



João Paulo Oliveira de Moraes

Simulação numérica unidimensional do escoamento horizontal trifásico no padrão de golfadas com dispersões incluindo modelo de escorregamento

Dissertação de Mestrado

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica do Departamento de Engenharia Mecânica do Centro Técnico Científico da PUC-Rio.

Orientadora: Profa. Angela Ourivio Nieckele

Coorientador: Dr. João Neuenschwander
Escosteguy Carneiro

Rio de Janeiro

Dezembro de 2020



João Paulo Oliveira de Moraes

Simulação numérica unidimensional do escoamento horizontal trifásico no padrão de golfadas com dispersões incluindo modelo de escorregamento

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica do Departamento de Engenharia Mecânica do Centro Técnico Científico da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo:

Profa. Angela Ourivio Nieckele

Orientadora

Departamento de Engenharia Mecânica – PUC-Rio

Dr. João Neuenschwander Escosteguy Carneiro

Coorientador

ISdB FlowTech

Dr. Hendy Tisserant Rodrigues

Petrobras

Prof. Marcelo Souza Castro

Faculdade de Engenharia Mecânica - UNICAMP

Rio de Janeiro, 11 de dezembro de 2020.

Todos os direitos reservados. É proibida a reprodução total ou parcial sem autorização da universidade, do autor e dos orientadores

João Paulo Oliveira de Moraes

Graduou-se em Engenharia Mecânica (Universidade Estadual de Campinas) em 2010 e trabalha desde 2012 na Petrobras, onde ocupa o cargo de Engenheiro de Petróleo.

Ficha Catalográfica

Moraes, João Paulo Oliveira de

Simulação numérica unidimensional do escoamento horizontal trifásico no padrão de golfadas com dispersões incluindo modelo de escorregamento / João Paulo Oliveira de Moraes ; orientadora: Angela Ourivio Nieckele ; coorientador: João Neuenschwander Escosteguy Carneiro. – 2020.

140 f. : il. color. ; 30 cm

Dissertação (mestrado)–Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Mecânica, 2020.

Inclui bibliografia

1. Engenharia Mecânica – Teses. 2. Escoamento trifásico. 3. Golfada. 4. Dispersão óleo-água. 5. Escorregamento. I. Nieckele, Angela Ourivio. II. Carneiro, João Neuenschwander Escosteguy. III. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Engenharia Mecânica. IV. Título.

CDD: 621

Para os meus pais, Sebastião (em memória) e Maria Olimpia.

Agradecimentos

À minha orientadora, Profa. Angela Nieckele, que me orientou com paciência, encorajamento e profissionalismo. Sua disposição em ensinar e seus sólidos conhecimentos nesse assunto fascinante que é mecânica dos fluidos foram marcantes durante nossas reuniões e discussões desde o início, além de me fazer sempre buscar a excelência. Muito obrigado!

Também agradeço ao meu coorientador, Dr. João Carneiro, que muito contribuiu com o desenvolvimento do trabalho, sempre com um forte embasamento teórico, discernimento e grandes ideias. Sua participação foi fundamental!

Ao Dr. Hendy Tisserant e ao Prof. Marcelo Castro, por terem participado da banca examinadora e, assim, contribuído com o aprimoramento desse trabalho.

À PUC-Rio, pelos auxílios, aos seus funcionários, em especial à Carina, pelas orientações, aos professores pelo aprendizado, em especial aos professores Márcio e Luís Fernando Azevedo, pelas memoráveis aulas de mecânica dos fluidos. À CAPES pelos auxílios.

À Petrobras, pelo apoio e incentivo na realização desse projeto, em especial a Cezar Paulo, José Ricardo, Milena, Saulo, João Pedro e Leandro.

Aos meus colegas da Petrobras, que contribuem para o meu aprendizado com a troca diária de conhecimento em um ambiente descontraído. Em especial, agradeço ao meu amigo João Gabriel, que muito me ajudou em várias etapas desse trabalho.

Aos meus amigos, sempre presentes no meu dia-a-dia. Reflexões, parceria e boas risadas são a energia para encarar os maiores desafios.

À minha irmã Ana Paula, atenciosa e amorosa sempre que precisei, à minha irmã Ana Maria, que com suas doces palavras e astral contagiante consegue ser tão assertiva para me incentivar e me animar, e ao meu irmão Fernando, pessoa de caráter, força e que, com sua excelência em tudo que faz, me inspira a buscar o melhor de mim.

Ao meu pai, não mais presente comigo, mas cujas lições de garra, perseverança, hombridade e amor à vida levarei para sempre. Seu legado permanece vivo! Saudades!

À minha mãe, pelo seu amor incondicional e, claro, seu bom humor matinal. Minha amiga e minha fortaleza, me incentivou e me ajudou em todos os dias dessa jornada, essa conquista também é sua!

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

Resumo

Moraes, João Paulo Oliveira de; Nieckele; Angela Ourivio (Orientadora); Carneiro, João Neuenschwander Escosteguy (Coorientador). **Simulação numérica unidimensional do escoamento horizontal trifásico no padrão de golfadas com dispersões incluindo modelo de escorregamento**. Rio de Janeiro, 2020. 140p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

O escoamento trifásico na indústria do petróleo é caracterizado pela presença das fases gás, óleo e água. A presença da terceira fase (água) traz complexidade a esse processo, visto que pode provocar a formação de diversos novos padrões de escoamento, além dos já conhecidos para escoamento bifásico. Adicionalmente, a presença de uma fase líquida dispersa na outra pode formar uma emulsão, alterando significativamente a viscosidade e, assim, influenciando diretamente na perda de carga. O foco do presente trabalho é na previsão do padrão de golfadas com dispersões de água e óleo utilizando um modelo transiente unidimensional de Dois Fluidos. A presença da água é modelada através da solução da equação de conservação de massa para a fase água. Visando prever com precisão a queda de pressão, assim como a distribuição das frações volumétricas de cada fase ao longo do domínio, desenvolveu-se um modelo de fechamento algébrico para avaliar o escorregamento entre as fases líquidas. Com o modelo proposto, os resultados obtidos para a velocidade de escorregamento no escoamento água/óleo foram comparados com dados experimentais e de outros modelos, apresentando um excelente desempenho. O modelo foi então utilizado para analisar o escoamento trifásico no padrão de golfadas. As previsões para a queda de pressão e características das golfadas (comprimento, frequência e velocidade de translação) foram comparadas com dados experimentais da literatura e os resultados são promissores.

Palavras-chave

Escoamento trifásico, golfada, dispersão óleo-água, escorregamento

Abstract

Moraes, João Paulo Oliveira de; Nieckele; Angela Ourivio (Advisor); Carneiro, João Neuenschwander Escosteguy (Co-advisor). **One-dimensional numerical simulation of horizontal three phase slug flow with dispersions including a slip model**. Rio de Janeiro, 2020. 140p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

The three-phase flow in the oil industry is characterized by the presence of the gas, oil and water phases. The presence of the third phase (water) adds complexity to this process, since it can cause the formation of several new flow patterns in addition to those already known for two-phase flow. Additionally, the presence of a dispersed phase into another can form an emulsion, altering significantly the viscosity and consequently influencing directly the pressure drop. The focus of this job is in the prediction of the slug flow with dispersions of water and oil using a one-dimensional transient Two Fluid model. The presence of water in the flow is modelled with the solution of an equation of conservation of mass. Intending to predict with precision the pressure drop, as the volumetric phase distribution of each phase throw the domain, an algebraic closure model was inserted to assess the slip between the liquid phases. With the proposed model, the results obtained for the slip velocity of the water/oil flow were compared with experimental data and other models, showing excellent performance. The model was then used to analyze the three-phase flow in the slug pattern. The predictions for pressure drop and characteristics of the slugs (length, frequency and translation velocity) have been compared with experimental data from the literature and the results are promising.

Keywords

Three phase flow, slug, oil-water dispersions, slip

Sumário

1	Introdução	21
1.1	Objetivo	24
1.2	Organização do Trabalho	25
2	Revisão Bibliográfica	26
2.1	Escoamento Líquido-Líquido Horizontal	26
2.1.1	Padrões de escoamento líquido-líquido	27
2.1.2	Modelagem do escoamento líquido-líquido	31
2.1.3	Escorregamento entre as fases	33
2.1.4	Viscosidade de emulsão	36
2.1.5	Tamanho de gotas	37
2.1.6	Coeficiente de arrasto	38
2.2	Escoamento Gás-Líquido-Líquido Horizontal	40
2.2.1	Padrões de escoamento trifásico	40
2.2.2	Gradiente de pressão em escoamento trifásico	44
2.2.3	Gradiente de pressão em escoamento trifásico	44
2.2.4	Modelagem de escoamento trifásico horizontal e de escoamento em golfadas	46
3	Modelo Matemático	50
3.1	Definições	51
3.2	Conservação de Massa	55
3.3	Conservação de Quantidade de Movimento Linear	56
3.4	Equações de Fechamento	57
3.4.1	Parâmetros geométricos	57
3.4.2	Tensões cisalhantes	59
3.4.3	Parâmetro de fluxo de quantidade de movimento	61
3.4.4	Modelo de escorregamento	63

3.4.5 Diâmetro de gotas	65
3.4.6 Propriedades	67
3.5 Condições de Contorno e Iniciais	68
4 Método Numérico	70
4.1 Fração Volumétrica	71
4.2 Velocidades	72
4.3 Pressão	75
4.4 Procedimento de Execução	76
5 Resultados	78
5.1 escoamento Líquido-Líquido	78
5.1.1 Seleção de Casos	78
5.1.2 Modelo de escorregamento de Hapanowicz	80
5.1.3 Modelo de escorregamento de Picchi	83
5.1.4 Modelo de escorregamento proposto	86
5.1.5 Simulação numérica com modelo proposto	89
5.2 escoamento Gás-Líquido-Líquido no Padrão Golfadas Dispersas	92
5.2.1 Seleção de Casos	93
5.2.2 Parâmetros numéricos e computacionais	94
5.2.3 Avaliação de modelos de viscosidade de emulsão	96
5.2.4 Avaliação do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento	103
5.2.5 Avaliação do fator de atrito interfacial	109
5.2.6 Avaliação do modelo de escorregamento	111
5.2.7 Avaliação de casos	118
6 Conclusões e Sugestões para Trabalhos Futuros	120
Referências Bibliográficas	124
Apêndice A	132
A.1. Derivação da equação de escorregamento das fases líquidas	132

A.2. Análise de sensibilidade do parâmetro $C\Omega$	134
A.3. Dados experimentais de escoamento trifásico horizontal utilizados nesse trabalho	136

Lista de figuras

Figura 1.1: Padrões de escoamento bifásico em dutos horizontais e verticais (Carneiro, 2006).	21
Figura 2.1: Ilustração de padrões líquido-líquido (Trallero, <i>et al.</i> , 1997).	28
Figura 2.2: Ilustração de padrões líquido-líquido (continuação) (Trallero, <i>et al.</i> , 1997).	29
Figura 2.3: Mapa de padrões de fluxo em função das velocidades superficiais de óleo e água obtido por Trallero, <i>et al.</i> (1997).	30
Figura 2.4: Mapa de padrões de fluxo em função das velocidades superficiais da mistura e da fração de água (<i>watercut</i>) obtido por Trallero <i>et al.</i> (1997).	30
Figura 2.5: Classificação de padrões de escoamento trifásicos proposta por Hewitt <i>et al.</i> (1995) e adotada por Pan (1996).	42
Figura 2.6: Mapa de padrão de fluxo trifásico para escoamento horizontal obtido por Pan (1996).	43
Figura 3.1: Padrões de golfadas com dispersão de água em óleo (Dwo).	50
Figura 3.2: Parâmetros geométricos para escoamento trifásico com dispersão de líquidos.	58
Figura 3.3: Ilustração de uma golfada e suas partes	63
Figura 4.1: Arranjo de malha. a) Volume de controle escalar. b) Volume de controle vetorial (Fontalvo, 2016; Pasqualette, 2017; Pasqualette, 2017).	71
Figura 5.1: Mapa de padrão líquido-líquido de Vielma, <i>et al.</i> (2007) sobreposto com mapa de Trallero, <i>et al.</i> (1997).	79
Figura 5.2: Comparação de <i>slip ratio</i> calculado pelo modelo de Hapanowicz (2008) <i>versus</i> dados experimentais.	82
Figura 5.3: Comparação de velocidade da fase dispersa calculada pelo modelo de Hapanowicz (2008) <i>versus</i> dados experimentais.	82

- Figura 5.4: Comparação de *slip ratio* calculado pelo modelo de Hapanowicz (2008) versus dados experimentais após ajuste dos coeficientes C_0 e $UsMc$ com o banco de dados desse trabalho. 83
- Figura 5.5: Comparação de velocidade da fase dispersa calculada pelo modelo de Hapanowicz (2008) versus dados experimentais após ajuste dos coeficientes C_0 e $UsMc$ com o banco de dados desse trabalho. 83
- Figura 5.6: Comparação de *slip ratio* calculado pelo modelo de Picchi *et al.* (2015) versus dados experimentais. 85
- Figura 5.7: Comparação de velocidade da fase dispersa dos dados experimentais com a calculada pelo modelo de Picchi, *et al.* (2015). 86
- Figura 5.8: Variação da função F com a fração volumétrica da fase dispersa 87
- Figura 5.9: Comparação de dados experimentais da velocidade de escorregamento como função de cd com dados calculados pelo modelo com função $Fcd = 1$. 88
- Figura 5.10: Comparação de dados experimentais da velocidade de escorregamento como função de cd com dados calculados pelo modelo com função Fcd ajustada com dados experimentais. 88
- Figura 5.11: Comparação de *slip ratio* calculado pelo modelo proposto versus dados experimentais. 89
- Figura 5.12: Comparação de velocidade da fase dispersa dos dados experimentais com calculada pelo modelo proposto. 89
- Figura 5.13: Comparação do *slip ratio* S numérico versus experimental para casos de Lovick & Angeli (2004), Lum, *et al.* (2006), Vielma, *et al.* (2007) e Zhai, *et al.* (2015). 90
- Figura 5.14: Comparação da velocidade da fase dispersa experimental com calculada por simulação numérica do modelo implementado (Lovick & Angeli (2004), Lum, *et al.* (2006), Vielma, *et al.* (2007) e Zhai, *et al.* (2015)). 91
- Figura 5.15: Comparação de queda de pressão numérico versus experimental para casos selecionados de escoamento bifásico óleo água. 91
- Figura 5.16: Gradiente de pressão e fração volumétrica média de mistura líquida em função do refinamento da malha (caso 534 de Odozi (2000)). 95

