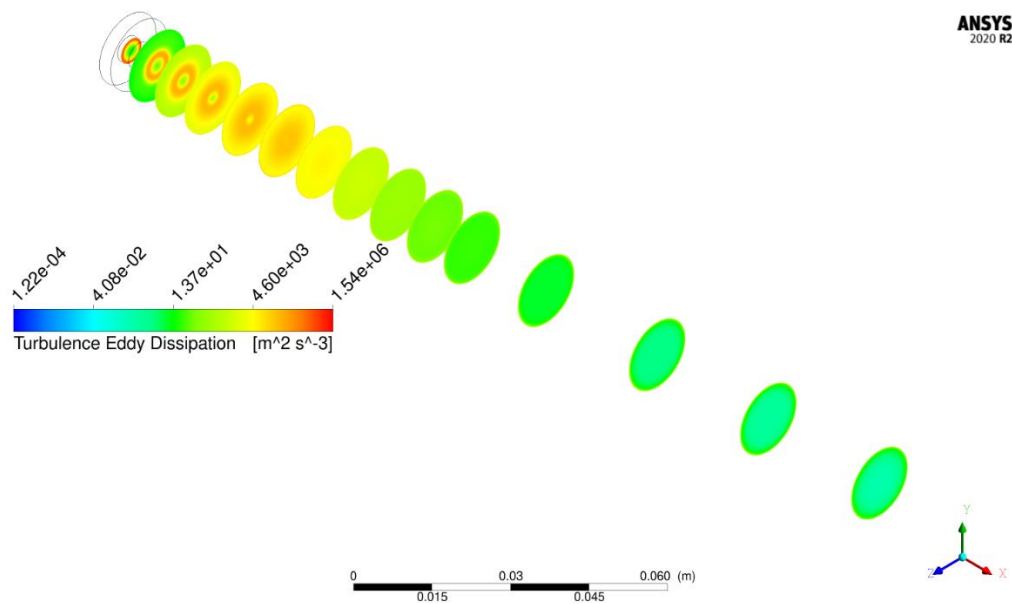


Figura 4.3 - Dissipação da energia cinética turbulenta na tubulação com a restrição de sete orifícios.

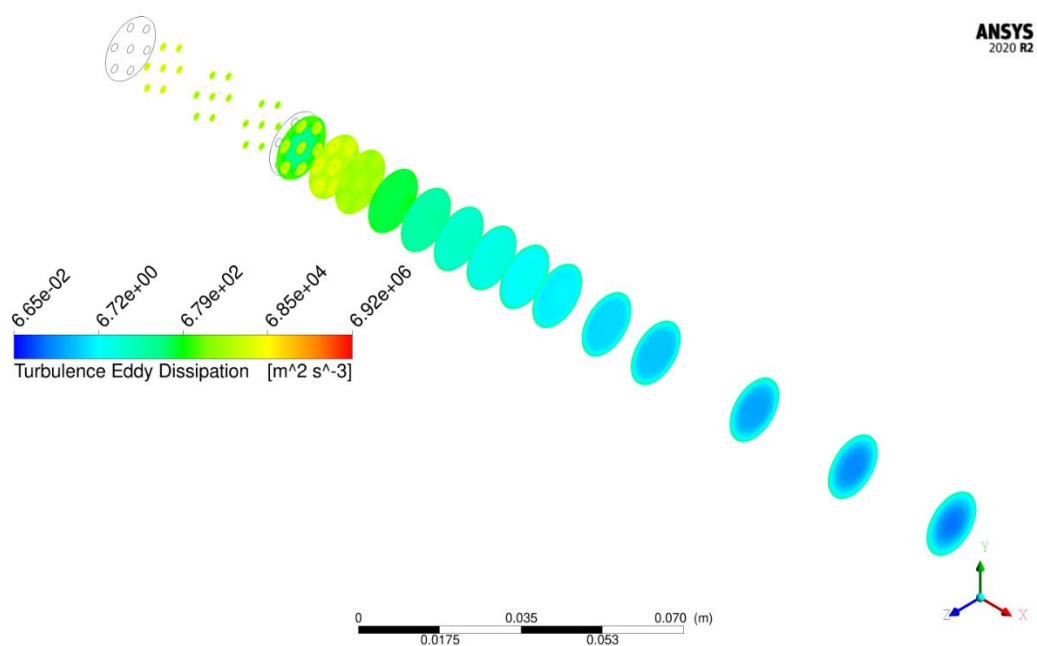
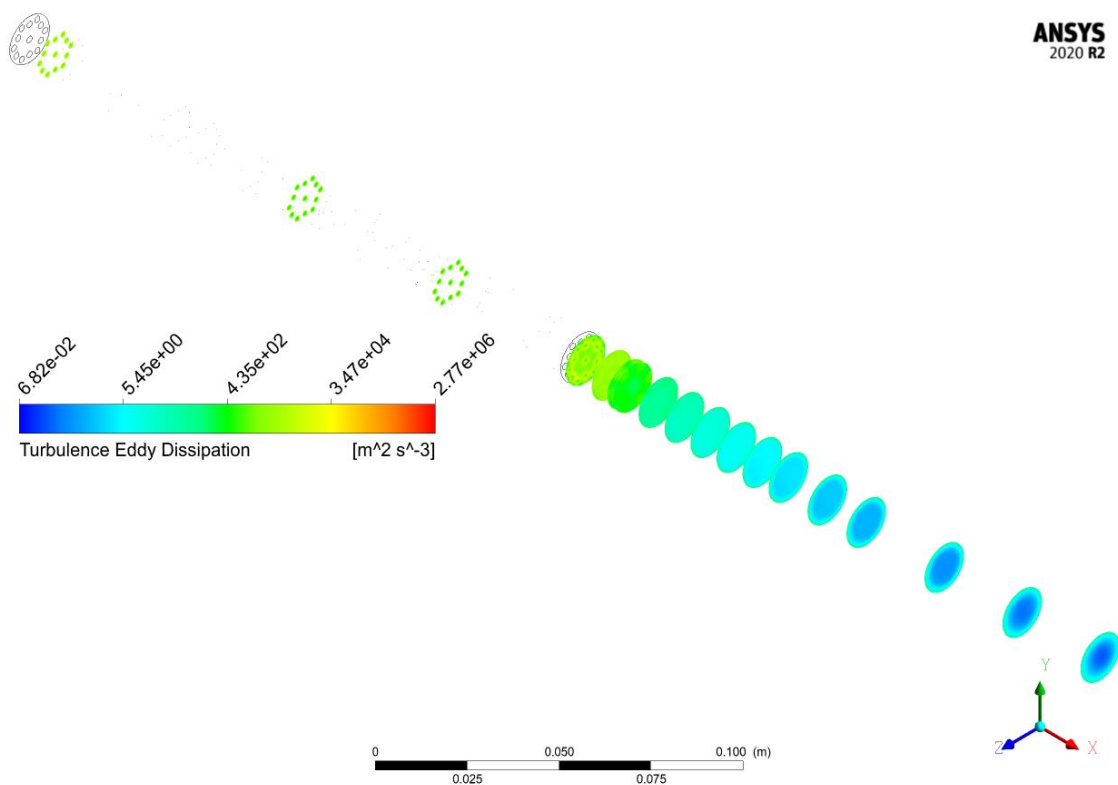