Figura 5.17: Velocidade de translação e frequência de golfadas em função do refinamento da malha e número de Courant (caso 534 de Odozi (2000)).	96
Figura 5.18: Viscosidade de emulsão prevista pelo modelo de Krieger & Dougherty (1959) com o parâmetro c_{max} igual a 45% e 74%.	98
Figura 5.19: Comparação de viscosidades de emulsão previstas pelos modelos selecionados em função do <i>watercut</i> .	98
Figura 5.20: Comparação numérico <i>versus</i> experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada para modelos de viscosidade avaliados com casos de Odozi (2000).	99
Figura 5.21: Gradiente de pressão em função do <i>watercut</i> para resultados simulados com casos da série 1 dos experimentais de Odozi (2000).	100
Figura 5.22: Gradiente de pressão em função do <i>watercut</i> para resultados simulados com casos da série 2 e dados experimentais de Odozi (2000).	101
Figura 5.23: Gradiente de pressão em função do <i>watercut</i> para resultados simulados com casos da série 3 e dados experimentais de Odozi (2000).	102
Figura 5.24: Comparação numérico <i>versus</i> experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada para sensibilidade ao parâmetro de fluxo CM com casos de Odozi (2000).	104
Figura 5.25: Evolução do perfil de <i>holdup</i> de líquidos ao longo do tempo para 534 de Odozi (2000) com CM 1,33.	105
Figura 5.26: Número de Reynolds ao longo do tubo para caso 534 de padrão Dwo de Odozi (2000).	106
Figura 5.27: Comparação de perfis de velocidade ao longo do tubo para simulações com diferentes parâmetros de fluxo para caso de padrão Dwo de Odozi (2000).	106
Figura 5.28: Comparação do perfil de <i>holdup</i> para caso de padrão de dispersão de óleo em água com sensibilidade no parâmetro de fluxo CM .	107
Figura 5.29: Perfil de número de Reynolds para caso de padrão Dow de Odozi (2000).	108

- Figura 5.30: Comparação entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfadas numérico versus experimental para os casos do padrão Dow de Odozi (2000). 108
- Figura 5.31: Comparação numérico *versus* experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada para modelos de fator de atrito interfacial avaliados com casos de Odozi (2000). 110
- Figura 5.32: Comparação numérico *versus* experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada para simulações com e sem escorregamento avaliadas com casos de Odozi (2000). 111
- Figura 5.33: Comparação de queda de pressão em função do *watercut* para séries 1, 2 e 3 de Odozi (2000) numérico (com e sem escorregamento) e experimental. 112
- Figura 5.34: Comparação de perfis de *watercut* ao longo da tubo para o caso 526 (*watercut* na entrada 36,73%) com e sem escorregamento. 113
- Figura 5.35: Comparação de perfis de viscosidade com e sem escorregamento ao longo do tubo para o casos 533 (*watercut* 8,16%), caso 526 (*watercut* 39,22%) e diferença percentual de viscosidades ao longo do tubo com e sem deslizamento para os dois casos. 114
- Figura 5.36: Variação temporal do número de Reynolds resultante das simulações sem e com escorregamento para a posição 30 m do caso 526 de Odozi (2000). 115
- Figura 5.37: Variação temporal do fator de atrito da mistura líquida resultante das simulações sem e com escorregamento para a posição 30 m do caso 526 de Odozi (2000). 116
- Figura 5.38: Comparação do escorregamento previsto pelo modelo com as simulações numéricas e dados experimentais da série 2 de Odozi (2000). 116
- Figura 5.39: Comparação de *watercut in situ* em função de *watercut* na entrada: experimental, numérico com escorregamento e numérico sem escorregamento (ampliação na faixa de altos *watercuts*). 117
- Figura 5.40: Comparação entre gradiente de pressão numérico versus experimental para casos de escoamento em golfadas de trabalhos selecionados. 119
- Figura A.2.1: Comparação numérico *versus* experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de

translação de golfada para sensibilidade de parâmetro $C\Omega$ realizada com casos de Odozi (2000).

135

Lista de tabelas

Tabela 2.1: Tabela de padrões trifásicos encontrados por Pan (1996)	42
Tabela 3.1: Tabela de fatores de atrito para regime laminar e turbulento	60
Tabela 5.1: Seleção de casos para avaliação de escoamento líquido-líquido.	79
Tabela 5.2: Configurações do modelo base de simulação	93
Tabela 5.3: Parâmetros experimentais das séries de dados retiradas de Odozi (2000).	94
Tabela 5.4: Correlações de viscosidade de emulsão selecionadas para serem avaliadas.	96
Tabela 5.5: Erros médios para dP/dx para cada modelo de viscosidade de emulsão.	103
Tabela 5.6: Erro médio global entre simulações, sensibilidade ao CM para casos de Odozi (2000).	106
Tabela 5.7: Erros médios para os modelos de fator de atrito interfacial considerados	111
Tabela 5.8: Erros na previsão do gradiente de pressão para os casos 533 e 526 de Odozi (2000)	115
Tabela 5.9: Principais condições experimentais dos trabalhos selecionados para avaliação do modelo parametrizado.	118
Tabela A.2.1: Erros médios para sensibilidade de valores de $C\Omega$ considerados	136
Tabela A.3.2: Propriedades dos fluidos utilizados nos casos experimentais de Odozi (2000).	137
Tabela A.3.3: Dados experimentais dos casos de padrão de golfadas para óleo dominante: escoamento bifásico de óleo e ar no padrão de golfadas (O-SI) e escoamento trifásico de óleo, água e ar no padrão golfadas com dispersão de água em óleo (D-O-SI) (Odozi, 2000).	138

Tabela A.3.4: Dados experimentais dos casos de padrão de golfadas para água dominante: escoamento bifásico de água e ar no padrão de golfadas (W-SI) e escoamento trifásico de óleo, água e ar no padrão de golfadas com dispersão de óleo em água (D-W-SI) (Odozi, 2000). 139

Tabela A.3.5: Dados experimentais dos casos de padrão de golfadas com transição entre dispersões de óleo dominante (D-O-SI) e água dominante (D-W-SI) (Odozi, 2000). 139

Tabela A.3.6: Dados experimentais dos casos de trabalhos utilizados para comparação com resultados do modelo com parâmetros de simulação selecionados (Dehkordi, *et al.*, 2019) (Poesio, *et al.*, 2009). 140

Nomenclatura

A	Área da seção transversal da tubulação, [m ²]
c	Fração volumétrica na fase líquida, [-]
C	Parâmetro de fluxo de quantidade de movimento, [-]
Ca	Número de capilaridade, [-]
C_D	Coeficiente de arrasto de gotas, [-]
Co	Número de Courant, [-]
d	Diâmetro da gota, [m]
D	Diâmetro do duto, [m]
D_h	Diâmetro hidráulico, [m]
Eo	Número de Eötvös, [-]
f	Fator de atrito, [-]; Frequência, [Hz]
g	Aceleração da gravidade, [m/s ²]
h_M	Espessura do filme da mistura líquida, [m]
L_s	Comprimento da golfada, [m]
P	Pressão, [Pa]
r	Parâmetro do fator de atrito interfacial
R_G	Constante dos gases, [m ² /s ² /K]
Re	Número de Reynolds, [-]
S	Perímetro molhado, [m]
t	Tempo, [s]
T	Temperatura, [K]
U	Velocidade, [m/s]
U_f	Velocidade de translação da golfada, [m/s]
$U_{SG,t2D}$	Velocidade de ondas 2D, [m/s]
$U_{SG,tKH}$	Velocidade de ondas de Kelvin-Helmholtz, [m/s]
x	Coordenada axial, [m]
\forall	Volume, [m ³]

Símbolos gregos

Δ	Varição de uma grandeza
α	Fração volumétrica da fase, [-]
β	Ângulo de inclinação da tubulação em relação à horizontal, [°]
γ	Fator de sub relaxação, [-]
μ	Viscosidade dinâmica, [Pa s]
ρ	Massa específica, [kg/m ³]
σ	Tensão superficial, [N/m]
τ	Tensão cisalhante, [Pa]
φ	Grandeza genérica
Ω	Termo gradiente na equação de conservação de quantidade de movimento da mistura líquida, [kg/m ² /s ²]

Subscritos

<i>c</i>	Referente à fase contínua
<i>d</i>	Referente à fase dispersa; gota
<i>e</i>	Referente à face leste do volume de controle principal
<i>E</i>	Referente ao centro do volume de controle escalar a leste
<i>G</i>	Fase gás
<i>GM</i>	Referente a gás-mistura líquida
<i>gota</i>	Referente à gota
<i>i</i>	Interface
<i>K</i>	Referente à uma das fases
<i>M</i>	Fase mistura líquida óleo-água
<i>max</i>	Máximo
<i>O</i>	Fase óleo
<i>P</i>	Referente ao centro do volume de controle principal
<i>ref</i>	Condição de referência
<i>s</i>	Escorregamento; superficial
<i>S</i>	Relacionado a um sistema ar-água a 1 atm e 20 °C
<i>w</i>	Parede; referente à face oeste do volume de controle principal
<i>W</i>	Fase água; referente ao centro do volume de controle escalar a oeste

ww Referente à face oeste do volume de controle escalar a oeste

Sobrescritos

0 Referente ao passo de tempo anterior

* Referente à iteração anterior

^ Referente à uma grandeza aproximada pelo esquema *upwind*

~ Referente à uma grandeza aproximada

1 Introdução

Em diversas indústrias, é comum a ocorrência de escoamento com mais de uma fase em tubulações. Na indústria de petróleo, normalmente estão presentes duas fases: óleo e gás, sendo que a fase gasosa pode ser proveniente do reservatório ou sair de solução do óleo. Para a realização de investimentos em projetos de produção, as empresas de engenharia de petróleo utilizam *softwares* de simulação numérica desenvolvidos para modelar o escoamento multifásico, e assim prever as condições de produção para avaliar a economicidade de cada projeto.

Um aspecto importante no estudo de escoamento multifásico é a ocorrência de padrões de fluxo, que são a forma como as fases se distribuem espacialmente na tubulação. A depender de qual padrão ocorrer na tubulação, a dinâmica do escoamento pode variar significativamente.

A Figura 1.1 ilustra a classificação normalmente utilizada para os padrões possíveis de ocorrer em escoamentos bifásicos gás-líquido. Para fluxo horizontal, os padrões são: estratificado, estratificado ondulado, bolhas alongadas, golfadas, anular e bolhas dispersas. Para o fluxo vertical, são encontrados os regimes no padrão bolhas, golfadas, caótico e anular.

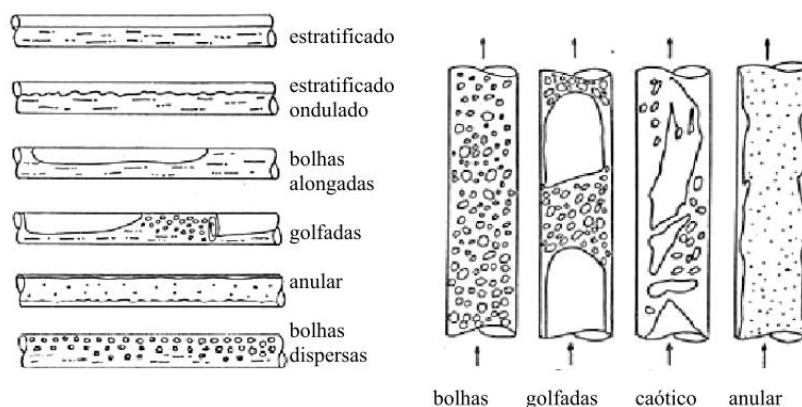


Figura 1.1: Padrões de escoamento bifásico em dutos horizontais e verticais (Carneiro, 2006).

Um caso importante dos padrões de escoamento é o de golfadas, que é frequente, podendo ocorrer para uma grande faixa de vazões de gás e líquido. Conforme ilustrado na Figura 1.1, para o caso horizontal, esse padrão é

caracterizado pela alternância entre pistões de líquido escoando, que podem possuir quantidade de movimento significativa, com bolhas de gás escoando com uma camada de líquido estratificada na base da tubulação (Andreolli, 2016).

Por apresentar uma característica intermitente, o escoamento em golfadas provoca oscilações constantes em variáveis de processo durante a produção de petróleo, podendo provocar problemas de fadiga, que encurtam a vida útil dos dutos e equipamentos. A correta previsão e caracterização desse padrão pelo engenheiro de produção de petróleo é uma tarefa complexa, mas necessária para o projeto das instalações submarinas e de superfície de um campo produtor de petróleo. Para projetos de grande porte em águas profundas, essa necessidade se justifica ainda mais, visto que os custos dos equipamentos são muito grandes, da ordem de centenas de milhões de dólares.

Outro aspecto importante da produção de petróleo, principalmente em campos *offshore*, é que, com a evolução da vida produtiva do reservatório, água proveniente da formação começa a escoar juntamente com as outras fases, aumentando sua fração volumétrica, podendo chegar a valores da ordem de 95% da fração de líquidos (*watercut*).

A presença da água pode trazer efeitos que influenciam significativamente o escoamento. Como água e óleo são líquidos imiscíveis, quando escoam juntos, novos padrões de fluxo, além dos padrões gás-óleo já mencionados, podem se formar (Açikgöz, *et al.*, 1992).

Para baixas velocidades, podem se formar padrões estratificados, em que os filmes de cada fase líquida ficam separados e bem definidos, podendo escoar à mesma velocidade ou com diferenças, quando ocorre o chamado “escorregamento”. Conforme a vazão de líquidos aumenta e, conseqüentemente, a velocidade, a interface entre os filmes líquidos começa a se misturar, formando gotas de água na fase óleo e gotas de óleo na fase água.

Caso as velocidades de escoamento aumentem mais, as fases líquidas formam uma dispersão, em que uma das fases está completamente dispersa em forma de gotas suspensas na outra fase contínua, podendo haver escorregamento das gotas em relação à fase contínua. Tipicamente, para uma dada velocidade de mistura, a fração volumétrica de cada fase líquida é o que determina qual será contínua e qual será dispersa nas condições de escoamento.

Um efeito importante que ocorre nesse padrão é a alteração da viscosidade da

dispersão formada em relação à fase contínua. A viscosidade da mistura tende a aumentar com o aumento do *watercut*, enquanto o óleo for a fase contínua.

Para escoamento trifásico, os padrões líquido-líquido podem ocorrer juntamente com os padrões gás-líquido, o que aumenta a complexidade para representar o problema através de modelos matemáticos. No caso em que a mistura líquida em contato com a fase gasosa forme uma golfada, é comum que ocorra uma dispersão de líquidos no pistão da golfada, onde as velocidades do escoamento são altas, provocando grande mistura entre as fases líquidas presentes. Para modelar esse tipo de escoamento, é comum se considerar as duas fases líquidas como uma mistura homogênea, isto é, água e óleo serem tratadas como uma fase somente, transladando na tubulação com a mesma velocidade e com propriedades físicas ponderadas pelas frações volumétricas de cada fase, mantendo assim a abordagem bifásica para o problema.

Contudo, essa abordagem pode acarretar em resultados incorretos para as simulações do escoamento. Como as fases líquidas podem escoar com diferentes velocidades, as frações volumétricas ao longo do tubo podem ser diferentes das calculadas pelo modelo Homogêneo, implicando em um cálculo incorreto das propriedades físicas da mistura, pois são calculadas em função das frações volumétricas *in situ* de cada fase.

Nesse trabalho, o foco é na caracterização de escoamento em golfadas trifásicas horizontais, com a água e o óleo formando uma dispersão, tanto para o óleo quanto para a água como fase contínua. Para a caracterização do escoamento, selecionou-se o Modelos de Multi-Fluidos (Ishii & Hibiki (2011)). Para alcançar esse objetivo, introduziu-se a presença da terceira fase em um código computacional de simulação numérica de escoamentos multifásicos, já desenvolvido pelo Grupo de Dinâmica dos Fluidos Computacional do Departamento de Engenharia Mecânica na PUC-Rio (Ortega & Nieckele (2005), Carneiro (2006), Simões *et al.* (2014), Fontalvo (2016) e Pasqualetto (2017)).

Uma investigação mais detalhada do padrão golfadas com a presença de óleo e água formando dispersões se justifica por poder ocorrer praticamente durante toda a vida produtiva de um campo. Vale lembrar que esse regime pode ocorrer para uma ampla faixa de vazões de líquido e gás e que, na presença do padrão de golfadas entre gás/líquido, é comum que no corpo da golfada aconteça uma alta turbulência das fases líquidas, condição necessária para que formem uma dispersão.

Assim, nos primeiros anos da vida produtiva de um poço de petróleo em campos *offshore*, determinantes para a economicidade de um projeto desse tipo, é comum a formação do padrão golfada com dispersão de água em óleo, visto que a fração volumétrica de água na tubulação é pequena.

Para campos em estágio maduro de produção, decisões de extensão de vida produtiva normalmente envolvem avaliações técnico-econômicas para instalação de facilidades com o objetivo de transportar misturas com alto *watercut* para grandes distâncias entre o poço e a plataforma. Nessas situações, normalmente, baixas margens operacionais estão envolvidas, o que exige um modelo preciso para a previsão das condições de escoamento para suportar os decisores.

Outra motivação encontrada é que a maioria dos modelos da literatura encontrados para representar dispersões de óleo e água não considera escorregamento entre as fases líquidas, o que, conforme mencionado, pode gerar resultados incorretos. Dessa forma, além da caracterização do regime de golfadas para escoamento trifásico, será avaliado um modelo desenvolvido nesse trabalho para cálculo do escorregamento entre as fases líquidas para o caso em que o óleo é a fase contínua, que busca melhor representar o escoamento com mais de uma fase líquida presente.

1.1 Objetivo

O objetivo desse trabalho é atingir maior entendimento de escoamento trifásico horizontal (gás, óleo e água) no padrão golfadas com dispersões de óleo e água através de simulações numéricas de escoamento. Para isso, serão realizadas as seguintes análises:

1. Avaliação de modelos de escorregamento entre as fases líquidas para dispersões em que o óleo é a fase contínua
2. Análise de modelos de viscosidade de emulsão para escoamento trifásico.
3. Caracterização do padrão golfadas no escoamento trifásico horizontal (queda de pressão, frequência, comprimento e velocidade de golfada).

Todas as análises serão feitas através da comparação dos resultados das simulações numéricas dos modelos estudados com dados experimentais da literatura.

1.2 Organização do Trabalho

O capítulo 2 foi dividido em duas partes. Na primeira, é feita uma abordagem dos aspectos relevantes de escoamento bifásico líquido-líquido, no qual são apresentadas abordagens para a modelagem desse tipo de problema, trabalhos experimentais tratando do escorregamento entre as fases líquidas, modelos de viscosidade de emulsão selecionados, trabalhos sobre diâmetros de gotas dispersas, parâmetro importante para a avaliação do escorregamento entre as fases líquidas e, por último nessa parte, são comentados alguns trabalhos sobre coeficiente de arrasto, parâmetro que também é importante para avaliar o escorregamento. Na segunda parte, o foco é fazer uma caracterização do escoamento trifásico gás-líquido-líquido. Primeiramente, é apresentada uma revisão da classificação de padrões de fluxo com a presença da água, em seguida são discutidos pontos importantes sobre queda de pressão para esse tipo de escoamento, e por fim, formas de modelar o problema trifásico são discutidas.

O capítulo 3 apresenta as equações de conservação utilizadas para modelar o problema de escoamento trifásico. Também são apresentadas as equações de fechamento utilizadas, como fator de atrito, parâmetro de fluxo de quantidade de movimento, diâmetro de gotas da fase dispersa e o modelo de escorregamento entre fases líquidas desenvolvido nesse trabalho.

No capítulo 4 é apresentado o procedimento de discretização das equações de conservação do modelo através do método de volumes finitos. Também são apresentados os procedimentos de execução do código implementado para solução do modelo de escorregamento e do sistema de equações algébricas para a solução do escoamento.

Os resultados das análises realizadas são apresentados no capítulo 5. O capítulo é dividido em duas partes. A primeira é relativa às análises de escoamento líquido-líquido para escolha e desenvolvimento do modelo de escorregamento entre as fases líquidas. A segunda apresenta os resultados das simulações dos casos de golfadas trifásicas horizontais.

Por fim, no capítulo 6 são apresentadas as conclusões obtidas com as análises e recomendações para estudos futuros sobre escoamento trifásico.

2 Revisão Bibliográfica

A revisão da literatura será feita em duas partes. Na primeira, será apresentada uma caracterização do escoamento líquido-líquido (água e óleo) horizontal. Na segunda parte, será apresentada uma revisão de escoamento trifásico (gás, óleo e água) horizontal.

2.1 Escoamento Líquido-Líquido Horizontal

Água e óleo são líquidos imiscíveis, portanto formam duas fases separadas quando escoando em uma tubulação, e assim como para o caso de gás e líquido, podem assumir diferentes distribuições geométricas ao longo do tubo, formando padrões de escoamento que influenciam diretamente na dinâmica do escoamento.

Porém, o escoamento bifásico gás-líquido é caracterizado por condições muito particulares e extremas, visto que as razões das propriedades viscosidade e massa específica entre o gás e o líquido são normalmente baixas, o que faz com que efeitos gravitacionais sejam sempre importantes. Já para o caso líquido-líquido, a razão de massas específicas é próxima de um, porém a razão de viscosidades pode se estender por uma faixa de várias ordens de magnitude. Assim, a influência da gravidade diminui, e propriedades como as molhabilidades do material do duto pelos líquidos presentes, assim como a tensão superficial entre eles ganham importância (Brauner, 2002).

Dessa forma, apesar da importância, ainda não existe uma classificação bem definida para os possíveis padrões de escoamento óleo-água na literatura, visto que alguns padrões podem ser encontrados para determinados tipos de misturas óleo-água, mas não para outras (Trallero, *et al.* (1997) e Castro & Rodriguez (2014)), a depender da viscosidade e massa específica do óleo. A observação de padrões óleo-água depende muito das condições experimentais e propriedades do óleo. Por exemplo, o padrão anular tende a ser formar com óleos pesados e viscosos, enquanto nas mesmas condições, mas com um óleo pouco viscoso, forças dispersivas são dominantes e a configuração anular não se estabiliza.

A seguir, serão apresentados os padrões de fluxo para escoamento óleo e água de acordo com a classificação de Trallero *et al.* (1997), muito utilizada na literatura. Em seguida, modelos para representar o escoamento bifásico de óleo e água em tubulações são discutidos. Após, serão mencionados trabalhos experimentais de escoamentos bifásicos óleo-água que avaliaram a possibilidade de escorregamento entre as fases, para os diversos padrões possíveis. Depois, modelos de tamanho de gotas são mostrados, que influenciam diretamente no cálculo do escorregamento de fases, assim como o coeficiente de arrasto associado às gotículas, que é discutido logo a seguir.

2.1.1 Padrões de escoamento líquido-líquido

Diversos autores investigaram os tipos de padrões para escoamento de óleo e água e algumas classificações foram criadas, como em Angeli (1996). Trallero *et al.* (1997) realizaram experimentos com água e óleo de baixa viscosidade (29,6 cP) e observaram a formação de 6 tipos de padrões, divididos em duas categorias (segregados e dispersões).

Contudo, vale observar que os padrões apresentados pelos autores não esgotam as possibilidades para o escoamento óleo-água, pois a depender das características do escoamento e dos líquidos envolvidos, determinados padrões podem se formar ou não. Castro & Rodriguez (2014) realizaram experimentos para investigar a formação e transição de padrões, além de queda de pressão para escoamentos de água e óleo viscoso (300 cP). Os autores observaram 7 tipos de padrões em seus experimentos, alguns deles não observados por Trallero *et al.* (1997), como por exemplo *core-annular flow*.

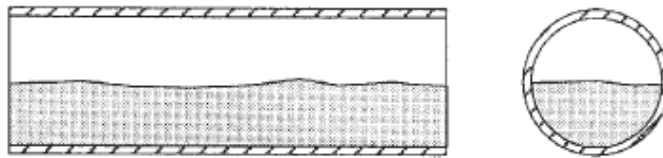
Nesse trabalho será adotada a classificação de Trallero *et al.* (1997), já que, conforme será apresentado no capítulo 5, as análises utilizaram como referência dados experimentais de óleos de baixa viscosidade. Além disso, essa classificação é bastante utilizada na literatura.

Como mencionado, Trallero *et al.* (1997) encontraram seis padrões de escoamento líquido-líquido, e os dividiram em duas categorias. A Figura 2.1 e a Figura 2.2 ilustram os diferentes padrões, de acordo com a classificação adotada pelos autores.

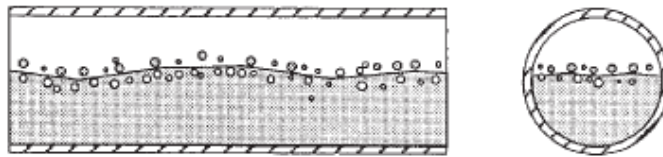
A primeira categoria é a de escoamentos segregados, que contemplam o

padrão estratificado (ST) e estratificado com mistura na interface (ST & MI). Para baixas velocidades superficiais de óleo e água, o escoamento é dominado pela gravidade, fazendo com que as fases segreguem, formando o padrão estratificado (ST), em que os filmes de cada fase líquida ficam separados e bem definidos, podendo escoar à mesma velocidade ou não, quando ocorre o chamado “escorregamento”. À medida que a vazão de líquidos aumenta, forças dinâmicas começam a se contrapor à gravidade, provocando um certo grau de mistura na interface, com o aparecimento de gotas de cada fase dispersa na outra fase, mas próximas à interface, o que caracteriza o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI).

Stratified Flow (ST)



Stratified Flow with mixing at the interface (ST & MI)



Dispersion of oil in water and water (Do/w & w)

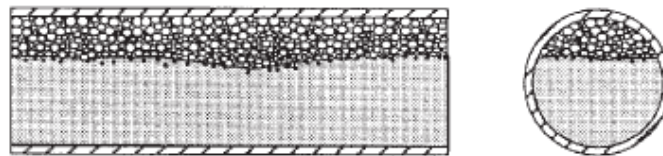


Figura 2.1: Ilustração de padrões líquido-líquido (Trallero, *et al.*, 1997).

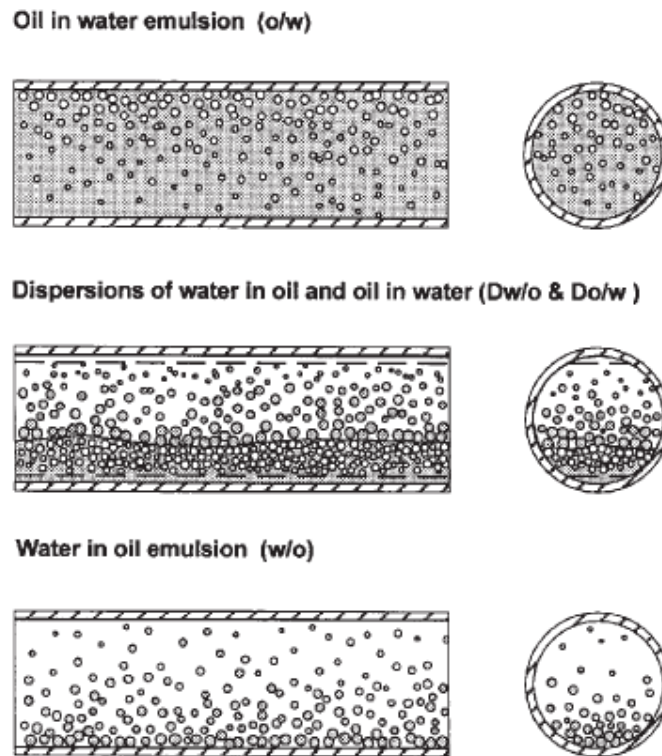


Figura 2.2: Ilustração de padrões líquido-líquido (continuação) (Trallero, *et al.*, 1997).

A segunda categoria é a de dispersões, que irão se formar sempre que a velocidade das fases for suficientemente intensa para desestabilizar os filmes líquidos segregados. Essa categoria é dividida em duas subcategorias: água dominante e óleo dominante.

A subcategoria de água dominante ocorre para altas frações de água e inclui dispersão de óleo em água com uma camada de água (Dow & w) e dispersão de óleo em água (Dow). A primeira ocorre quando a energia do escoamento da água ainda é insuficiente para distribuir gotas grandes de óleo por toda a seção transversal da tubulação, mantendo uma camada de água abaixo de uma camada de dispersão. Porém, com o aumento da velocidade da água essa mistura ocorre, formando a dispersão Dow, com óleo disperso em água contínua.

Já a subcategoria de óleo dominante inclui a dispersão de óleo em água e água em óleo (Dow & Dwo) e dispersão de água em óleo (Dwo), que ocorrem para frações de água menores. A primeira se forma para velocidades superficiais intermediárias. A segunda para altas, quando a energia do escoamento é suficiente para que a fase dispersa se espalhe por toda a seção transversal, com água dispersa em óleo contínuo.

A Figura 2.3 mostra o mapa dos padrões de fluxo com coordenadas de velocidades superficiais das fases presentes obtido por Trallero *et al.* (1997), e que

ilustra os padrões das Figura 2.1 e Figura 2.2. Na Figura 2.4 é apresentado o mapa obtido com coordenadas de velocidade superficial da mistura e *watercut*. Neles, estão contidas as transições dos padrões descritas anteriormente.

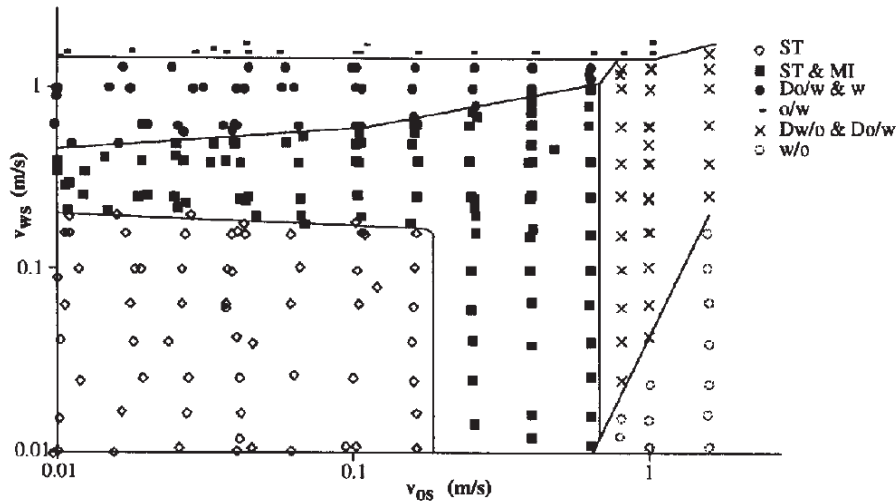


Figura 2.3: Mapa de padrões de fluxo em função das velocidades superficiais de óleo e água obtido por Trallero, *et al.* (1997).

Um termo normalmente utilizado para escoamento imiscível líquido-líquido é emulsão. Emulsão é uma dispersão que se mantém estável no tempo, nas quais normalmente há a presença de surfactantes, que inibem a coalescência das gotas dispersas (Brauner, 2002). A depender do tempo de análise, uma dispersão pode ser considerada uma emulsão, se o período considerado for curto o suficiente para não permitir que as fases se separem (Trallero, *et al.*, 1997).