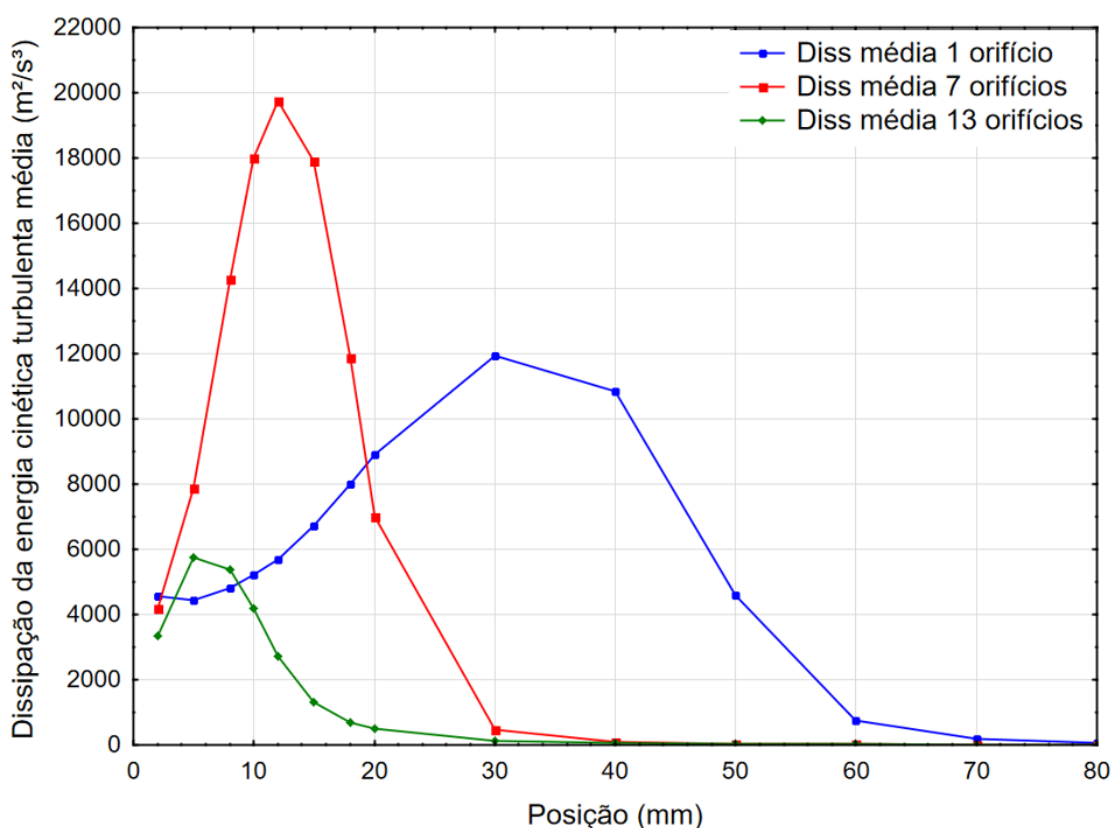
Figura 4.4 - Dissipação da energia cinética turbulenta na tubulação com a restrição de treze orifícios.



Na restrição com treze orifícios, Figura 4.4, a dissipação atinge a uniformização em uma posição longitudinal mais próxima à restrição. Tal constatação pode ser verificada de forma quantitativa na Figura 4.5 e na Figura 4.6, que apresentam os valores da dissipação de energia cinética turbulenta média e máxima a partir do final de cada restrição.

Como mostra a Figura 4.5, o valor da dissipação de energia média ao longo das seções transversais da tubulação em um primeiro momento cresce e posteriormente cai até seu nível mais baixo. Cada restrição submete o escoamento a percorrer um determinado comprimento até que a dissipação média atinja seu valor mínimo. A restrição de treze orifícios requer o menor comprimento, cerca de 30 mm, para levar a dissipação até o seu menor valor. Enquanto isso, na restrição com um orifício, a dissipação precisa de mais espaço até alcançar seu nível mais baixo, cerca de 75 mm.

Figura 4.5 - Dissipação de energia cinética média das restrições com 1, 7 e 13 orifícios com Reynolds de 34.614. A posição axial 0 mm representa o final de cada restrição.



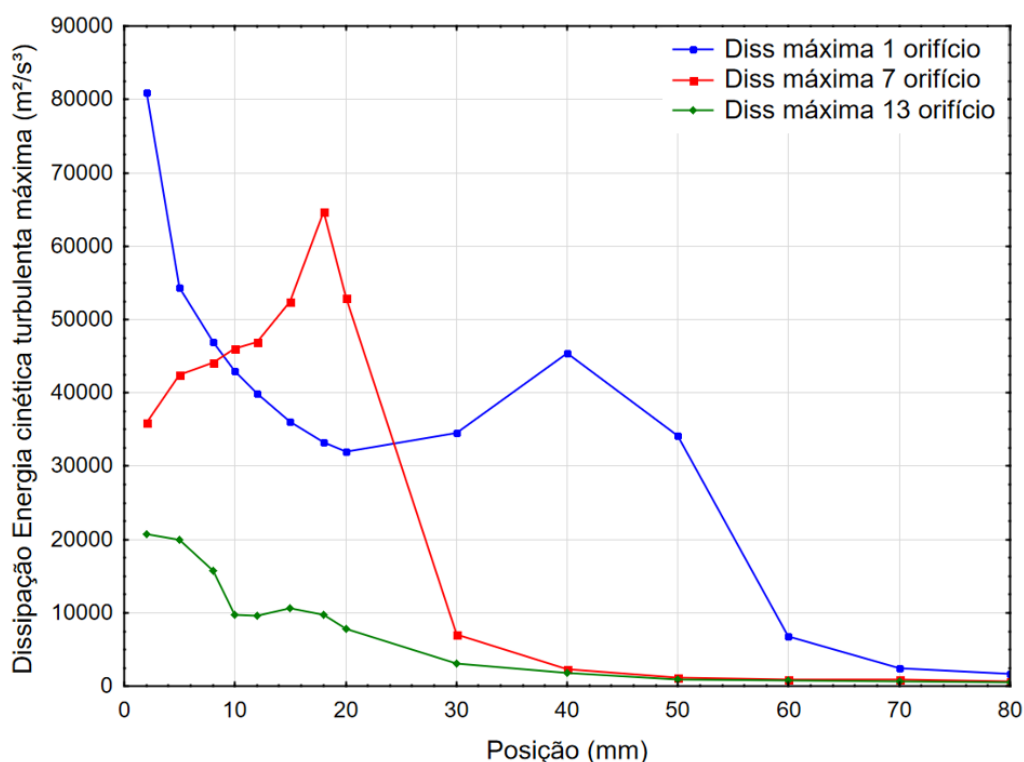
A Tabela 4.3 apresenta os valores das médias globais da dissipação de energia cinética turbulenta. Para obter esses valores, a curva de dissipação é integrada e dividida pelo comprimento avaliado (80 mm).

Tabela 4.3 – Média global da dissipação de energia cinética turbulenta das restrições com: 1, 7 e 13 orifícios.

Restrição de 1 orifício	$4,38 * 10^6 \text{ m}^2/\text{s}^3$
Restrição de 7 orifícios	$3,75 * 10^6 \text{ m}^2/\text{s}^3$
Restrição de 13 orifícios	$7,5 * 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$

A Figura 4.6 apresenta os valores máximos da dissipação em planos da seção transversal da tubulação. As restrições com sete e treze orifícios apresentam o mesmo comprimento até chegar aos níveis mais baixos de dissipação, cerca de 40 mm. Porém, antes de chegar à posição de 40 mm, a restrição de sete orifícios apresenta valores de dissipação máxima superiores aos valores da restrição de treze orifícios. A restrição de um orifício apresenta o maior valor de dissipação máxima além de percorrer um caminho maior até chegar aos níveis inferiores de dissipação.

Figura 4.6 - Gráfico da dissipação de energia cinética máxima das restrições com 1, 7 e 13 orifícios com Reynolds de 34.614. A posição axial 0 mm representa o final de cada restrição.



Associando as análises de dissipação de energia cinética turbulenta com os valores dos diâmetros de gotas obtidos em cada restrição é possível indicar os fatores que possuem maior impacto no comportamento da quebra de gotas. O fato de a dissipação média da restrição com sete orifícios ser superior à dissipação das demais restrições (entre as posições de 10 mm e 20 mm) mostra que, a dissipação média por si só não indica como ocorre a quebra de gotas. Isso porque, apesar de ter os maiores picos, a restrição de sete orifícios apresenta uma quebra de gotas intermediária. Essa constatação também é feita por Azevedo (2016). O mesmo ocorre para a dissipação máxima. Porém, ao analisar a média global da dissipação de energia cinética turbulenta é possível indicar se ocorre mais ou menos quebra de gotas. Dentro desse contexto, quanto maior a média global da dissipação, menores são os diâmetros de gotas após a restrição.

Outra informação que pode ser relacionada com dissipação de energia cinética turbulenta é a posição onde a quebra de gotas para de ocorrer. A Tabela 4.4 apresenta as posições após cada restrição onde a quebra de gotas deixa de acontecer. Ao cruzar a informação da posição onde a quebra cessa com a dissipação média, fornecida na Figura 4.5, observa-se que em todas as geometrias a quebra cessa ao atingir uma dissipação média próxima à  $2000 \text{ m}^2/\text{s}^3$ . Isso mostra que a quebra de gotas acontece acima de um determinado valor de dissipação média. Tal constatação é relatada na revisão feita por Liao e Lucas (2009).

Tabela 4.4 - Posição após a restrição onde a quebra de gotas cessa para as restrições de múltiplos orifícios.