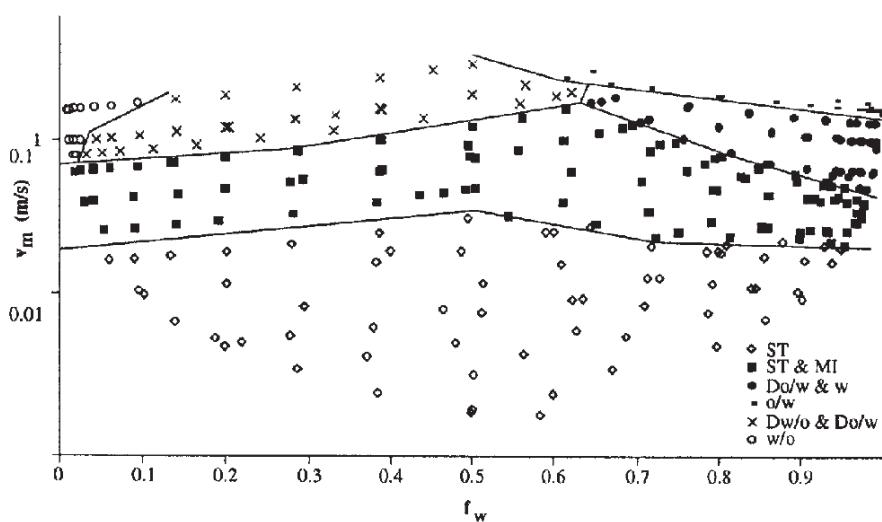


Figura 2.4: Mapa de padrões de fluxo em função das velocidades superficiais da mistura e da fração de água (*watercut*) obtido por Trallero *et al.* (1997).

Nos padrões completamente dispersos (Dwo e Dow) ainda pode existir um

gradiente radial de concentrações, sendo que a emulsão só é considerada uma mistura homogênea para velocidades altas o suficiente para provocar a mistura completa das fases. Para uma dada velocidade de mistura, a fração volumétrica de cada fase líquida é o que determina qual será contínua e qual será dispersa nas condições de escoamento.

2.1.2 Modelagem do escoamento líquido-líquido

São encontrados na literatura duas formas principais de modelar o escoamento líquido-líquido (óleo e água): métodos empíricos e modelos fenomenológicos, que buscam representar o problema através da aplicação de princípios físicos com equações de conservação e relações constitutivas.

No grupo de métodos empíricos, Charles & Lilleleht (1966) adaptaram os coeficientes X e Φ da correlação de Lockhart & Martinelli (1949), utilizados para calcular o gradiente de pressão em escoamento gás-líquido, para o caso de escoamento óleo-água. Theissing (1980) desenvolveu uma correlação que pode ser utilizada para os dois casos, gás-líquido ou líquido-líquido.

Para os modelos fenomenológicos, as abordagens podem variar de acordo com a aplicação. Na indústria do petróleo, normalmente ocorre o escoamento de óleo e água em longas tubulações com inclinações variando de horizontal até vertical. Nesse caso, o maior interesse é nas variações que ocorrem no sentido do fluxo. Sendo assim, modelos com equacionamento 1-D são os mais apropriados, pois são mais simples, de menor custo computacional e capturam os fenômenos de interesse envolvidos. As duas abordagens principais são: modelo de Dois Fluidos e modelo de Mistura (Ishii & Hibiki, 2011).

O modelo de Dois Fluidos, também chamado de Euleriano-Euleriano, é obtido com um processo de média das equações de conservação de massa e quantidade de movimento linear das duas fases (consideradas ambas como um meio contínuo), o que simplifica significativamente as equações, sem perder a funcionalidade de poder descrever os campos de velocidades e pressão ao longo do escoamento. O processo de médias leva à necessidade de equações de fechamento para o modelo, que são normalmente obtidas por correlações empíricas.

Para escoamento estratificado, Taitel & Dukler (1976b) desenvolveram um equacionamento simplificado de dois fluidos através de um balanço de forças

(viscosas e pressão) nas duas fases, em regime permanente, para chegar a uma expressão para calcular o gradiente de pressão. Não é considerado nenhum grau de mistura na interface. Arirachakaran *et al.* (1989) foram uns dos primeiros a utilizar esse tipo de modelo para esse padrão, com as hipóteses de interface plana, ausência de escorregamento e transferência de massa entre as fases.

Posteriormente, alguns trabalhos consideraram a mistura na interface entre as fases no escoamento estratificado, com entranhamento e deposição de gotas. Valle (2000) derivou uma fórmula para a taxa de entranhamento e deposição de gotas na interface das fases. Lovick (2004) apresentou um desenvolvimento do modelo de Taitel & Dukler (1976b), considerando que cada camada de uma fase poderia ter entranhamento de gotas da outra fase. Tomasello (2009) desenvolveu um modelo de escoamento unidimensional que prevê a ocorrência dos padrões estratificado, parcialmente disperso e totalmente disperso, no qual utiliza modelos de entranhamento e deposição para avaliar o grau de mistura no padrão parcialmente disperso.

Para dispersões de duas fases líquidas imiscíveis, normalmente utiliza-se o modelo de Mistura, que é uma simplificação do modelo de dois fluidos e é obtido com a combinação das equações de conservação de cada fase, que passam a ser tratadas como uma única fase, chamada de mistura. Assim, uma equação de conservação de massa e uma de quantidade de movimento para a mistura são obtidas. Uma premissa importante desse modelo é que, para poder realizar essa combinação das equações das fases, o escoamento deve ter baixo número de Stokes, ou seja, o tempo de relaxação para equilíbrio dinâmico local entre as fases deve ser pequeno, muito menor do que o tempo característico do escoamento (Jamshidi, *et al.*, 2019).

O modelo Homogêneo é o modelo de Mistura desconsiderando-se o escorregamento entre as fases (Brauner, 2002). Nesse caso, o *holdup in situ* de cada fase é o mesmo da entrada, já que não há diferença entre as velocidades das fases. Prieto *et al.* (2018) avaliaram o modelo Homogêneo descrito por Brauner (2002), que combinado com o modelo de Drew *et al.* (1932) para o fator de atrito e com a equação de Eiler de viscosidade de emulsão (Pal, 1987), resultou em um erro médio absoluto de 26% para dispersão de óleo em água (Dow) e 56% para dispersão de água em óleo (Dwo). Vale observar que os autores utilizaram a abordagem de modelo Homogêneo, sem considerar escorregamento entre as fases.

Caso a diferença de velocidades entre as fases seja levada em conta, uma equação de conservação de massa de uma das fases (normalmente a fase dispersa) e um modelo de fechamento para a diferença de velocidade (escorregamento) entre as fases são necessários.

Os modelos para cálculo do escorregamento normalmente são do tipo *drift* ou mecanicistas. O primeiro consiste em uma equação que leva em conta efeitos de distribuição de velocidades e *holdup* na seção transversal, assim como a diferença de velocidades local entre as fases (*drift*) para determinar a velocidade da fase dispersa e possuem natureza fortemente empírica. O segundo é obtido com um balanço de forças sobre a gota dispersa, podendo levar em conta efeitos transientes ou não, resultando em uma equação algébrica simples para a determinação da velocidade de escorregamento. Uma apresentação de estudos relacionados com escorregamento de fases líquidas será feita no tópico 2.1.3.

Um aspecto importante dos modelos de mistura é o cálculo da viscosidade, sendo necessário um modelo de viscosidade de emulsão, pois essa propriedade pode variar significativamente em relação às viscosidades das fases consideradas, a depender do tipo de dispersão formada e da fração volumétrica da fase dispersa.

Na maioria das referências encontradas na literatura, os modelos de escoamento líquido-líquido consideram que não há escorregamento entre óleo e água. No entanto, como será descrito a seguir, alguns trabalhos experimentais mostram que, a depender das condições de escoamento, é possível que haja uma diferença significativa de velocidades entre as fases, o que é evidenciado por diferenças entre as frações volumétricas na entrada e ao longo do escoamento para cada fase.

2.1.3 Escorregamento entre as fases

Devido às diferenças de massa específica entre o óleo e a água, em algumas condições de escoamento pode ocorrer escorregamento, isto é, a velocidade local de uma fase ser diferente da velocidade da outra. Uma evidência disso é quando a fração volumétrica local das fases difere da fração volumétrica na entrada.

Na literatura, as duas definições mais comuns para tratar esse fenômeno são a velocidade de deslizamento e a razão de velocidades. A primeira é definida como a diferença da velocidade local das fases. A segunda é definida como a razão das

velocidades locais das fases dispersa e contínua.

Para esse estudo, é de interesse o escorregamento de fases que ocorre em dispersões formadas no escoamento bifásico de água e óleo. A seguir, são citados alguns trabalhos experimentais presentes na literatura para caracterizar o escoamento entre essas duas fases, nos quais dados de fração volumétrica local de líquidos foram coletados, portanto permitindo inferir as velocidades locais das fases.

Charles *et al.* (1961) estudaram o escoamento de líquidos (óleo e água) de mesma massa específica em dutos horizontais. Trallero *et al.* (1997) avaliaram padrões de escoamento óleo/água em dutos horizontais. Soleimani (1999) e Angeli & Hewitt (2000) investigaram a distribuição de fases nesse tipo de escoamento. Lovick & Angeli (2004) focaram sua investigação no padrão contínuo dual, em que tanto a fase óleo quanto a fase água apresentam uma camada contínua, porém os autores também apresentam dados para dispersões completas. Lum *et al.* (2006) avaliaram o efeito da inclinação do duto nos padrões de escoamento e queda de pressão. Vielma *et al.* (2007) realizaram um trabalho de caracterização desse escoamento e obtiveram experimentalmente dados de padrões, queda de pressão, fração volumétrica e diâmetro de gotas. Xu *et al.* (2008) e Zhai *et al.* (2015) investigaram diretamente o escorregamento entre o óleo e a água. Rodriguez *et al.* (2011) avaliaram a influência da água na redução do arrasto para escoamento com óleos de viscosidade elevada.

A seguir são apresentados trabalhos desenvolvidos para a modelagem do escorregamento entre dois fluidos escoando em tubulações.

Zuber & Findlay (1965) desenvolveram o modelo de *drif flux* para escoamentos bifásicos de gás e líquido, em qualquer tipo de padrão, para cálculo das frações volumétricas de cada fase. Segundo Brauner (2002), ele pode ser usado também para escoamentos de dois líquidos imiscíveis. Essa análise leva em consideração os efeitos da distribuição não uniforme do perfil de velocidades e de concentrações através na seção transversal do duto através de um parâmetro de distribuição, assim como da velocidade relativa local entre as fases através de uma velocidade de *drift*. No entanto, este modelo tem natureza fortemente empírica, em que os parâmetros da relação de *drift* devem ser inferidos a partir de dados experimentais.

Manninen & Taivassalo (1996) chegaram a uma equação algébrica para o

escorregamento entre as fases combinando as equações de quantidade de movimento da fase dispersa e da mistura de líquidos e aplicando diversas hipóteses simplificadoras para eliminar termos da equação combinada. Os autores destacam que, para que o modelo de Mistura seja válido, o tempo de relaxação da fase dispersa deve ser pequeno.

Hapanowicz (2008) avaliou a velocidade de escorregamento entre óleo e água em escoamentos horizontais ajustando o modelo de *drift* de Zuber & Findlay (1965) com dados experimentais de diversos trabalhos da literatura.

Picchi *et al.* (2015) modelaram o escoamento disperso de óleo em água realizando um balanço de forças em cada fase, considerando uma condição de equilíbrio, portanto desprezando os termos transientes e de aceleração convectiva. Para a fase dispersa é considerada a força de arrasto nas gotas de forma a contemplar o escorregamento. Uma relação de fechamento para o diâmetro das gotas é necessária para fechar o modelo. Também foram realizados experimentos para coleta de dados de gradiente de pressão e fração volumétrica, visando avaliar o modelo. Os resultados apresentaram boa concordância. Porém, quando comparado com dados de Rodriguez *et al.* (2011), os resultados não foram satisfatórios, pois, na maioria dos casos dessa comparação, subestimou o escorregamento entre as fases.

Voulgaropoulos *et al.* (2019) investigaram o comportamento de dispersões de óleo e água em tubulações horizontais, principalmente com o objetivo de entender os fenômenos relacionados à segregação das fases e sua relação com as características do escoamento. Os estudos foram feitos através de experimentos e simulações numéricas. Com os experimentos, foram medidos a concentração das fases, diâmetro de gotas dispersas e queda de pressão em 2 seções transversais ao longo do tubo, além da identificação dos padrões formados, dados utilizados para confrontar os resultados das simulações, que se mostraram promissores.

As simulações numéricas foram realizadas com o objetivo de avaliar a aplicação de um modelo de misturas multidimensional para análises de escoamento de dispersões líquido-líquido. Esses modelos são muito mais simples que modelos completos que consideram a dinâmica das duas fases separadamente e, assim, podem ser mais facilmente utilizados para aplicações industriais. Conforme já mencionado, nessa abordagem as equações de conservação das fases líquidas são combinadas para obter uma equação de mistura para conservação de massa e uma

para conservação de momento, de forma a determinar o campo de velocidades e pressão do escoamento. Uma equação de conservação de massa é necessária para determinar a concentração volumétrica da fase dispersa. Como o modelo considera escorregamento entre as fases, uma equação adicional é necessária, que é obtida através de um balanço de forças agindo nas gotas dispersas, o que resulta em uma equação algébrica para o escorregamento de forma similar à abordagem proposta por Manninen & Taivassalo (1996).

2.1.4 Viscosidade de emulsão

Conforme já mencionado, é importante fazer uma distinção entre misturas de líquidos miscíveis, por exemplo água e álcool, e dispersões de líquidos imiscíveis, como óleo e água. No primeiro caso, as equações para determinar a viscosidade da mistura normalmente são uma média das frações volumétricas de cada fase, porém essa abordagem não é apropriada para dispersões não miscíveis, pois não prevêem o aumento da viscosidade da dispersão com o aumento da fração volumétrica da fase dispersa (Malinowski, 1975).

Como levantado por Prieto *et al.* (2018), diversos modelos de viscosidade de emulsão estão disponíveis na literatura. A seguir são apresentados alguns considerados os mais pertinentes para esse trabalho.

Woelflin (1942) realizou experimentos para determinar a viscosidade de emulsões de água em óleo. O autor classificou as misturas em função do grau de formação de emulsão na mistura, podendo a mistura estar 30% emulsionada “loose”, 80% emulsionada “medium” ou 100% emulsionada “tight”. Os dados são apresentados em termos de uma razão entre a viscosidade da emulsão e do óleo puro. Devido à grande agitação da mistura, as emulsões “tight” apresentavam diâmetros de gotas muito pequenos e foram as únicas que aparentavam uma dispersão completa dos dois líquidos, resultando em viscosidades maiores. As misturas “loose” e “medium” possuíam alguma percentagem da fase aquosa contínua.

Brinkman (1952) apresentou uma equação para a viscosidade de dispersões concentradas em função da fração volumétrica da fase dispersa. Essa equação foi obtida conceitualmente, partindo do estudo realizado por Einstein (1906). O estudo considera que a fase dispersa é composta por esferas rígidas.

Krieger & Dougherty (1959) também apresentaram uma equação para cálculo da viscosidade relativa de suspensões de esferas rígidas em meio líquido, calculada em função da fração volumétrica da fase suspensa (esferas) e de um fator de empacotamento para suspensões concentradas. Pouplin *et al.* (2011) estudaram a viscosidade efetiva de dispersões de óleo em água e apresentam um valor de 0,74 para esse fator de empacotamento.

Hall (1992) sugeriu utilizar as equações de Hatschek (1928) ou Richardson (1933), além do modelo de Brinkman (1952), para emulsões concentradas. Essas correlações são funções não lineares da fração volumétrica da fase dispersa e são adequadas para capturar o aumento da viscosidade da dispersão com o aumento da fração volumétrica, até o valor máximo no ponto de inversão de fase contínua da mistura. Todas podem ser ajustadas através de um parâmetro de ajuste presente nas equações.

2.1.5 Tamanho de gotas

Para a modelagem de dispersões de líquidos é importante a determinação do tamanho das gotas formadas, visto que esse parâmetro influencia diretamente no cálculo do escorregamento das fases.

A maioria dos modelos utilizados para a previsão do tamanho de gotas (ou bolhas) em um campo de escoamento turbulento é baseado no modelo de emulsificação em escoamento turbulento de Kolmogorov (1949) – Hinze (1955). Através de uma análise dimensional, os autores mostraram que a quebra de gotas depende do número crítico de Weber, que é uma razão entre uma força externa, que tende a deformar a gota, e uma força estabilizadora de tensão interfacial. Para escoamentos turbulentos, a tensão externa provocada pela turbulência é preponderante em relação às tensões viscosas. Nesse caso, o cálculo do diâmetro máximo da gota resulta de uma razão entre a energia cinética turbulenta e a energia de superfície da gota.

Mlynek & Resnick (1972) propuseram uma alteração no modelo de Hinze (1955), introduzindo um fator de correção para o diâmetro máximo que depende da fração volumétrica da fase dispersa.

Kubie & Gardner (1977) avaliaram o modelo de Hinze (1955) com dados de medições experimentais de diâmetro de gotas para escoamento horizontal líquido-

líquido, e propuseram um modelo que é válido para além da restrição de Hinze (1955) de diâmetros máximos menores do que um fator de escala sobre o diâmetro do tubo.

Segundo Karabelas (1978), o modelo de Hinze (1955) é capaz de prever o diâmetro máximo de gotas para dispersões bem diluídas. Porém, para dispersões concentradas o modelo não apresenta bons resultados. Posteriormente, Brauner (2001) desenvolveu o modelo de Hinze (1955) para dispersões concentradas, em que o efeito de coalescência é considerado.

2.1.6 Coeficiente de arrasto

Para o presente trabalho, considera-se a hipótese de que gotas pequenas podem ser consideradas aproximadamente esféricas, assim, as correlações de interesse são para uma esfera uniforme em meio líquido. Como descrito em Clift *et al.* (1978), existe uma curva de coeficiente de arrasto para uma esfera em movimento estacionário, obtida com dados experimentais, chamada de “curva de arrasto padrão”. Normalmente, as correlações para esse parâmetro, empíricas ou semiempíricas, são tentativas de ajustar essa curva, mas poucas abrangem toda a faixa de dados de número de Reynolds disponíveis.

Schiller & Naumann (1933) apresentaram uma expressão que abrange uma variação do coeficiente de arrasto para número de Reynolds até 1000, acima desse valor a correlação considera o coeficiente constante.

Morsi & Alexander (1972) realizaram uma investigação teórica sobre o movimento de partículas em alguns tipos de escoamento, como escoamento unidimensional, bidimensional e em aerofólios. Para esse estudo, os autores apresentam uma expressão para o coeficiente de arrasto sobre uma partícula esférica em escoamento unidimensional que ajusta com boa precisão os dados experimentais desse coeficiente com o número de Reynolds.

Ishii & Mishima (1984) apresentaram correlações de coeficiente de arrasto para dispersões de partículas sólidas ou fluidas, para as quais os autores levaram em consideração o efeito da concentração da fase dispersa no coeficiente de arrasto. Para isso, utilizaram o conceito de viscosidade de mistura, que aumenta com o aumento da fração da fase dispersa. As correlações são divididas de acordo com o regime de escoamento e foram comparadas com dados experimentais, resultados

satisfatórios foram obtidos.

Segundo os autores, o efeito da fração da fase dispersa ocorre, pois, ao resistir à deformação, as partículas irão gerar um sistema de forças que irá reagir no fluido, como resultado dessas tensões adicionais, as partículas experimentam uma resistência ao seu deslocamento, expressa no coeficiente de arrasto.

Rusche & Issa (2000) avaliaram o efeito da fração volumétrica da fase dispersa na força de arrasto sobre partículas, gotas ou bolhas em dispersões de duas fases. Através da análise de dados experimentais, os autores verificaram que essa fração exerce uma influência significativa na força de arrasto exercida na fase dispersa. Eles também realizaram uma extensa revisão bibliográfica dos modelos de força de arrasto para dispersões concentradas dos tipos sólido-líquido, gás-líquido e líquido-líquido e verificaram que a maioria dos modelos disponíveis, em suas diversas abordagens, não só não apresentam resultados satisfatórios, mas podem fornecer a tendência errada do fenômeno, quando comparados com dados experimentais disponíveis. Uma grande limitação encontrada nos modelos avaliados é que eles não são capazes de capturar os efeitos na força de arrasto quando a fração da fase dispersa é reduzida até se aproximar de zero. Os autores desenvolveram um modelo que leva em consideração os efeitos da concentração volumétrica da fase dispersa na força de arrasto sofrida pelas partículas, através de uma função $f(\alpha_d)$, que corrige o coeficiente de arrasto de um elemento disperso para uma dispersão, com fração volumétrica da fase dispersa α_d .

Sommerfeld *et al.* (2008) apresenta uma correlação para o coeficiente de arrasto com parâmetros que variam em função da forma da partícula, dentre elas uma partícula esférica.

Goossens (2019) realizou uma extensa avaliação de correlações de coeficientes de arrasto para esferas rígidas presentes na literatura. O autor concluiu que, para escoamentos de números de Reynolds menores do que 100.000, o coeficiente de arrasto experimentado por uma partícula esférica escoando em um fluido é igual à soma de uma componente relativa ao arrasto para o regime de Stokes (escoamento perfeitamente laminar com número de Reynolds abaixo de 20) e uma constante para regime turbulento relativa ao regime de Newton, no valor de 0,44. O autor propõe que essa soma seja a nova referência para o coeficiente de arrasto desses casos.

2.2 escoamento Gás-Líquido-Líquido Horizontal

Em relação a escoamentos de gás e líquido, a complexidade aumenta ainda mais com a presença de água como uma terceira fase (gás-líquido-líquido). Conforme descrito anteriormente, as fases líquidas formam padrões entre elas, além dos padrões gás-líquido, que podem influenciar diretamente no escoamento, pois alteram propriedades físicas importantes, como massa específica e viscosidade.

A literatura especializada é bem consolidada a respeito dos possíveis padrões de escoamento para o caso bifásico. No entanto, os padrões de escoamento trifásico ainda não possuem a mesma difusão no meio acadêmico, apesar de sua importância. Nesse contexto, será feita uma revisão bibliográfica dos trabalhos a respeito desse tipo de padrão de escoamento. Em seguida, são discutidos aspectos relevantes de queda de pressão para escoamentos trifásicos, destacando como a presença da água influencia nessa variável. Após, modelos de viscosidade de emulsão são discutidos, já que esse parâmetro é importante para o cálculo do escoamento e é significativamente alterado pela presença da água. Em sequência, serão apresentadas formas de modelar o escoamento trifásico encontradas na literatura.

2.2.1 Padrões de escoamento trifásico

Assim como no caso bifásico, os padrões de escoamento são determinantes para o escoamento de três fases, pois influenciam diretamente em parâmetros importantes como *holdup* (fração volumétrica de líquido), viscosidade, massa específica entre outros. Segundo Hewitt (2005), uma dificuldade no estudo de escoamento trifásico é avaliar o grau de mistura das fases líquidas, podendo essas estarem totalmente segregadas, parcialmente misturadas ou formarem uma dispersão, em que uma das fases está totalmente dispersa na outra na forma de gotículas, como foi apresentado no tópico 2.1.1.

Açikgöz *et al.* (1992) foram pioneiros na classificação de padrões de escoamento trifásico gás-líquido-líquido, assim como na criação de mapas de padrões. Segundo os autores, até o início da década de 1990, pouco havia sido publicado nessa área. Para suas análises, foram conduzidos uma série de experimentos em uma tubulação horizontal de acrílico de 19 mm de diâmetro interno utilizando óleo do mar do norte de viscosidade 116 cP, água e ar.

Ao todo, 10 padrões foram listados pelos autores, que classificaram o

escoamento de acordo com os seguintes critérios: fase líquida predominantemente em contato com a tubulação, padrão líquido-líquido (disperso ou segregado) e padrão bifásico relevante entre as fases gás e líquido. Uma inconsistência nessa classificação é que ela define sempre uma das fases líquidas como predominante e contínua, conceito inapropriado para escoamentos estratificados.

Lee (1993) realizou experimentos com óleo, água e gás carbônico em condições atmosféricas com um tubo horizontal de 10 cm de diâmetro interno para investigar a transição de regimes de fluxo no escoamento trifásico e suas diferenças para o escoamento bifásico. Os mesmos experimentos foram feitos para dois tipos de óleo, um com viscosidade 2 cP e o outro 15 cP.

O autor comparou os resultados de escoamento trifásico com o mapa gerado com o modelo de Taitel e Dukler (1976a) para escoamento bifásico de água-CO₂ e óleo-CO₂ e concluiu que a configuração dos mapas trifásicos é similar aos mapas de padrão bifásico, porém o modelo bifásico não é capaz de prever a posição das transições de padrões corretamente.

Pan (1996) estudou escoamentos trifásicos em uma tubulação de comprimento de 38 m e 77,92 mm de diâmetro interno, com um óleo de 46 cP, ar e água. O autor investigou a influência dos parâmetros pressão e inclinação do duto no escoamento trifásico, principalmente no que se refere aos padrões de escoamento, *holdup* de líquidos e gradiente de pressão.

Com base nos resultados obtidos, Pan (1996) utilizou a classificação proposta por Hewitt *et al.* (1995), uma adaptação da classificação de Açıkgöz (1992). Na nova metodologia, caso o escoamento entre as fases líquidas forme uma dispersão, o escoamento é classificado em três partes, sendo a primeira para designar o padrão de escoamento entre as fases líquidas, a segunda para definir qual é a fase contínua entre as fases líquidas e a terceira para definir qual o padrão das duas fases líquidas em relação à fase gás, como é feito para escoamento bifásico.

Caso o escoamento entre as duas fases líquidas seja separado, a classificação utiliza somente duas partes (primeira e terceira partes descritas anteriormente). A Figura 2.5 ilustra essa metodologia, que foi adotada por diversos autores posteriormente.

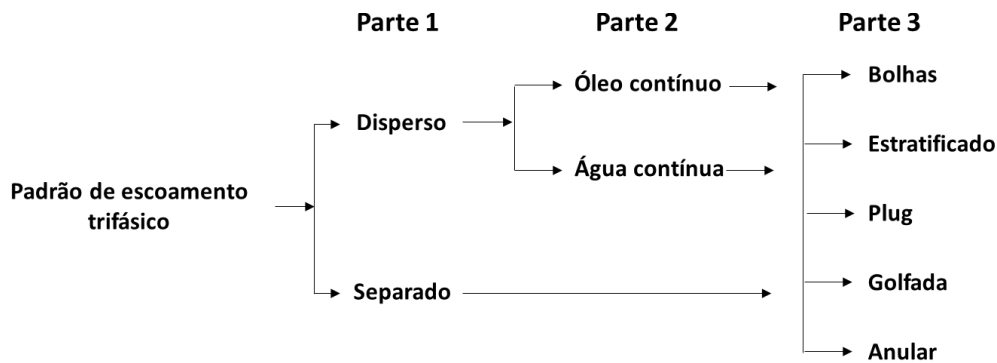


Figura 2.5: Classificação de padrões de escoamento trifásicos proposta por Hewitt *et al.* (1995) e adotada por Pan (1996).

Dos 15 possíveis padrões de acordo com a classificação adotada, Pan (1996) identificou a formação de 8 deles em seus experimentos, como ilustra a Tabela 2.1 a seguir. Posteriormente, é feita uma breve descrição da formação e transição desses padrões, de acordo com as condições experimentais.

Tabela 2.1: Tabela de padrões trifásicos encontrados por Pan (1996)

Número	Parte 1	Parte 2	Parte 3
1	separado	-	golfada
2	dispersão	água contínua	golfada
3	dispersão	óleo contínuo	golfada
4	separado	-	estratificado
5	dispersão	óleo contínuo	estratificado
6	dispersão	óleo contínuo	anular
7	dispersão	água contínua	estratificado
8	dispersão	água contínua	anular

Para velocidades superficiais de gás e água relativamente baixas foi identificado o padrão separado em golfada, no qual havia uma interface bem definida entre óleo e água na região de filme, porém não tão bem definida no pistão da golfada. Aumentando a velocidade superficial da água, a camada de óleo começa a ficar mais fina e começa a se misturar com a água, formando o padrão dispersão com água contínua em golfada. Caso o aumento da velocidade superficial seja do óleo ao invés da água, o padrão que se forma é o de dispersão com óleo contínuo em golfada.

Aumentando a velocidade superficial da água em relação ao padrão anterior, a água lubrifica o escoamento e aumenta a velocidade de líquidos, evitando o acúmulo dos mesmos aumentando o grau de separação dos líquidos do gás, além de segregar a água do óleo, formando o padrão separado estratificado. Caso o aumento seja da velocidade do gás ao invés da água, o padrão de dispersão de óleo

contínuo estratificado se forma. Aumentando ainda mais a velocidade do gás, o padrão de dispersão de óleo contínuo em anular ocorre.

Continuando a aumentar a velocidade superficial da água em relação a esse padrão, dois outros podem se formar. Para um valor maior de aumento dessa velocidade, a camada de líquidos na parte de cima da tubulação, que configura o padrão anular, desaparece, formando o padrão de dispersão com água contínua em escoamento estratificado. Porém, se o aumento for intermediário, na região de transição entre os dois anteriormente descritos, o padrão de dispersão de água contínua com escoamento anular pode se formar.

A Figura 2.6 apresenta um mapa dos padrões de fluxo trifásico descritos anteriormente para escoamento horizontal a 0 barg e que foi apresentado por Pan (1996). Como 3 variáveis de fluxo estão presentes (velocidades superficiais de cada fase), o mapa apresenta, para uma dada velocidade superficial de óleo, as transições de padrões em função das velocidades superficiais de ar (abcissas) e água (ordenadas).