Restrição de 1 orifício	55 mm
Restrição de 7 orifícios	27 mm
Restrição de 13 orifícios	13 mm

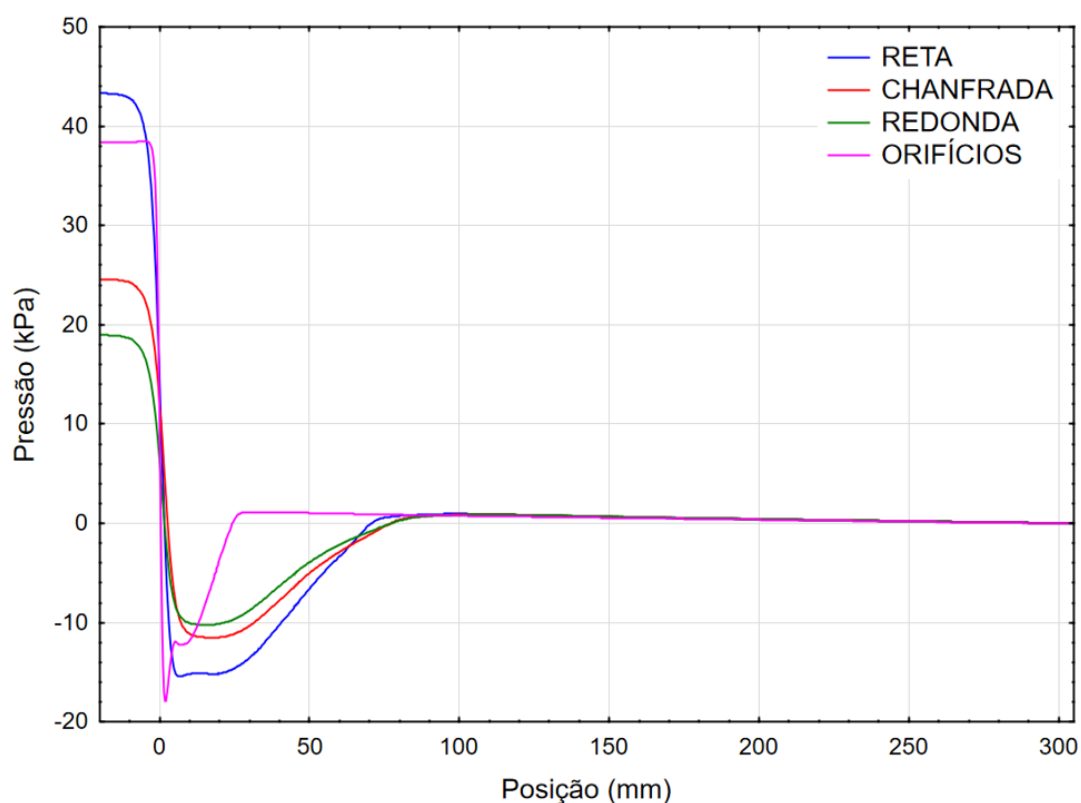
## 4.2 NOVAS GEOMETRIAS

A seguir são apresentados os resultados relativos às novas geometrias. São avaliados a queda de pressão, os diâmetros  $D_{10}$ ,  $D_{50}$ ,  $D_{90}$  e  $D_{95}$  após a restrição e a taxa dissipação de energia cinética turbulenta. Com relação a dissipação, são observados os contornos da dissipação, os valores máximos, médios e a média

global. Também é definida a posição onde a quebra de gotas cessa. Todas as restrições são submetidas ao mesmo número de Reynolds na entrada, 41.000. Devido às diferentes geometrias de restrições o comportamento da queda de pressão é distinto. A Figura 4.7 apresenta o comportamento da queda de pressão em cada restrição.

Com a suavização dos cantos vivos, que acontece na restrição chanfrada e na restrição redonda, a queda de pressão permanente é reduzida. Comparando com a restrição reta, a redução da queda de pressão da restrição chanfrada e da restrição redonda é, respectivamente, 43% e 53%. A inserção dos nove orifícios reduz em 11% a queda de pressão permanente comparando com a restrição reta.

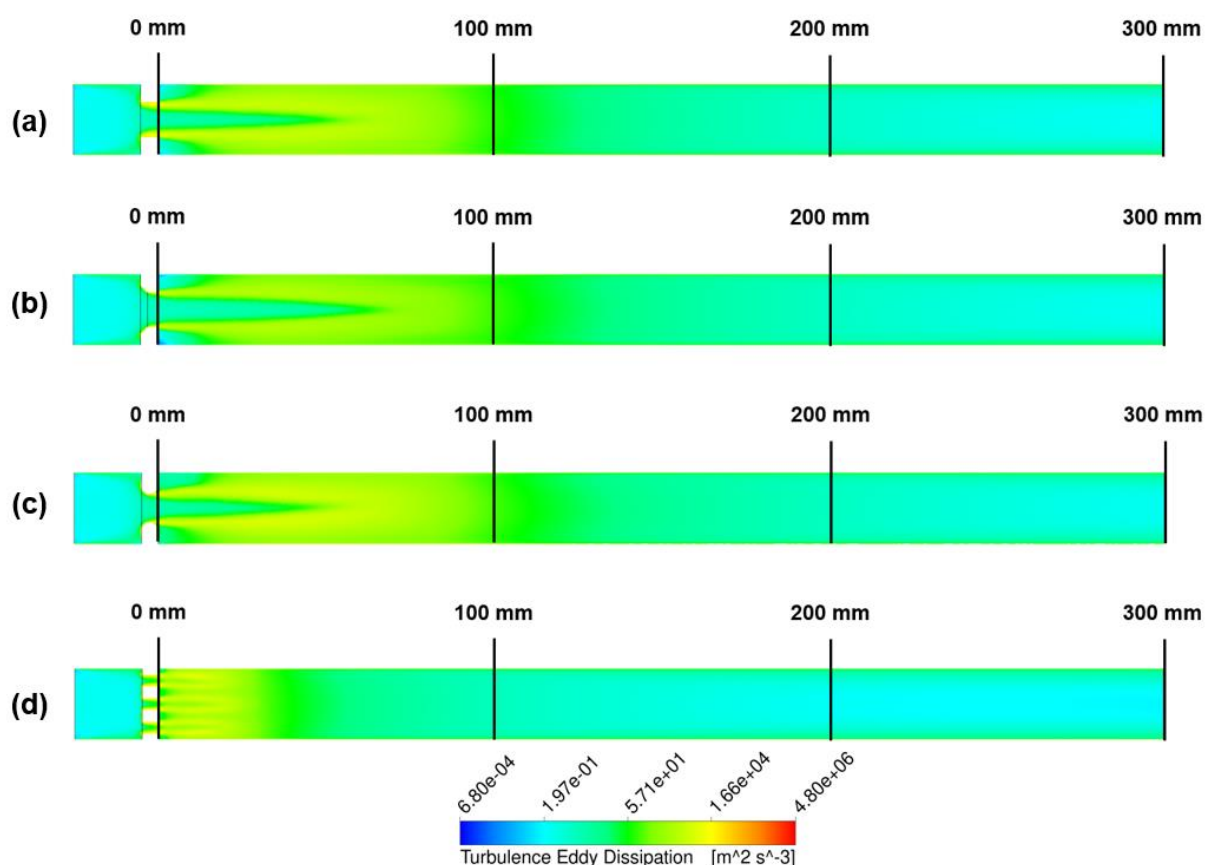
Figura 4.7 - Queda de pressão nas restrições: reta, chanfrada, redonda e com orifícios.



A Figura 4.8 mostra os contornos de dissipação de energia cinética turbulenta. A dissipação de energia nas restrições analisadas neste tópico segue o comportamento observado nos resultados preliminares do trabalho de Kwakernaak, van den Broek e Currie (2007). A dissipação é mais intensa próxima à parede das restrições. A jusante da restrição, a dissipação continua com valores mais elevados na região onde antes estavam as paredes. Com o avanço do escoamento a dissipação

tende a se tornar mais homogênea na seção transversal e tem seus valores reduzidos. O comprimento necessário para a dissipação se tornar mais homogênea é menor na restrição com orifícios, Figura 4.8d. Nas demais restrições apresentadas na Figura 4.8a,b,c o comprimento para a dissipação se tornar mais homogênea é próximo entre elas.

Figura 4.8 - Contornos de dissipação de energia cinética turbulenta: (a) restrição reta, (b) restrição chanfrada, (c) restrição redonda e (d) restrição com orifícios.



O comportamento da dissipação ao longo da tubulação a jusante das restrições pode ser visto melhor na Figura 4.9 e na Figura 4.10. A Figura 4.9 mostra que a restrição com orifícios tem os maiores picos de dissipação de energia média, mas é a restrição que atinge os níveis inferiores de dissipação em um comprimento de tubulação menor. A restrição com orifícios precisa de 50 mm após a restrição para reduzir a dissipação, enquanto as demais restrições precisam de 120 mm.

Figura 4.9 - Dissipação de energia cinética turbulenta média após as restrições submetidas a um Reynolds de 41.000. Posição 0 mm se refere ao final da restrição.