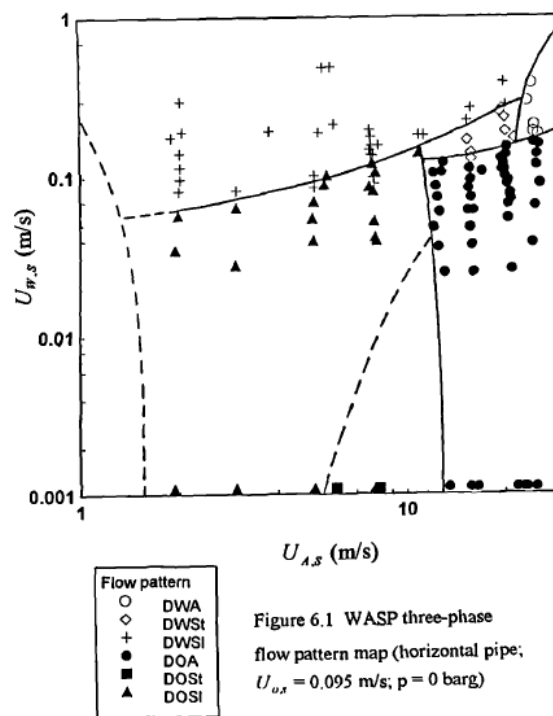


Figura 2.6: Mapa de padrão de fluxo trifásico para escoamento horizontal obtido por Pan (1996).

Conforme reportado por Pan (1996), alguns padrões da classificação criada não foram observados, isso porque a combinação de todas as possibilidades de padrões gás-líquido com todas de líquido-líquido gera nomes de padrões que não se formam na prática.

Dessa forma, Keskin *et al.* (2007) propôs uma nova classificação simplificada, em que combina algumas classificações para se tornarem uma, reduzindo o número de possíveis padrões. A nova classificação é dividida em duas partes, sendo a primeira referente ao padrão gás-líquido e a segunda ao padrão líquido-líquido.

Para os padrões de escoamento gás-líquido, o autor sugere que os padrões estratificado e estratificado com ondas se torne somente “estratificado”, bolhas alongadas e golfadas se tornam “intermitente”. Já para os padrões líquido-líquido, estratificado e estratificado com mistura na interface se tornam somente “estratificado”, dispersão dual de água em óleo com dispersão de óleo em água e dispersão de água em óleo com uma camada de água se tornam “dispersão dual”, e para dispersões com somente uma fase contínua utiliza-se a fase contínua como referência, “água contínua” e “óleo contínuo”.

2.2.2 Gradiente de pressão em escoamento trifásico

O gradiente de pressão de escoamentos em dutos é composto pelos termos relativos ao atrito, gravitacional e aceleração. Para o caso de escoamento horizontal no regime de golfadas, os parâmetros que mais influenciam o escoamento são os relacionados ao atrito das fases com a parede da tubulação e ao atrito interfacial entre as fases.

2.2.3 Gradiente de pressão em escoamento trifásico

O gradiente de pressão de escoamentos em dutos é composto pelos termos relativos ao atrito, gravitacional e aceleração. Para o caso de escoamento horizontal no regime de golfadas, os parâmetros que mais influenciam o escoamento são os relacionados ao atrito das fases com a parede da tubulação e ao atrito interfacial entre as fases.

Como será discutido, diversos trabalhos experimentais na literatura apontam que, para escoamentos em que as fases líquidas estão bem misturadas, o gradiente de pressão por atrito é fortemente afetado pela fração de água na mistura óleo-água, assim como pela velocidade superficial da fase gasosa. Para uma vazão de líquidos constante, o aumento da fração de água provoca um aumento na viscosidade efetiva e, conseqüentemente, no gradiente de pressão, até que a fração de água atinja o

ponto de inversão de fase, quando a viscosidade atinge um pico. Logo após, quando a água se torna a fase contínua, a viscosidade tem uma queda brusca, podendo ficar ligeiramente menor com o aumento da fração de água devido à menor presença de óleo (Odozi, 2000).

Trevisan & Bannwart (2006), Rodriguez *et al.* (2011) apontam que, para óleos muito viscosos, a presença da água pode gerar um efeito contrário, em que a água forma um filme de baixa viscosidade no perímetro da tubulação, lubrificando o escoamento de óleo e assim reduzindo o gradiente de pressão. Trevisan & Bannwart (2006) também concluíram que o gradiente de pressão é fortemente influenciado pela fase gasosa, pois essa fase tende a acelerar o escoamento, aumentando o atrito.

Wang *et al.* (2012) investigaram óleos com viscosidade entre 150 mPa.s e 570 mPa.s. Os autores concluíram que, comparados com escoamentos multifásicos de óleos de baixas viscosidades, a região de ocorrência do padrão de golfadas aumenta significativamente, devido à alta viscosidade de óleo que gera uma baixa velocidade de filme. Também, assim como relatado por Trevisan e Bannwart (2006), os autores verificaram que a injeção de água para escoamento multifásico de óleo muito viscoso pode lubrificar o escoamento e reduzir significativamente o gradiente de pressão.

Sobocinski (1955) realizou experimentos trifásicos gás-líquido-líquido com um óleo de viscosidade 2,8 mPa.s. Com os dados obtidos, observou que o gradiente de pressão aumentou à medida que a fração de água aumentou, atingindo o valor máximo para fração de água na entrada de 77%, coincidindo com o ponto de inversão de fase contínua da dispersão (óleo para água contínua). A queda de pressão aumentou cinco vezes no experimento realizado com 3 fases em relação ao experimento realizado somente com água e ar. O autor aponta que a queda de pressão aumentou com o aumento da velocidade do gás.

Hall (1992), Pan (1996) e Odozi (2000) realizaram experimentos trifásicos no laboratório denominado WASP, do Imperial College. Todos os estudos foram realizados em uma tubulação de diâmetro interno de 78 mm com o mesmo óleo, de 48 mPa.s e massa específica de 865 kg/m³, aproximadamente. O foco dos estudos era caracterizar o escoamento, investigando a sensibilidade de algumas variáveis, como queda de pressão, *holdup* de líquidos e formação de padrões às variações em parâmetros como velocidade superficial das fases líquida e gasosa, fração de água na entrada, pressão e inclinação dos tubos.

Hall (1992) comparou os dados experimentais com simulações de escoamento variando a correlação de gradiente de pressão e o modelo de viscosidade. Ao todo, 5 correlações foram avaliadas. Para a viscosidade, o autor avaliou duas abordagens: cálculo ponderado pelas frações volumétricas das fases líquidas e cálculo pelo modelo de Brinkman (1952). O melhor ajuste foi obtido utilizando a correlação de Beggs e Brill (1973), com o ajuste de viscosidade de Brinkman (1952). O autor observou um pico de gradiente de pressão para valores de fração de água perto do ponto de inversão de fase de 40 %.

Pan (1996) notou que para os valores de velocidade superficial de gás mais baixos não ocorria nenhum pico de gradiente de pressão com a variação da fração de água. Segundo o autor, nesse caso, a energia do escoamento não era suficiente para que as fases se misturassem completamente, impactando a viscosidade efetiva da emulsão. Para velocidades maiores de gás, o autor observou a mesma tendência observada por Hall (1992).

Odozi (2000) focou seus estudos no padrão de golfadas. Para os casos de velocidades superficiais do ar maiores do que 4 m/s, as fases líquidas formaram uma dispersão completa no corpo da golfada e região de filme, e o gradiente de pressão observado apresentou um pico na região de inversão de fase. Os resultados indicaram que a velocidade superficial do ar tem um efeito significativo na fração de água para a qual ocorre o pico de gradiente de pressão. Mantendo-se a velocidade superficial da mistura líquida constante e aumentando-se a velocidade do gás, a fração para a qual ocorre o pico de gradiente de pressão cai.

2.2.4 Modelagem de escoamento trifásico horizontal e de escoamento em golfadas

Neogi *et al.* (1994) desenvolveram um modelo de escoamento trifásico permanente de padrão estratificado para prever a altura de filme líquido em uma tubulação horizontal. Os autores compararam o modelo com dados experimentais levantados por eles mesmos e relatam que houve boa concordância. A principal conclusão do trabalho foi de que o gás tem grande influência no filme de líquido. A camada de óleo é arrastada pelo gás, fazendo com que fique mais fina, na medida em que o gás aumenta sua velocidade. Já o óleo não possui o mesmo efeito sobre a água.

Taitel *et al.* (1995) realizaram um trabalho similar com um modelo de escoamento em regime permanente trifásico para o padrão estratificado. O objetivo também foi encontrar o nível de líquido para as condições de escoamento, o que é uma informação importante para desenvolver um critério de transição para outro padrão. A principal conclusão foi a mesma de Neogi (1994), o aumento na velocidade do gás para uma dada velocidade da mistura líquida diminui o *holdup*.

Valle (2000) utilizou o modelo de Dois Fluidos para analisar escoamento trifásico, considerando deposição de gotas na fase gasosa e entranhamento de bolhas na fase líquida.

Para o caso em que a fase gasosa e a(s) fase líquida(s) escoam no padrão de golfadas, as abordagens para modelar o problema encontradas na literatura são diversas, dentre elas é possível identificar como as principais os modelos do tipo *Unit cell*, *slug tracking* e *slug capturing*.

O regime de golfadas é caracterizado pela sucessão de um pistão aerado de líquido por uma bolha alongada de gás, não periódicos no tempo e no espaço, o que o caracteriza como de natureza intermitente. No entanto, os primeiros modelos de golfadas assumiram que essa característica intermitente poderia ser reduzida a uma característica periódica, como desenvolvido por Dukler & Hubbard (1975), que utilizaram o conceito de célula unitária ("*Unit cell*") periódica para representar a golfada (pistão e bolha), e assim prever médias de fração de líquido e queda de pressão na tubulação. Nesse caso, um sistema de coordenadas se movendo junto com as golfadas é escolhido, o que torna o problema permanente. Sendo assim, o modelo considera a premissa de que as características da golfada não mudam no tempo, portanto que todas as golfadas possuem a mesma velocidade, comprimento e frequência, o que claramente é uma limitação para fornecer informações detalhadas e dinâmicas do comportamento das golfadas.

Posteriormente, os modelos avançaram com a utilização da técnica de *slug tracking*, em que uma abordagem Lagrangeana é utilizada para rastrear as fronteiras entre o pistão de líquido e a bolha alongada. Nesse caso, os nós computacionais seguem a translação das golfadas na tubulação, que são representadas por um volume de controle que evolui no tempo e no espaço através da aplicação das equações de conservação de massa e momento. Uma distribuição inicial das golfadas na tubulação deve ser fornecida ao modelo, que assume que as golfadas se formaram por algum mecanismo conhecido.

Os modelos desse tipo presentes na literatura são diversos, e podem variar significativamente em termos de complexidade, conforme a abrangência de fenômenos considerados no equacionamento. Rosa *et al.* (2015) apresentaram um modelo desse tipo para escoamento gás-líquido para prever as propriedades médias das golfadas, como frequência, comprimento da golfada, comprimento do filme, velocidade da golfada e pressão. Segundo os autores, esse modelo possui a vantagem de ter um baixo custo computacional, mas é limitado à qualidade dos dados de entrada que devem ser fornecidos ao modelo, como velocidades, comprimentos, *holdup* e frequências das golfadas.

Para o caso de golfadas em escoamento trifásico, Babakhani *et al.* (2019), utilizou o conceito de célula unitária de golfada, porém desconsiderando os termos de aceleração convectiva e transientes das equações de conservação, tornando o problema estatisticamente permanente. As fases óleo e água são consideradas como uma dispersão homogênea de óleo em água, escoando com a mesma velocidade. O autor indica que uma limitação do modelo é a faixa de aplicação em que a aproximação de escoamento homogêneo para as fases líquidas é válida.

A outra abordagem é a *slug capturing*, como apresentada por Issa & Kempf (2003), em que o modelo de Dois Fluidos com uma malha computacional bem refinada é utilizado para capturar as bruscas mudanças de *holdup* características desse tipo de escoamento. Dessa forma, o modelo é capaz de capturar a iniciação, crescimento e desenvolvimento de golfadas hidrodinâmicas em tubulações através da solução das equações de conservação do modelo, que são as mesmas, independente do padrão local formado. Essa técnica usa coordenadas Eulerianas, contrastando com a técnica de *slug tracking*, que utiliza coordenadas Lagrangeanas.

Bonizzi e Issa (2003) utilizaram essa abordagem para simular escoamento trifásico no padrão golfadas em tubulações. O modelo considera as fases óleo e água como uma mistura líquida, independente do padrão líquido-líquido que assumem, para a qual uma equação de quantidade de movimento é resolvida para encontrar a velocidade. O modelo possui correlações para considerar a transição de padrões entre as fases líquidas, podendo ser disperso ou estratificado. Para o escoamento estratificado, um modelo de *drift* baseado no balanço de forças em regime permanente é utilizado para computar o escorregamento entre as fases. No caso de escoamento disperso, o modelo considera que as fases escoam com a mesma velocidade. Não foi considerada nenhuma taxa de dispersão entre as fases líquidas,

o que faz com que a transição de padrões líquido-líquido seja abrupta. Após comparação com dados experimentais, o modelo apresentou bons resultados para previsão de ocorrência de golfadas e suas características.

3 Modelo Matemático

Conforme apresentado no capítulo 1, o foco do presente trabalho consiste em analisar escoamento trifásico (óleo, água e gás) no padrão de golfadas, com as fases líquidas escoando no padrão de dispersão. A Figura 3.1: ilustra o padrão de golfadas na presença de duas fases líquidas com dispersão, com o óleo como fase contínua.

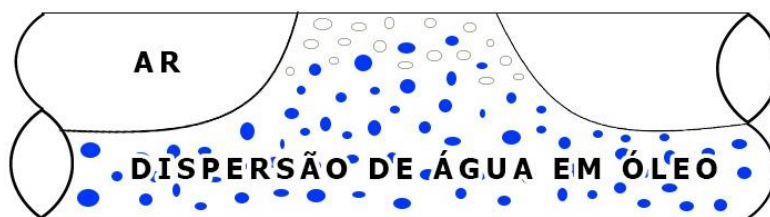


Figura 3.1: Padrões de golfadas com dispersão de água em óleo (Dwo).

Para diversos casos de análises de escoamento em dutos, especialmente o caso de escoamento de petróleo em dutos submarinos, o foco principal é entender os fenômenos físicos que ocorrem ao longo da tubulação, isto é, no sentido do escoamento. Apesar de existirem movimentos de fluidos em todas as direções, em geral a variação de parâmetros físicos do escoamento é mais relevante na direção longitudinal, visto que a dimensão do comprimento radial dos dutos é de centímetros, e ao longo da tubulação da ordem de quilômetros. Dessa forma, nesse trabalho será utilizado um modelo unidimensional para o estudo do escoamento. Esse modelo simplifica a análise e traz grande economia computacional quando comparado com modelos 2D ou 3D para essa aplicação.

O modelo matemático utilizado é o modelo de Dois Fluidos (2F), desenvolvido por Ishii & Hibiki (2011), adaptado para o caso trifásico, com equações de conservação para a fase gasosa e para uma fase de mistura de líquidos, obtida com a combinação das equações de conservação de cada fase líquida. Detalhes da derivação das equações de conservação de massa e quantidade de movimento linear para a mistura de líquidos podem ser encontrados em Bonizzi (2003). A solução do escoamento, através da mistura dos líquidos, reduz o número de equações a serem resolvidas e traz economia computacional em relação a

modelagem trifásica completa com uma equação de conservação de massa e movimento para cada fase. Apesar dessa simplificação, o modelo é capaz de tratar o escoamento de golfadas trifásico de forma satisfatória.

Neste trabalho, foi desenvolvido um modelo de deslizamento de gotas em dispersão para calcular as velocidades de cada uma das fases líquidas.