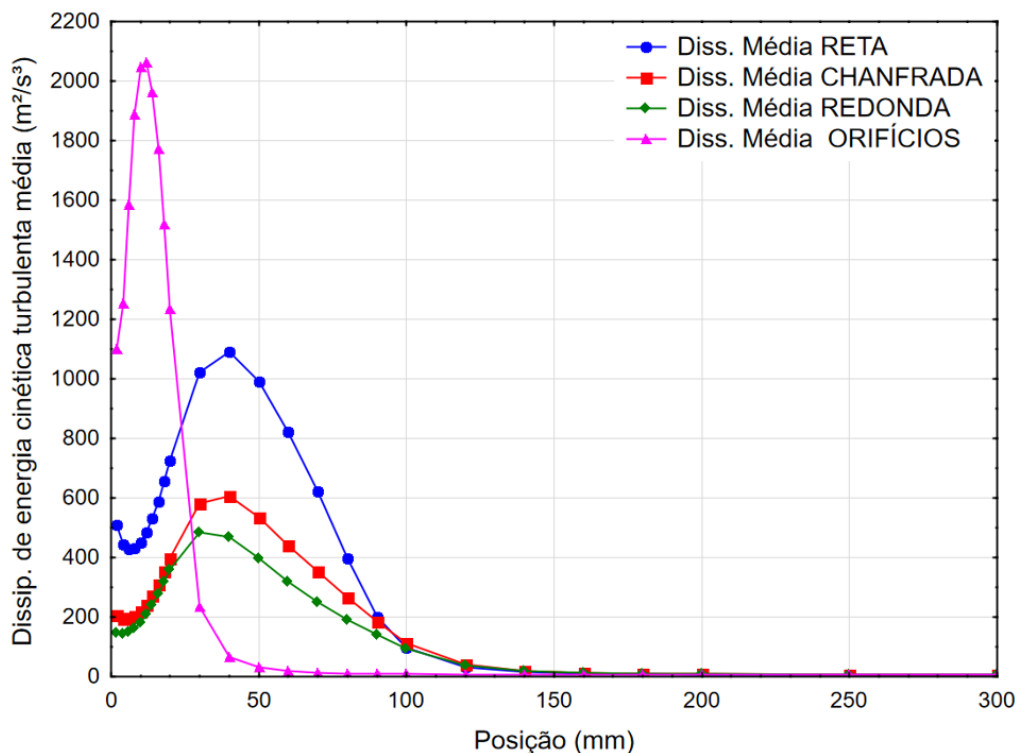
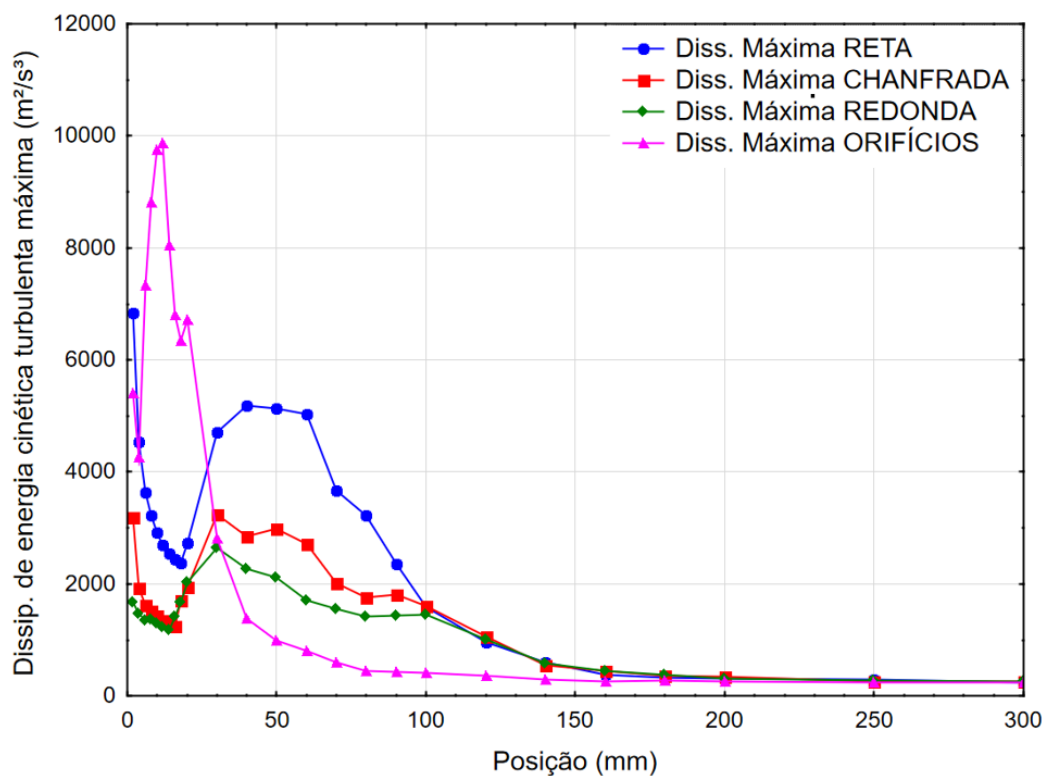


Figura 4.10 - Dissipação de energia cinética turbulenta máxima após as restrições submetidas a um Reynolds de 41.000. Posição 0 mm se refere ao final da restrição.





Ao avaliar os valores máximos da dissipação de energia, mostrados na Figura 4.10, a restrição com orifícios também apresenta os maiores picos e é a primeira a atingir os valores mais baixos.

Como visto nos resultados preliminares, uma forma de relacionar a dissipação de energia cinética turbulenta com a quebra de gota é utilizando o valor da média global da dissipação média. A Tabela 4.5 informa os valores das médias globais avaliadas no comprimento de 300 mm após as restrições. Através dos dados da Tabela 4.5, para uma mesma DTG injetada, é possível inferir que os diâmetros  $D_{95}$  após as restrições chanfrada e com orifícios serão próximos. Já a restrição reta terá os menores diâmetros, enquanto a restrição redonda terá os maiores diâmetros.

Tabela 4.5 - Médias globais da dissipação de energia cinética turbulenta para as restrições: reta, chanfrada, redonda e com orifícios.

Reta	$2,34 * 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$
Chanfrada	$1,43 * 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$
Redonda	$1,13 * 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$
Orifícios	$1,43 * 10^5 \text{ m}^2/\text{s}^3$

Para completar essa análise, cada restrição foi sujeita a uma injeção monodispersa (uniforme) com gotas de 200  $\mu\text{m}$ . Os diâmetros  $D_{10}$ ,  $D_{50}$ ,  $D_{90}$  e  $D_{95}$  obtidos após a restrição são apresentados na Tabela 4.6 para cada restrição avaliada. Como visto nos resultados preliminares, o modelo de quebra adotado representa adequadamente os diâmetros superiores ao  $D_{90}$ . Mas, para efeito de comparação entre as restrições os diâmetros  $D_{10}$  e  $D_{50}$  são apresentados.

Tabela 4.6 - Diâmetros característicos das restrições: reta, chanfrada, redonda e com orifícios.

	Reta	Chanfrada	Redonda	Orifícios
$D_{10} (\mu\text{m})$	7,03	17,62	51,59	27,51
$D_{50} (\mu\text{m})$	26,11	38,58	91,70	49,84
$D_{90} (\mu\text{m})$	52,07	80,48	164,26	90,29
$D_{95} (\mu\text{m})$	63,24	97,48	187,36	104,48

Como esperado, a restrição reta promove uma maior quebra de gotas, enquanto a restrição redonda tem o menor índice de quebra. Já a restrição chanfrada e a restrição com orifícios têm gotas com  $D_{95}$  próximos. Comparando a restrição redonda com a restrição reta, observa-se um aumento de 196% no  $D_{95}$ . Isso mostra a redução da quebra de gotas promovida pela restrição redonda. Com os dados da Tabela 4.6 e da Figura 4.7, ao comparar a restrição chanfrada e a restrição com orifícios, constata-se que para diferentes níveis de queda de pressão permanente é possível obter  $D_{95}$  próximos após a restrição. Porém o diâmetro  $D_{10}$  apresenta uma diferença mais significativa, com um desvio de 56% ao tomar como referência a restrição chanfrada. Isso sugere que durante o processo de quebra, a restrição chanfrada quebra a gota mãe em gotas filhas menores, quando comparada à restrição com orifícios.

A Tabela 4.7 exibe a posição após as restrições onde a quebra de gotas cessa. Ao correlacionar a posição onde a quebra cessa com a dissipação de energia média, Figura 4.9, nota-se que a dissipação é aproximadamente  $100 \text{ m}^2/\text{s}^3$  em todas as restrições nessa posição. Isso sugere que, para as mesmas condições de escoamento, a quebra de gotas é interrompida em um determinado valor de dissipação de energia, independente da restrição.

Tabela 4.7 - Posição após a restrição onde a quebra de gotas cessa para as novas geometrias.

Reta	100 mm
Chanfrada	100 mm
Redonda	95 mm
Orifícios	35 mm

Muitos trabalhos afirmam que a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta média é proporcional a taxa de quebra de gotas (GALINAT, MASBERNAT, *et al.*, 2005) (MANIERO, MASBERNAT, *et al.*, 2012) (PAOLINELLI, RASHEDI e YAO, 2018). Essa relação não é aplicável a todos os casos envolvendo quebra de gotas como visto nos resultados acima e observado por Azevedo (2016). Os resultados obtidos sugerem que a integral da curva de dissipação de energia média dividida pelo comprimento avaliado (média global) indica de forma mais assertiva a taxa de quebra

de diâmetros superiores ao  $D_{90}$ . Contudo, não foi encontrado na literatura constatações semelhantes à essa.

É necessária uma taxa de dissipação de energia mínima para induzir a quebra de gotas (AZEVEDO, 2016) (LIAO e LUCAS, 2009). Isso foi observado nos resultados deste trabalho, destacando a independência entre a taxa de dissipação necessária para a quebra e a geometria de restrição.

## 5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Este trabalho analisou a quebra de gotas em escoamentos turbulentos de emulsão através de restrições usando uma modelagem numérica baseada na abordagem Euler-Lagrange. Foi utilizado o modelo de quebra de gotas SSD. A fim de configurar o modelo de quebra foi desenvolvida uma metodologia para definir os valores de Weber crítico e da constante de quebra. Essa modelagem numérica mostrou-se satisfatória para representar diâmetros superiores ao  $D_{90}$ , visto que os erros das simulações são inferiores ao erro associado às medições experimentais, que é 10%. Isso mostra que o modelo de quebra de gotas SSD foi configurado adequadamente e pode ser empregado à problemas típicos de engenharia com uma boa acurácia, sem a necessidade de resultados experimentais.

Após validar a modelagem numérica, a influência da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta na quebra de gotas foi avaliada. A média global da dissipação de energia média é indicada para comparar a quebra de gotas em restrições e sugerir qual provoca a menor quebra. Quanto menor o valor da média global de dissipação de energia, maior é o valor de  $D_{90}$  após a restrição. Além disso, diferentes restrições, expostas ao mesmo escoamento, apresentam quebra de gotas enquanto a dissipação de energia média não é reduzida abaixo de um determinado valor comum entre as restrições.

Por fim, das quatro novas restrições analisadas a que obteve o melhor desempenho, ou seja, apresentou o maior valor de  $D_{95}$ , foi a restrição redonda. A restrição redonda apresentou um valor de  $D_{95}$  196% maior quando comparada com a restrição reta, que provoca a maior quebra de gotas. A restrição chanfrada e a restrição com orifícios apresentaram valores de  $D_{95}$  próximos apesar de fornecerem queda de pressão permanente distintas.

Em trabalhos futuros a metodologia de configuração dos parâmetros de entrada do modelo SSD pode ser aprimorada. É necessário ampliar a faixa de valores de  $We_{cr}$  e de  $B$  válida para o modelo. Deve ser desenvolvida uma técnica para definir o valor do parâmetro de entrada  $\xi$ . Além disso, é indicado testar a metodologia desenvolvida com outros casos típicos de engenharia, como misturadores, separadores e colunas de borbulhamento.

A análise da influência da taxa dissipação de energia cinética turbulenta pode ser refinada ao representar a turbulência com métodos mais sofisticados, como o LES e o DNS. A avaliação da quebra de gotas associada à média global de dissipação de energia deve ser investigada em outros casos típicos de engenharia, a fim de generalizar a aplicabilidade dessa análise.

## 6 BIBLIOGRAFIA

ANSYS. **ANSYS Fluent Theory Guide**. [S.I.]: ANSYS Inc., 2020.

ANSYS. **Fluent User's Guide**. [S.I.]: ANSYS inc, 2020.

APTE, S. V. et al. Stochastic modeling of atomizing spray in a complex swirl injector using large eddy simulation. **Proceedings of the Combustion Institute**, v. 32, n. 2, p. 2257-2266, 2009.

APTE, S. V.; GOROKHOVSKI, M.; MOIN, P. LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 29, n. 9, p. 1503 - 1522, 2003.

AZEVEDO, P. N. **Quebra de Gotas no escoamento Turbulento Através de um Orifício**. Rio de Janeiro: Dissertação de Mestrado. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 2016.

CROWE, C. T. et al. **Multiphase flows with droplets and particles**. [S.I.]: CRC press, 2011.

DAMIAN, R. B. **Acoplamento de balanço populacional à simulação computacional de escoamentos multifásicos polidispersos**. Rio de Janeiro: Dissertação de Mestrado. Universidade Federal do Rio de Janeiro., 2007.

DARMANA, D.; DEEN, N. G.; KUIPERS, J. A. M. Detailed modeling of hydrodynamics, mass transfer and chemical reactions in a bubble column using a discrete bubble model. **Chemical engineering science**, v. 60, n. 12, p. 3383-3404, 2005.

DAVIES, G. A.; NILSEN, F. P.; GRAMME, P. E. **The formation of stable dispersions of crude oil and produced water**: the influence of oil type, wax & asphaltene content. SPE Annual Technical Conference and Exhibition. Society of Petroleum Engineers. [S.I.]: [s.n.]. 1996.

DEEN, N. G.; SOLBERG, T.; HJERTAGER, B. H. Large eddy simulation of the gas-liquid flow in a square cross-sectioned bubble column. **Chemical engineering science**, v. 56, n. 21-22, p. 6341-6349, 2001.

DEEN, N. G.; VAN SINT ANNALAND, M.; KUIPERS, J. A. M. Multi-scale modeling of dispersed gas-liquid two-phase flow. **Chemical engineering science**, v. 59, n. 8-9, p. 1853-1861, 2004.

DELNOIJ, E. et al. Dynamic simulation of dispersed gas-liquid two-phase flow using a discrete bubble model. **Chemical engineering science**, Reino Unido, v. 52, n. 9, p. 1429-1458, 1997.

FAETH, G. M.; HSIANG, L. P.; WU, P. K. Structure and breakup properties of sprays. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 21, p. 99-127, 1995.

FATOS e Dados. **Petrobras**, 2017. Disponível em: <<https://petrobras.com.br/fatos-e-dados/parceria-com-embraer-aumenta-a-seguranca-em-pocos-submarinos.htm>>. Acesso em: 04 Agosto 2021.

FAVERO, J. L. **Simulação de escoamentos multifásicos polidispersos multivariados**. [S.l.]: Tese de Doutorado. Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2014.

GALINAT, S. et al. Drop break-up in turbulent pipe flow downstream of a restriction. **Chemical Engineering Science**, v. 60, n. 23, p. 6511-6528, 2005.

GALINAT, S. et al. Breakup of a drop in a liquid–liquid pipe flow through an orifice. **AIChE journal**, v. 53, 2007. ISSN 56-68.

GALLASSI, M. et al. Numerical and experimental evaluation of droplet breakage of O/W emulsions in rotor-stator mixers. **Chemical Engineering Science**, v. 204, p. 270-286, 2019.

GAO, Z. et al. Simulation of droplet breakage in turbulent liquid–liquid dispersions with CFD-PBM: Comparison of breakage kernels. **Chemical Engineering Science**, v. 142, p. 277-288, 2016.

GAO, Z. et al. Simulation of droplet breakage in turbulent liquid–liquid dispersions with CFD-PBM: Comparison of breakage kernels. **Chemical Engineering Science**, v. 142, p. 277-288, 2016.

GEL'FAND, I. M.; DIKII, L. A. Asymptotic behaviour of the resolvent of Sturm-Liouville equations and the algebra of the Korteweg-de Vries equations. **Russian Mathematical Surveys**, v. 30, n. 5, p. 77, 1975.

GOROKHOVSKI, M. A.; SAVELIEV, V. L. Analyses of Kolmogorov's model of breakup and its application into Lagrangian computation of liquid sprays under air-blast atomization. **Physics of Fluids**, v. 15, n. 1, p. 184 - 192, 2003.

HINZE, J. O. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. **AIChE journal**, v. 1, p. 289-295, 1955.

KIM, D.; MOIN, P. Subgrid-scale capillary breakup model for liquid jet atomization. **Combustion Science and Technology**, v. 197, n. 2, p. 1334-1357, 2020.

KOLMOGOROV, A. On the breakage of drops in a turbulent flow. **Dokl. Akad. Navk. SSSR**, v. 66, p. 825-828, 1949.

KWAKERNAAK, P. J.; VAN DEN BROEK, W. M. G. T.; CURRIE, P. K. **Reduction of oil droplet breakup in a choke**. Production and Operations Symposium. Oklahoma, U.S.A.: OnePetro. 2007.

LAU, Y. M. et al. Numerical study of bubble break-up in bubbly flows using a deterministic Euler–Lagrange framework. **Chemical Engineering Science**, v. 108, p. 9-22, 2014.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. The numerical computation of turbulent flows. **Numerical Prediction of Flow, Heat Transfer, Turbulence and Combustion**, Pergamon, p. 96-116, 1983.