A fase gasosa é tratada como compressível, obedecendo à lei dos gases ideais, enquanto as fases líquidas são consideradas como incompressíveis. O escoamento é tratado como isotérmico. É comum, na maioria dos modelos presentes na literatura, desprezar a aeração (entranhamento de bolhas) da região de filme no padrão golfadas, visto que a maioria das bolhas dispersas, devido ao empuxo, tende a se separar do líquido e coalescer com a bolha alongada (Bonizzi, 2003). Para o corpo da golfada, o entranhamento depende da velocidade relativa entre a frente da golfada e o filme líquido (Nydal & Andreussi, 1991), sendo que, nesse trabalho, também será considerado que não há entranhamento no corpo das golfadas, ou seja, não há transferência de massa entre as fases, portanto as golfadas são formadas apenas de líquido.

Nos próximos tópicos, as definições, propriedades e o conjunto de equações de conservação utilizado são apresentadas. Nos termos das equações, os subscritos G , M , O e W referem-se às fases gás, mistura de líquidos, óleo e água (*water*), respectivamente. Similarmente, os subscritos c e d são utilizados para se referir à fase contínua e dispersa, já que algumas relações auxiliares serão definidas com essa nomenclatura. Já x e t são as coordenadas espacial e temporal; ρ , U , P e α são, nessa ordem, a massa específica, velocidade, pressão e frações volumétricas de cada fase.

3.1 Definições

No modelo adotado serão consideradas nas equações as fases gás (G) e mistura líquida (M), que é composta pelas fases óleo (O) e água (W). Assim, podem ser definidas as seguintes quantidades e relações, onde \forall é volume:

- Fração volumétrica de gás

$$\alpha_G = \frac{\forall_G}{\forall} \quad (3.1)$$

- Fração volumétrica de óleo

$$\alpha_O = \frac{V_O}{V} \quad (3.2)$$

- Fração volumétrica de água

$$\alpha_W = \frac{V_W}{V} \quad (3.3)$$

- Fração volumétrica da mistura líquida

$$\alpha_M = \alpha_O + \alpha_W \quad (3.4)$$

- Restrição:

$$\alpha_M + \alpha_G = 1 \quad (3.5)$$

- Fração de água na fase líquida (*watercut*):

$$c_W = \frac{\alpha_W}{\alpha_O + \alpha_W} = \frac{\alpha_W}{\alpha_M} \quad (3.6)$$

- Fração volumétrica da fase dispersa (que pode ser óleo ou água):

$$\alpha_d = \frac{V_d}{V} \quad (3.7)$$

- Fração volumétrica da fase contínua (que pode ser óleo ou água):

$$\alpha_c = \frac{V_c}{V} \quad (3.8)$$

- Fração volumétrica da mistura líquida:

$$\alpha_M = \alpha_c + \alpha_d \quad (3.9)$$

- Fração volumétrica da fase dispersa na mistura líquida, que para os casos de dispersão de água em óleo é igual ao *watercut*:

$$c_d = \frac{\alpha_d}{\alpha_c + \alpha_d} = \frac{\alpha_d}{\alpha_M} \quad (3.10)$$

sendo que, para o escoamento bifásico $c_d = \alpha_d$, já que, nesse caso, $\alpha_M = 1$.

Vale observar aqui, que de acordo com a formulação 1D, para um deslocamento infinitesimal dx constante, a razão de volumes \forall é igual a razão de áreas A , pois $\forall = A dx$.

Com relação às velocidades, é conveniente definir a velocidade da fase, velocidade superficial da fase, assim como velocidade relativa, as quais são apresentadas a seguir.

- Velocidade superficial de gás:

$$U_{sG} = \frac{Q_G}{A} \quad (3.11)$$

- Velocidade superficial de óleo:

$$U_{sO} = \frac{Q_O}{A} \quad (3.12)$$

- Velocidade superficial de água:

$$U_{sW} = \frac{Q_W}{A} \quad (3.13)$$

- Velocidade superficial da mistura líquida (ou velocidade do centro de volume):

$$U_{sM} = U_{sO} + U_{sW} \quad (3.14)$$

- Velocidade do gás:

$$U_G = \frac{Q_G}{A_G} = \frac{U_{sG}}{\alpha_G} \quad (3.15)$$

- Velocidade do óleo:

$$U_O = \frac{Q_O}{A_O} = \frac{U_{sO}}{\alpha_O} \quad (3.16)$$

- Velocidade da água:

$$U_W = \frac{Q_W}{A_W} = \frac{U_{sW}}{\alpha_W} \quad (3.17)$$

sendo Q_K a vazão volumétrica da fase K , e A_K a área ocupada pela fase K .

Em algumas partes desse trabalho serão utilizados termos relacionados ao escorregamento. Assim, são definidas as seguintes relações auxiliares relativas às fases dispersa e contínua:

- Velocidade de escorregamento entre as fases líquidas:

$$U_s = U_d - U_c \quad (3.18)$$

- *Slip ratio* ou razão de velocidades:

$$S = \frac{U_d}{U_c} \quad (3.19)$$

A equação de conservação de massa a mistura líquida, a ser apresentada, é calculada em função da velocidade do centro de massa da mistura líquida, definida como:

$$U_M = \frac{(1 - c_d) \rho_c U_c + c_d \rho_d U_d}{\rho_M} \quad (3.20)$$

Combinando-se as expressões das equações (3.18) e (3.20) é possível derivar as expressões das velocidades de cada fase líquida (contínua ou dispersa) em função da velocidade de escorregamento e da velocidade do centro de massa da mistura, ficando:

- Velocidade da fase contínua:

$$U_c = U_M - \frac{c_d \rho_d U_s}{\rho_M} \quad (3.21)$$

- Velocidade da fase dispersa:

$$U_d = U_c + U_s \quad (3.22)$$

sendo necessário um modelo de fechamento para o cálculo de U_s .

- Velocidade superficial da fase contínua:

$$U_{sc} = \frac{Q_c}{A} = U_c \alpha_c \quad (3.23)$$

- Velocidade superficial da fase dispersa:

$$U_{sd} = \frac{Q_d}{A} = U_d \alpha_d \quad (3.24)$$

Nas expressões, Q_c e Q_d são as vazões volumétricas de entrada da fase contínua e dispersa, respectivamente.

- Velocidade superficial da mistura líquida (ou velocidade do centro de volume), agora apresentada em função das velocidades superficiais das fases contínua e dispersa:

$$U_{sM} = U_{sc} + U_{sd} \quad (3.25)$$

3.2 Conservação de Massa

As equações de conservação de massa da fase gás, mistura de líquidos e água são:

- Fração volumétrica da fase gasosa (G):

$$\frac{\partial(\rho_G \alpha_G)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_G \alpha_G U_G)}{\partial x} = 0 \quad (3.26)$$

- Fração volumétrica da mistura de líquidos (M):

$$\frac{\partial(\rho_M \alpha_M)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_M \alpha_M U_M)}{\partial x} = 0 \quad (3.27)$$

- Fração volumétrica da água (W):

$$\frac{\partial(\rho_W \alpha_W)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_W \alpha_W U_W)}{\partial x} = 0 \quad (3.28)$$

Das incógnitas do presente problema, a fração volumétrica α_G é obtida através da Eq. (3.26) de conservação de massa da fase gás, sendo a fração volumétrica da mistura α_M , obtida de forma a atender a condição de restrição da Eq. (3.5). A concentração de água na fase líquida c_w (*watercut*) é determinada com a Eq. (3.6), sendo a fração de água α_W calculada pela equação de conservação de massa para a água, Eq. (3.28). A equação (3.27) não será resolvida isoladamente, mas será utilizada para obter a equação de continuidade global para o cálculo da pressão ao longo do domínio.

3.3

Conservação de Quantidade de Movimento Linear

As velocidades da mistura de líquidos U_M e da fase gasosa U_G são obtidas através de suas equações de conservação de quantidade de movimento linear, Eqs. (3.29) e (3.30). Para a fase gás (G) tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_G \alpha_G U_G)}{\partial t} + \frac{\partial(C_G \rho_G \alpha_G U_G U_G)}{\partial x} = -\alpha_G \frac{\partial P}{\partial x} - \alpha_G \rho_G g \frac{\partial h_M}{\partial x} \cos \beta \\ - \alpha_G \rho_G g \sin \beta - \frac{\tau_{GM} S_{GM}}{A} - \frac{\tau_{wG} S_G}{A} \end{aligned} \quad (3.29)$$

A equação de conservação de movimento linear para a fase de mistura líquida (M) é obtida após combinar-se as equações das fases água e óleo, conforme descrito em Bonizzi (2003), resultando em:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_M \alpha_M U_M)}{\partial t} + \frac{\partial(C_M \rho_M \alpha_M U_M U_M)}{\partial x} = -\alpha_M \frac{\partial P}{\partial x} - \alpha_M \rho_M g \frac{\partial h_M}{\partial x} \cos \beta \\ - \alpha_M \rho_M g \sin \beta + \frac{\tau_{GM} S_{GM}}{A} - \frac{\tau_{wM} S_M}{A} + \Omega \end{aligned} \quad (3.30)$$

A pressão P corresponde à pressão na interface entre as fases gasosa e líquida, sendo considerada igual para ambas as fases, i.e., onde desprezou-se o salto de pressão devido a tensão superficial σ e raio de curvatura, de acordo com diversos trabalhos disponíveis na literatura (Issa & Montini (2010); Carneiro *et al.* (2011); Simões *et al.* (2014); Fontalvo (2016)).

Nas equações de conservação de quantidade de movimento linear, C_G e C_M são os parâmetros de fluxo de quantidade de movimento, τ_{wK} é a tensão cisalhante entre a fase K e a parede, com $K \in \{M, G\}$ e τ_{GM} é a tensão interfacial entre a fase gasosa e a mistura líquida. g e β são a aceleração da gravidade e inclinação da tubulação com a horizontal, h_M é a altura total da mistura líquida e A é a área da seção transversal da tubulação. Os parâmetros geométricos S_G , S_M e S_{GM} que estão presentes nas equações de quantidade de movimento representam o perímetro molhado da fase gás e da mistura líquida em contato com a tubulação e o perímetro da interface da mistura líquida com a fase gasosa, respectivamente.

O termo Ω presente na equação (3.30) é devido ao escorregamento entre as fases líquidas e foi obtido após a combinação das equações. Sua derivação pode ser

consultada em Siqueira (2019), sendo definido pela seguinte expressão:

$$\Omega = -\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{C_{\Omega} \alpha_M c_W (1 - c_W) \rho_W \rho_O U_S^2}{\rho_M} \right] \quad (3.31)$$

O termo C_{Ω} é o parâmetro de fluxo resultante da combinação das equações do óleo e da água. Na derivação da equação apresentada, considerou-se a premissa de que os parâmetros de fluxo das equações de cada fase líquida são iguais, chegando à forma final apresentada. No entanto, esse parâmetro é complexo e de difícil determinação, visto que depende dos perfis de velocidade e fração volumétrica de cada fase na seção transversal. Sendo assim, alguns valores foram avaliados e os resultados serão apresentados no capítulo 5.

Para finalizar a formulação do modelo, diversos termos de fechamento do sistema precisam ser definidos: parâmetros geométricos, tensões cisalhantes, velocidade de escorregamento e propriedades.

3.4 Equações de Fechamento

Nesta seção os diversos parâmetros de fechamento necessários ao modelo são descritos.

Uma vez que a presente formulação é 1D, para estimar os parâmetros geométricos, assim como tensões cisalhantes, considera-se a configuração de escoamento estratificado como configuração básica.

3.4.1 Parâmetros geométricos

A Figura 3.2 ilustra as áreas da seção transversal de cada fase, A_G e A_M , assim como os perímetros molhados S_G , S_M , S_{GM} e o ângulo γ .

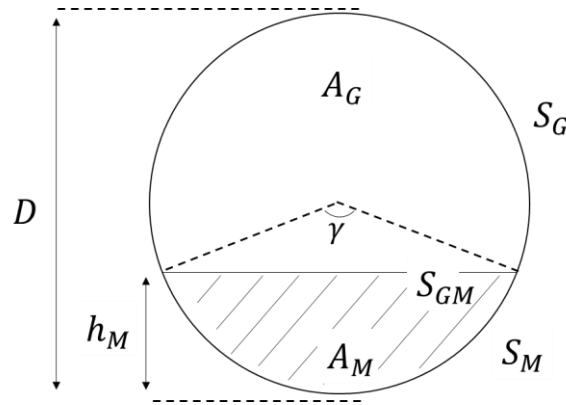


Figura 3.2: Parâmetros geométricos para escoamento trifásico com dispersão de líquidos.

A partir da geometria apresentada, pode-se demonstrar que:

$$\alpha_G = \frac{1}{\pi} \left[\cos^{-1} \xi - \xi \sqrt{1 - \xi^2} \right] \quad (3.32)$$

$$S_G = D \cos^{-1} \xi ; S_M = \pi D - S_G ; S_{GM} = D \sqrt{1 - \xi^2} \quad (3.33)$$

$$A_G = \frac{D}{4} [S_G - S_{GM} \xi] ; A_M = \frac{\pi D^2}{4} - A_G \quad (3.34)$$

$$\cos \left(\frac{\gamma}{2} \right) = -\xi \quad (3.35)$$

sendo:

$$\xi = 2 \frac{h_M}{D} - 1 \quad (3.36)$$

As frações volumétricas da mistura líquida e do gás estão relacionadas pelas Eqs. (3.1) a (3.5).

Para determinar a espessura adimensional do filme de líquido, a Eq. (3.32) precisa ser resolvida de forma iterativa. Dessa forma, Biberg (1999) propôs uma aproximação explícita, apresentada a seguir, a qual foi utilizada neste trabalho

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{2} \approx \pi \alpha_M + \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \left[1 - 2(1 - \alpha_G) + \alpha_G^{\frac{1}{3}} \right] \\ - \frac{1}{200} \alpha_M \alpha_G (2\alpha_G - 1) \{ 1 + 4[(1 - \alpha_G)^2 + \alpha_G^2] \} \end{aligned} \quad (3.37)$$

3.4.2 Tensões cisalhantes

As tensões cisalhantes do gás e mistura líquida com a parede da tubulação (τ_{wG} , τ_{wM}) e tensão interfacial (τ_{GM}) entre as fases são definidas como:

- Tensão cisalhante da fase gasosa com a parede

$$\tau_{wG} = f_G \frac{\rho_G |U_G| U_G}{2} \quad (3.38)$$

- Tensão cisalhante da mistura líquida com a parede

$$\tau_{wM} = f_M \frac{\rho_M |U_M| U_M}{2} \quad (3.39)$$

- Tensão interfacial gás-mistura líquida:

$$\tau_{GM} = f_{GM} \frac{\rho_G |U_G - U_M| (U_G - U_M)}{2} \quad (3.40)$$

Para os fatores de atrito f_K presentes nas equações, com $K \in \{G, M, GM\}$, Issa & Kempf (2003) avaliaram diversas formulações presentes na literatura para encontrar a melhor combinação de modelos com o objetivo de prever corretamente as fronteiras de transição de regimes, características das golfadas (frequência e velocidade de translação) e boa concordância com dados experimentais. Os autores concluíram que as melhores correlações para os fatores f_G e f_{GM} são a fórmula de Hagen-Poiseulle para escoamento laminar e a correlação de Taitel & Dukler (1976a) para escoamento turbulento:

$$\begin{cases} f_K = \frac{16}{Re_K} & ; & Re_K < 2100 \\ f_K = 0,046 Re_K^{-0,20} & ; & Re_K > 2100 \end{cases} \quad (3.41)$$

com $K \in \{G, GM\}$. Para o fator de atrito de líquido f_M (mistura líquida, nesse trabalho) com a parede, os autores indicam a correlação de Spedding & Hand (1997):

$$\begin{cases} f_M = \frac{24}{Re_M} & ; & Re_M < 2100 \\ f_M = 0,0262 (\alpha_M Re_{sM})^{-0,139} & ; & Re_M > 2100 \end{cases} \quad (3.42)$$

Além das recomendações de Issa & Kempf (2003), será analisado um fator

de atrito interfacial f_{GM} inspirado no trabalho de Pasqualetto (2017), alterando os coeficientes presentes nas equações descritas pelo autor para buscar um melhor ajuste com dados experimentais. Portanto, dois modelos para esse parâmetro foram avaliados e os resultados são apresentados no capítulo 5.