LIAO, Y.; LUCAS, D. A literature review of theoretical models for drop and bubble breakup in turbulent dispersions. **Chemical Engineering Science**, v. 64, n. 15, p. 3389-3406, 2009.

LIU, S. et al. Breakup and coalescence regularity of non-dilute oil drops in a vane-type swirling flow field. **Chemical Engineering Research and Design**, v. 129, p. 35-54, 2018.

MANIERO, R. et al. Modeling and simulation of inertial drop break-up in a turbulent pipe flow downstream of a restriction. **International journal of multiphase flow**, v. 42, p. 1-8, 2012.

MUNTINGA, J. H. **Study of turbulent break-up of oil droplets in choke valves**. European Petroleum Conference. [S.l.]: Society of Petroleum Engineers. 1998.

O'ROURKE, P. J. **Collective drop effects on vaporizing liquid sprays**. Princeton: Tese de Doutorado. Princeton University, 1981.

PAOLINELLI, L. D.; RASHEDI, A.; YAO, J. Characterization of droplet sizes in large scale oil–water flow downstream from a globe valve. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 99, p. 132-150, 2018.

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, n. 6, p. 741 - 757, 1987.

ROUDSARI, S. F. et al. CFD modeling of the mixing of water in oil emulsions. **Computers & chemical engineering**, v. 45, p. 124-136, 2012.

SCHRAMM, L. L. **Emulsions, foams, and suspensions: fundamentals and applications**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2006.

SCHÜTZ, S.; GORBACH, G.; PIESCHE, M. Modeling fluid behavior and droplet interactions during liquid–liquid separation in hydrocyclones. **Chemical Engineering Science**, v. 64, n. 18, p. 3935-3952, 2009.

STEINER, H. et al. Numerical simulation and experimental study of emulsification in a narrow-gap homogenizer. **Chemical Engineering Science**, v. 61, n. 17, p. 5841-5855, 2006.

SUNGKORN, R.; DERKSEN, J. J.; KHINAST, J. G. Euler–Lagrange Modeling of a Gas–Liquid. **AIChE journal**, v. 58, n. 5, p. 1356-1370, 2012.

VAN DER ZANDE, M. J. **Droplet break-up in turbulent oil-in-water flow through a restriction**. Delft, The Netherlands: Tese de Doutorado. Delft University of Technology, 2000.



VAN DER ZANDE, M. J. et al. **Effect of Flow Through a Choke Valve on Emulsion Stability**. [S.I.]: Society of Petroleum Engineers, 1999.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method**. [S.I.]: Prentice Hall, 2007.

WHITE, F. M. **Viscous fluid flow**. New York: McGraw-Hill, v. 3, 2006.

ZHOU, Y. et al. Numerical Simulation of Bubbly Flow Using Partially Averaged Navier–Stokes Simulation and a Path Oscillation Model in the Euler–Lagrange Approach. **Industrial & Engineering Chemistry Research**, v. 60, n. 10, p. 4120-4130, 2021.

## APÊNDICE I – TESTE DE MALHA DAS GEOMETRIAS DO TRABALHO DE KWAKERNAAK, VAN DEN BROEK E CURRIE (2007)

Este apêndice mostra os resultados do teste de malha para as restrições com 1 e 13 orifícios. São apresentados a queda de pressão obtida com a malha mais refinada e com a malha adotada e os parâmetros de qualidade da malha: número de elementos, qualidade ortogonal mínima e razão de aspecto máxima.

A Figura 1 apresenta a queda de pressão da restrição com 1 orifício. O desvio relativo máximo obtido entre a malha adotada e a mais refinada é de 11%. A Tabela 1 apresenta os parâmetros de qualidade das malhas da restrição com 1 orifício. A malha mais refinada apresenta uma qualidade superior à malha adotada, mas esse refinamento não compensa o esforço computacional adicionado.

Figura 1 - Queda de pressão na restrição com 1 orifício com Reynolds na entrada de 34.614.

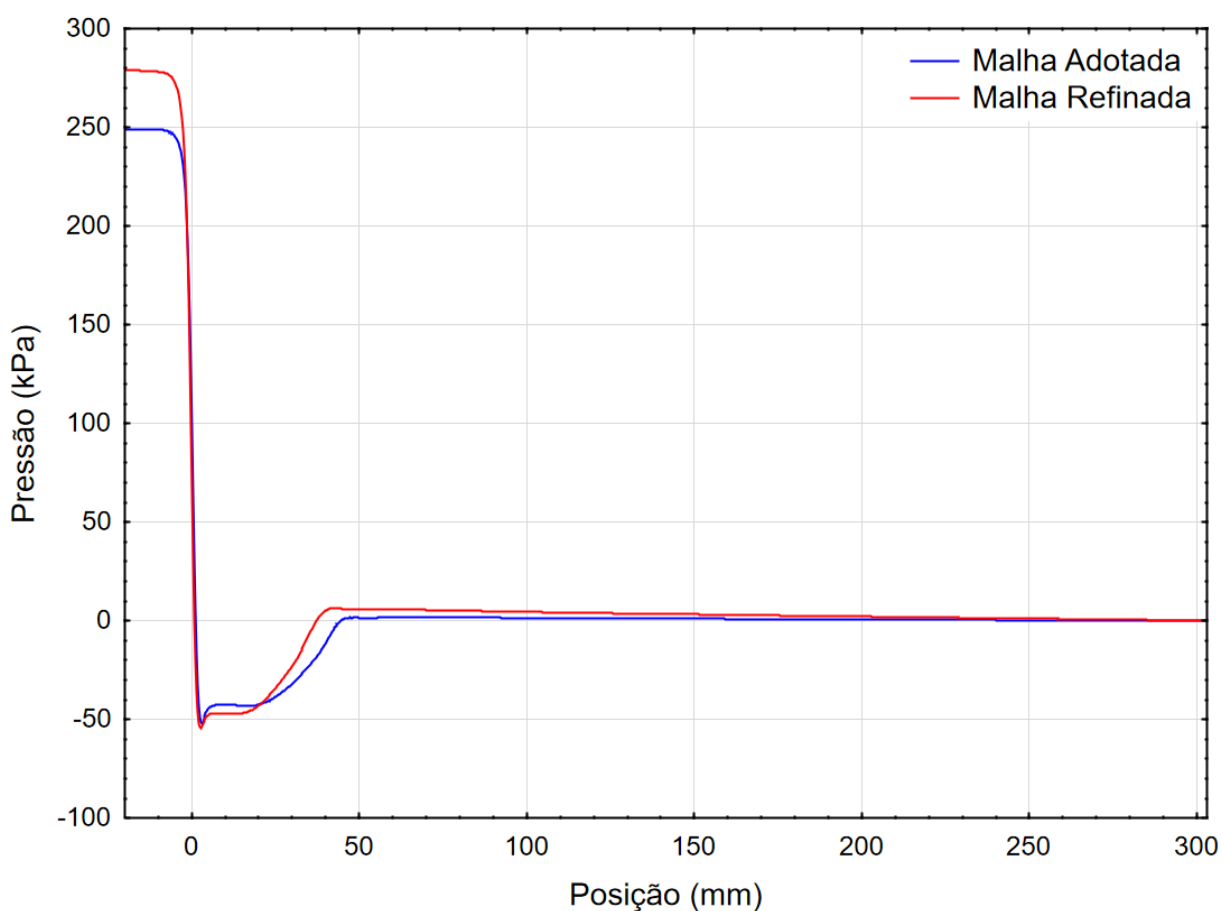


Tabela 1 - Parâmetros de qualidade das malhas da restrição com 1 orifício com Reynolds na entrada de 34.614.

Malha	Nº elementos	Qualidade Ortogonal mínima	Razão de Aspecto máxima
Adotada	1.350.885	0,11	34,63
Refinada	3.162.033	0,20	21,44

A Figura 2 apresenta a queda de pressão da restrição com 13 orifícios. O desvio relativo no interior da restrição (posição de 0mm à 212 mm) chega a 50%, mas nessa região não ocorre quebra de gotas e nenhum outro resultado é extraído. Na região a montante o desvio relativo é de 4%. A Tabela 2 mostra os parâmetros de qualidade das malhas da restrição com 13 orifícios. A malha refinada tem qualidade superior à malha adotada, mas esse refinamento não compensa o esforço computacional adicionado.

Figura 2 - Queda de pressão na restrição com 13 orifícios com Reynolds na entrada de 34.614.

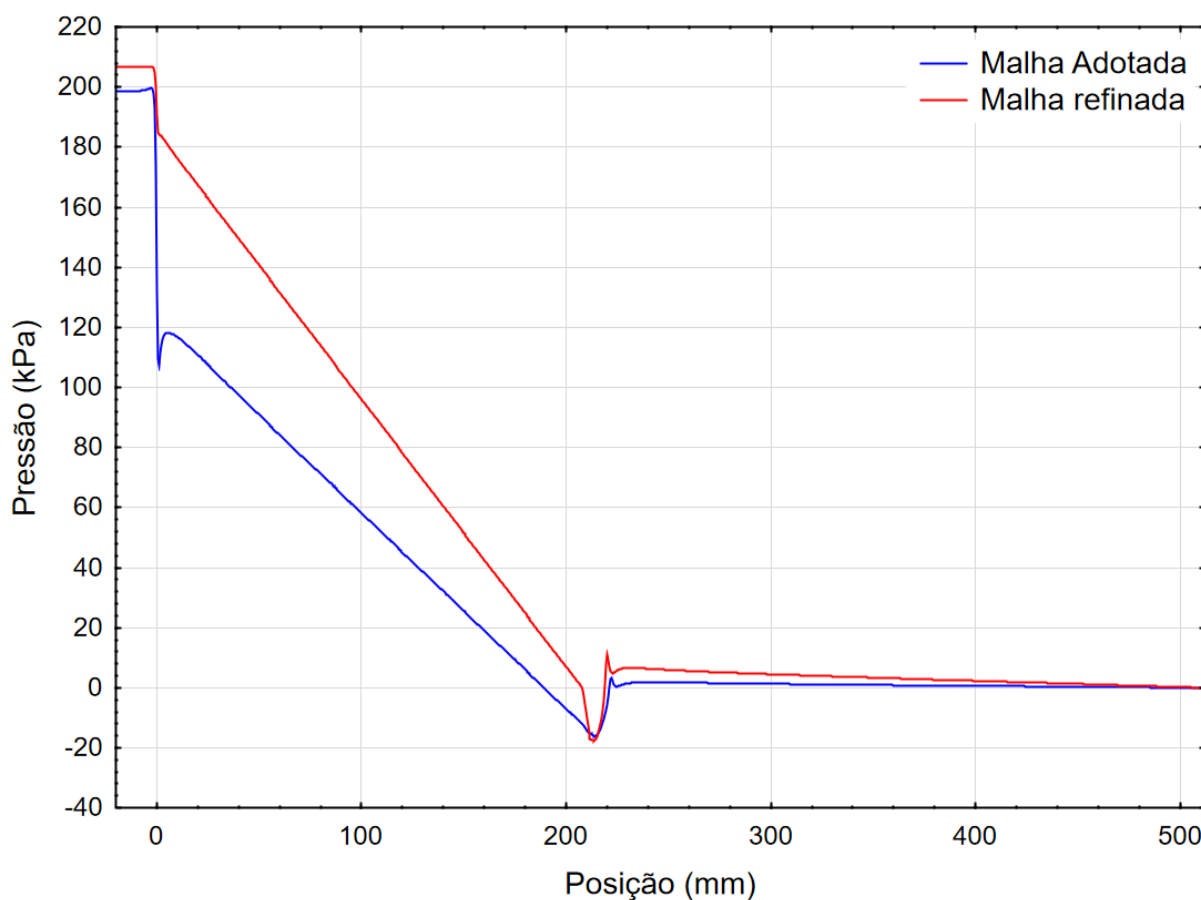


Tabela 2 - Parâmetros de qualidade da malha da restrição com 13 orifícios com Reynolds na entrada de 34.614.

<b>Malha</b>	<b>Nº elementos</b>	<b>Qualidade Ortogonal mínima</b>	<b>Razão de Aspecto máximo</b>
Adotada	3.456.719	0,09	37,38
Refinada	6.174.869	0,20	23,61

## APÊNDICE II – TESTE DE MALHA DAS NOVAS GEOMETRIAS

Este apêndice mostra os resultados do teste de malha das novas geometrias: restrição reta, redonda e com 9 orifícios. São apresentados a queda de pressão obtida com a malha mais refinada e com a malha adotada e os parâmetros de qualidade da malha: número de elementos, qualidade ortogonal mínima e razão de aspecto máxima.

A Figura 3 apresenta a queda de pressão na restrição reta. A queda de pressão de cada malha apresenta um comportamento diferente. Porém a qualidade ortogonal mínima da malha adotada é superior à malha refinada, como apresentado na Tabela 3. Os desvios relativos obtidos não justificam um refinamento intenso da malha.

Figura 3 - Queda de pressão da restrição reta com Reynolds na entrada de 41.000.

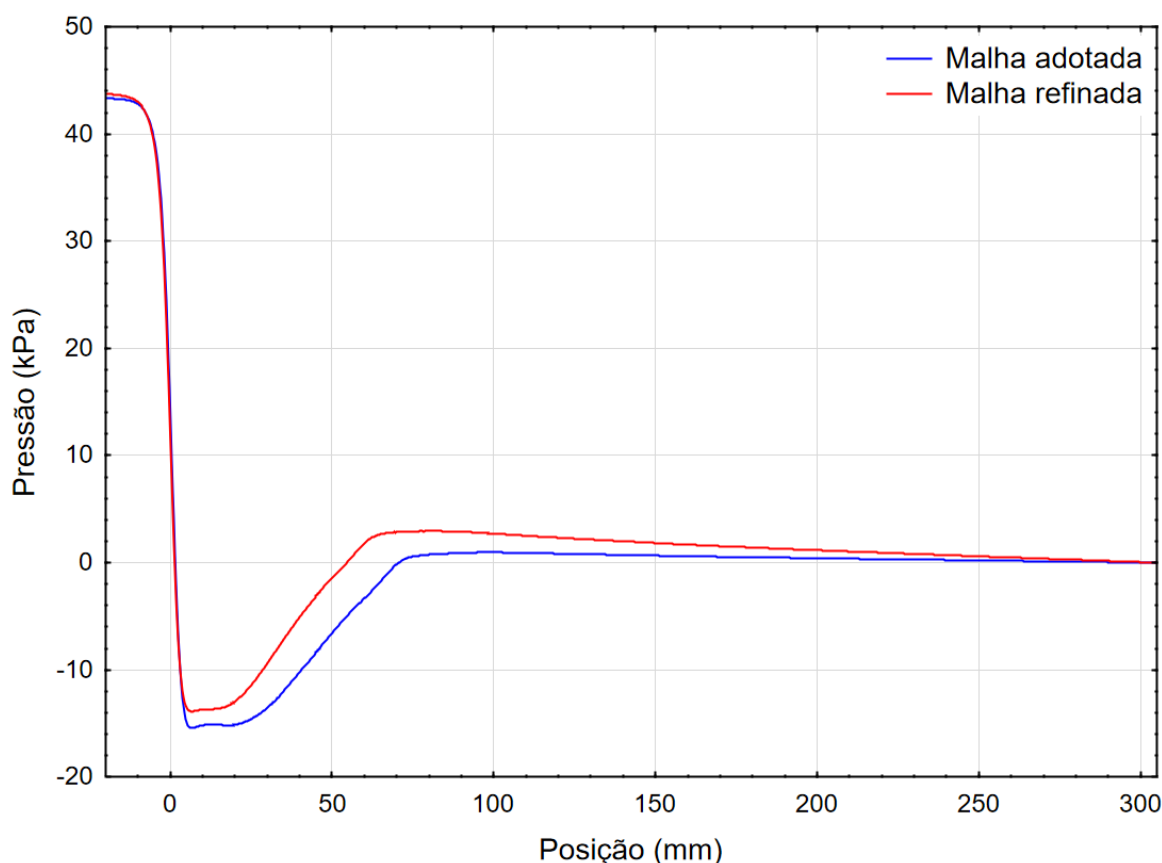


Tabela 3 - Parâmetros de qualidade da malha da restrição reta com Reynolds na entrada de 41.000.

Malha	Nº elementos	Qualidade Ortogonal mínima	Razão de Aspecto máxima
Adotada	913.041	0,25	39,89
Refinada	2.394.776	0,20	12,22

A Figura 4 apresenta a queda de pressão na restrição redonda. A queda de pressão de cada malha apresenta um comportamento diferente. Porém a qualidade ortogonal mínima da malha adotada é superior à malha refinada, como apresentado na Tabela 4. Os desvios relativos obtidos não justificam um refinamento intenso da malha.

Figura 4 - Queda de pressão na restrição redonda com Reynolds na entrada de 41.000.

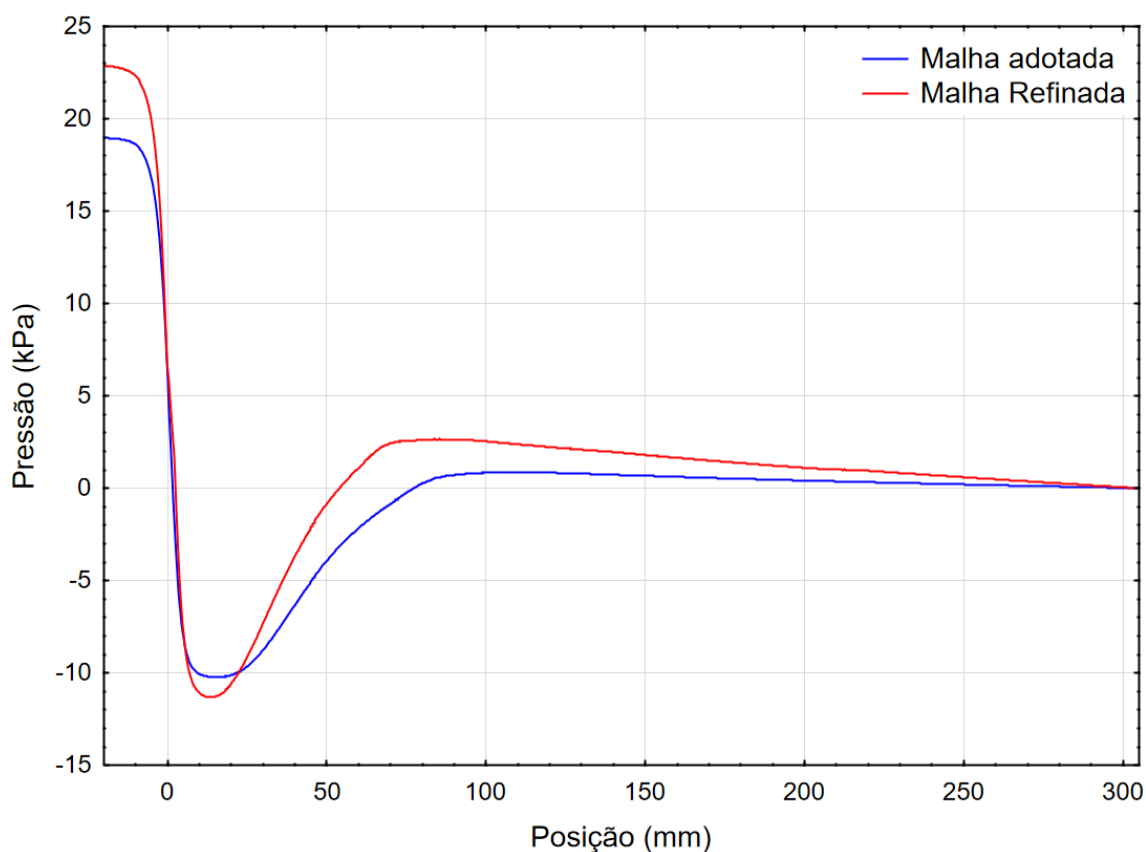


Tabela 4 - Parâmetros de qualidade da malha da restrição redonda com Reynolds na entrada de 41.000.

Malha	Nº elementos	Qualidade Ortogonal mínima	Razão de Aspecto máxima
Adotada	949.663	0,28	36,08
Refinada	2.391.838	0,21	11,28

A Figura 4 apresenta a queda de pressão na restrição com nove orifícios. A queda de pressão de cada malha apresenta um comportamento diferente. Porém a qualidade ortogonal mínima das malhas é próxima, como apresentado na Tabela 3. Os desvios obtidos não justificam um refinamento intenso da malha.

Figura 5 - Queda de pressão na restrição com 9 orifícios com Reynolds na entrada de 41.000.

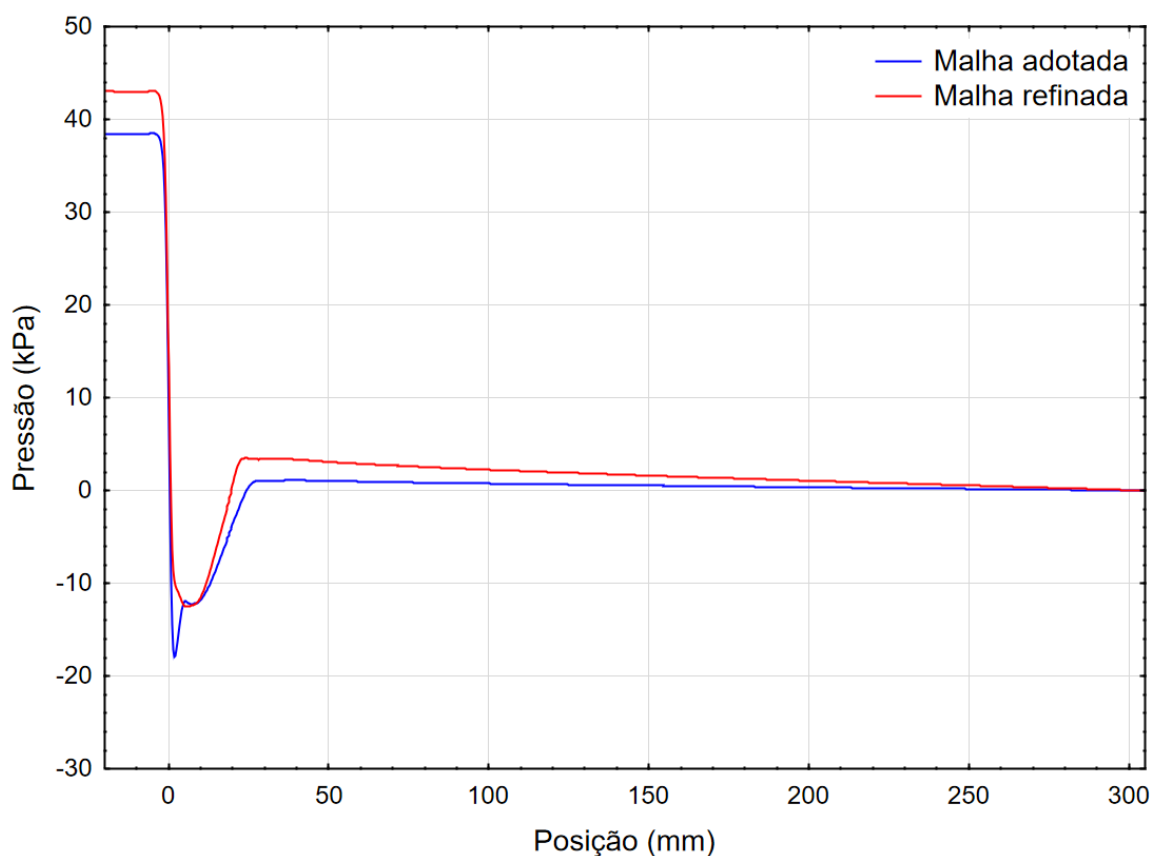


Tabela 5 - Parâmetros de qualidade das malhas da restrição com 9 orifícios com Reynolds na entrada de 41.000.

Malha	Nº elementos	Qualidade Ortogonal mínima	Razão de Aspecto máxima
Adotada	1.021.811	0,15	43,77
Refinada	2.421.370	0,17	14,12

### APÊNDICE III – PROCESSO ITERATIVO PARA DEFINIR OS PARÂMETROS DE ENTRADA DO MODELO DE QUEBRA SSD

Este apêndice apresenta as etapas do processo iterativo de configuração do modelo de quebra SSD aplicado à restrição com 7 orifícios. O número de Reynolds na entrada é 34.614 e a fase dispersa é o óleo Vítrea 9.

Tabela 6 - Etapas do processo iterativo de configuração do modelo de quebra SSD aplicado à restrição com 7 orifícios com Reynolds na entrada igual a 34.614.

Parâmetros		1ª iteração	2ª iteração	3ª iteração	4ª iteração
Entrada	$We_{cr}$	20	7,5	12	15
	$B$	3,5	2,8	3	2
Saída	$ u - u_d  (m/s)$	1,09	1,78	1,62	1,67
	$t_{bu} (s)$	$1,8 * 10^{-4}$	$7,0 * 10^{-5}$	$8,0 * 10^{-5}$	$6,5 * 10^{-5}$
	$D_{99,9} (\mu m)$	147,3	89,3	133,3	113,9
	$We_{cr} \text{ calculado}$	7,5	12,2	15,0	13,7
	$B \text{ calculado}$	2,8	2,9	2,1	2,0
	$D_{10} (\mu m)$	25,4	7,5	17,6	11,4
	$D_{50} (\mu m)$	37,9	8,7	25,8	24
$D_{90} (\mu m)$	70,9	21,4	53,1	48,1	

Na última iteração o desvio relativo entre o Weber crítico de entrada e o calculado é 8,6%. A constante de quebra de entrada e a calculada têm o mesmo valor. Dessa forma, como o desvio dos parâmetros do modelo SSD é inferior à 10% o processo iterativo pode ser encerrado.