A Tabela 3.1 resume as correlações utilizadas. Logo após, o fator de atrito inspirado em Pasqualetto (2017) é detalhado.

Os números de Reynolds presentes nas expressões são calculados conforme:

$$Re_M = \frac{\rho_M U_M D_{h_M}}{\mu_M}; D_{h_M} = \frac{4A_M}{S_M} \quad (3.43)$$

$$Re_{sM} = \frac{\rho_M U_{sM} D}{\mu_M}; U_{sM} = \alpha_M U_M \quad (3.44)$$

$$Re_G = \frac{\rho_G U_G D_{h_G}}{\mu_G}; D_{h_G} = \frac{4A_G}{S_G + S_{GM}} \quad (3.45)$$

$$Re_i = \frac{\rho_G |U_G - U_M| D_{h_G}}{\mu_G} \quad (3.46)$$

Tabela 3.1: Tabela de fatores de atrito para regime laminar e turbulento

	$Re_K \leq 2100$ (Laminar)	$Re_K \geq 2100$ (Turbulento)
f_M	$24/Re_M$	$0,0262(\alpha_M Re_{sM})^{-0,139}$
f_G	$16/Re_G$	$0,046Re_G^{-0,20}$
f_{GM1}	$\left(\frac{16}{Re_i}\right)$	$0,046Re_i^{-0,20}$
f_{GM2}	$\left(\frac{16}{Re_i}\right)r$	$(0,046Re_i^{-0,20})r$

As propriedades (massa específica e viscosidade) ρ_M e μ_M da mistura líquida devem ser calculadas conforme descrito no tópico 3.4.6.

Para o fator de atrito interfacial f_{GM2} , o termo r contabiliza efeitos de ondas na interface entre o líquido e o gás no fator de atrito interfacial, e é calculado conforme descrito a seguir:

$$r = \begin{cases} 1 & ; U_{SG} < U_{SG,t2D} \\ 1 + 0,35 \sqrt{\frac{h_M}{D}} (U_{SG} - U_{SG,t2D}) & ; U_{SG,t2D} < U_{SG} < U_{SG,tKH} \\ 2245Ca_i^{0,96} & ; U_{SG} < U_{SG,tKH} \end{cases} \quad (3.47)$$

Na equação apresentada, h_M é a altura de filme líquido, Ca_i é o número de capilaridade na interface, $U_{SG,t2D}$ é a velocidade superficial de gás que marca a transição de uma interface suave para o aparecimento de ondas 2D na interface, $U_{SG,tKH}$ representa o aparecimento de ondas irregulares de Kelvin-Helmholtz. O termo Ca_i é calculado por:

$$Ca_i = \frac{\mu_{mix}(U_G - U_M)}{\sigma} \quad (3.48)$$

O termo σ é a tensão superficial gás-líquido, o termo μ_{mix} é calculado por:

$$\mu_{mix} = \frac{\mu_G \mu_M}{\gamma_M \mu_G + \gamma_G \mu_M} \quad (3.49)$$

Na expressão acima $\gamma_M = \gamma/2$ e $\gamma_G = \pi - \gamma/2$. O ângulo γ foi descrito na Figura 3.2. As velocidades superficiais de referência para o aparecimento de ondas são calculadas conforme:

$$U_{SG,t2D} = \frac{1}{1,95} \left(\frac{\rho_M}{\rho_{W,S}} \right)^{0,1} \left(\frac{\rho_{G,S}}{\rho_G} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_M}{\mu_{W,S}} \right)^{0,35} \ln \left[\frac{0,8}{U_{SM}} \left(\frac{\mu_M}{\mu_{M,S}} \right)^{0,2} \right] \quad (3.50)$$

$$U_{SG,tKH} = \frac{1}{0,65} \left(\frac{\rho_M}{\rho_{W,S}} \right)^{0,5} \left(\frac{\rho_{G,S}}{\rho_G} \right)^{0,5} \left(\frac{\sigma_S}{\sigma} \right)^{0,35} \ln \left[\frac{1,39}{U_{SM}} \left(\frac{\mu_{M,S}}{\mu_M} \right)^{0,15} \right] \quad (3.51)$$

Nas Eqs. (3.50) e (3.51) o subscrito S refere-se às variáveis avaliadas nas condições padrão de 1 atm e 20 °C com ar e água.

3.4.3 Parâmetro de fluxo de quantidade de movimento

O parâmetro C_K , com $K \in \{M, G\}$, presente nas equações de quantidade de movimento leva em conta a variação de velocidade e frações volumétricas ao longo da seção transversal do duto.

As equações de conservação 1-D apresentadas foram obtidas através da integração das equações 3-D do modelo de Dois Fluidos ao longo da seção transversal e depois introduzindo valores médios apropriados na equação resultante.

A média de uma variável F na área A da seção transversal é definida como:

$$\langle F \rangle = \frac{1}{A} \int_A F dA \quad (3.52)$$

Esse processo de média na seção transversal faz com que haja perda de informação sobre a distribuição das variáveis ao longo dessa seção. O parâmetro de distribuição de fluxo foi introduzido no modelo de Dois Fluidos por Song & Ishii (2000) para levar em conta essa distribuição de velocidades e fração volumétrica não uniformes na seção do duto. Assim, ele é definido como:

$$C_K = \frac{\langle \alpha_K U_K^2 \rangle}{\langle \alpha_K \rangle \langle U_K \rangle^2} \quad (3.53)$$

Na literatura foram obtidos valores a partir da análise de casos de escoamento desenvolvido axi-simétrico em um duto circular, utilizando lei de potências tanto para o perfil de velocidades quanto para o de frações, como detalhado por Ishii & Hibiki (2011).

Para escoamentos turbulentos, o perfil tende a ficar uniforme, ou seja, os valores das variáveis na parede do tubo ficam próximos de valores no centro, e assim C_M tende para 1. Para escoamento anular, vertical e ascendente, com altas velocidades de gás e líquido em escoamento laminar, o filme de líquido assume um perfil linear, como um escoamento de Couette, e C_M fica 1,33. Já para o escoamento anular com velocidades de gás relativamente baixas, o filme de líquido assume um perfil parabólico, e, considerando derivada de velocidade nula na interface com o gás, C_M fica 1,20 (Fontalvo, 2016).

Vale observar que esses valores foram obtidos para escoamentos axi-simétricos verticais, o que não é o caso desse trabalho. Uma golfada horizontal possui duas regiões distintas, o corpo (ou pistão) e a região de filme, como pode ser verificado na Figura 3.3.

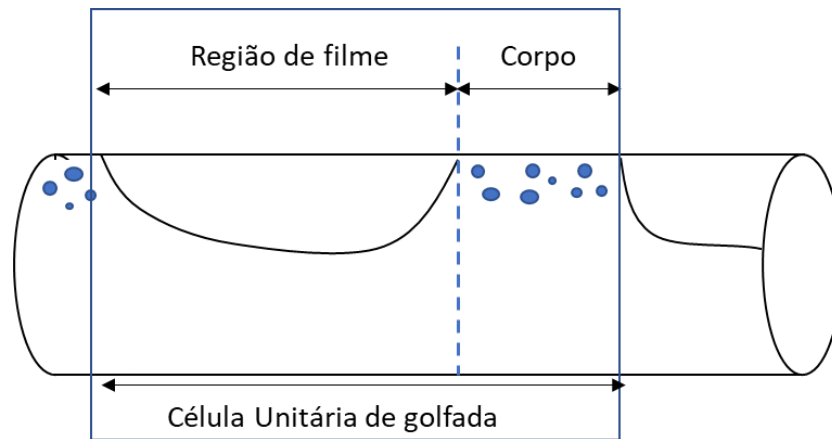


Figura 3.3: Ilustração de uma golfada e suas partes

O pistão possui velocidades mais altas e menor fração de vazios (nesse trabalho considerada como zero), o que deve levar a valores de C_M próximos de 1. Já a região de filme, possui velocidade de escoamento de líquidos mais baixa, com uma fração de vazio considerável, o que deve levar a valores de C_M diferentes de 1. Nesse trabalho, não foi feita uma avaliação *a priori* dos possíveis valores desse parâmetro para o regime de golfadas, sendo avaliados apenas os valores já consagrados na literatura para escoamentos axi-simétricos, como descrito anteriormente. Esses resultados serão apresentados no capítulo 5.

Contudo, recomenda-se para trabalhos futuros uma avaliação mais detalhada desse parâmetro para escoamentos horizontais de óleos viscosos no regime de golfadas, levando em conta as diferenças de distribuição no perfil de velocidade e fração volumétrica tanto no pistão quanto na região de filme, comparando os valores obtidos com os resultados desse trabalho.

3.4.4 Modelo de escorregamento

Segundo Zhang & Sarica (2006), a maioria dos escoamentos trifásicos (tanto horizontal quanto vertical), se encaixa entre dois tipos extremos, em que as fases líquidas formam uma dispersão completa ou se segregam, podendo haver escorregamento ou não.

Em seus experimentos, Odozi (2000) registrou medidas de *holdup* de gás, óleo e água para escoamentos no padrão de golfadas em dutos horizontais, além de indicar o padrão de escoamento trifásico observado. Através dessas medidas, é possível verificar as velocidades *in situ* de cada fase no ponto medido. Assim, nota-se que, mesmo para escoamentos em que as fases líquidas formam uma dispersão,

existe escorregamento, com a água escoando com maior velocidade que o óleo quando ela é a fase dispersa.

O presente trabalho considera que as fases líquidas podem escoar com diferentes velocidades. Como não são resolvidas equações de conservação diretamente para encontrar o campo de velocidades de cada fase, um modelo para determinar a velocidade de escorregamento das fases líquidas contínua e dispersa foi desenvolvido.

A derivação da equação algébrica do escorregamento pode ser consultada no apêndice A.1, a qual foi realizada com base nas equações de conservação de quantidade de movimento da mistura líquida e da fase dispersa, utilizando como referência o equacionamento proposto por Manninen & Taivassalo (1996). As diferenças foram que, para esse trabalho, o termo relativo à tensão viscosa da mistura τ_{wM} , desprezado pelos autores, foi levado em conta e, também, o modelo leva em consideração uma função $F(c_d)$ para considerar o efeito do aumento da resistência ao escoamento da fase dispersa com o aumento da sua concentração volumétrica, incorporada na relação de escorregamento, ajustada com dados experimentais da literatura e que será discutida mais à frente.

A Eq. (3.54) apresenta a velocidade de escorregamento entre as fases líquidas de acordo com o modelo desenvolvido, a qual depende da tensão cisalhante da mistura τ_{sM} e da aceleração da mistura, DU_M/Dt :

$$U_s = \tau_d^* \left[\frac{4\tau_{wM}}{\rho_c D_{hM}} - \frac{(\rho_d - \rho_M) DU_M}{\rho_c Dt} \right] \quad (3.54)$$

sendo a aceleração definida com a derivada material como:

$$\frac{DU_M}{Dt} = \frac{\partial U_M}{\partial t} + U_M \frac{\partial U_M}{\partial x} \quad (3.55)$$

Na Eq. (3.54), o termo τ_d^* é calculado com a seguinte expressão:

$$\tau_d^* = \frac{\tau_d}{F(c_d)} \frac{1}{[1 + 0,15Re_{gota}^{0,687}]} \quad (3.56)$$

com o termo τ_d calculado em função do diâmetro da gota da fase dispersa d_d e propriedades da fase contínua conforme:

$$\tau_d = \frac{\rho_c d_d^2}{18\mu_c} \quad (3.57)$$

O número de Reynolds da gota, presente na Eq. (3.56), é:

$$Re_{gota} = \frac{\rho_c d_d |U_s|}{\mu_c} \quad (3.58)$$

O termo diâmetro da gota da fase dispersa, d_d , é calculado pelo modelo de Brauner (2001), descrito no tópico 3.4.5. Todas as gotas são consideradas como tendo o mesmo tamanho, homogeneamente distribuídas no tubo.

A função $F(c_d)$ é uma função de ajuste para levar em conta no modelo o efeito da concentração volumétrica da fase dispersa, que, quando aumenta, faz com que a partícula da fase dispersa experimente um aumento na resistência ao escoamento, o que se traduz em um aumento do coeficiente de arrasto (Manninen & Taivassalo (1996) e Rusche & Issa (2000)). A função possui a seguinte forma:

$$F(c_d) = a c_d^{-b} e^{\left(\frac{c}{c_d}\right)^{-b}} \quad (3.59)$$

Conforme já apresentado, na equação, c_d é a fração volumétrica da fase dispersa na mistura líquida, que para os casos de dispersão de água em óleo é o *watercut*, conforme a Eq. (3.6). A função foi escolhida de tal forma a ajustar os dados experimentais levantados. Os parâmetros a , b e c podem ser alterados para buscar um melhor ajuste com os dados de referência e sua calibração será apresentada posteriormente.

3.4.5 Diâmetro de gotas

O diâmetro das gotas da fase dispersa, d_d , é caracterizado pelo modelo de Brauner (2001). Nas equações a seguir, o subscrito c significa fase contínua, e d é a fase dispersa. Brauner (2001) propôs o diâmetro máximo das gotas igual a

$$\frac{d_{max}}{D} = \max \left[\left(\frac{d_{max}}{D} \right)_e, \left(\frac{d_{max}}{D} \right)_o \right] \quad (3.60)$$

onde $(d_{max}/D)_e$ e $(d_{max}/D)_o$ são a razão entre o diâmetro máximo de gotas com o diâmetro da tubulação para dispersões concentradas e diluídas, que são calculadas como detalhado a seguir.

Para a dispersão diluída, o modelo de Hinze (1975) é utilizado:

$$\left(\frac{d_{max}}{D}\right)_o = 0,55 \left(\frac{\rho_c U_c D}{\sigma}\right)^{-0,6} \left[\frac{\rho_M}{\rho_c(1-c_d)} f_c\right]^{-0,4} \quad (3.61)$$

O termo σ é a tensão superficial entre as fases e f_c o fator de atrito da fase contínua, calculado com a equação de Blasius, conforme:

$$f_c = \begin{cases} \frac{16}{Re_c}, & Re_c < 2300 \\ \frac{0,046}{Re_c^{0,2}}, & Re_c \geq 2300 \end{cases} \quad (3.62)$$

sendo Re_c o número de Reynolds da fase contínua, calculado como:

$$Re_c = \frac{\rho_c U_c D}{\mu_c} \quad (3.63)$$

Em dispersões concentradas ocorre coalescência, que influencia no tamanho das gotas. Assumindo escoamento turbulento e isotrópico, Brauner (2001) define o máximo diâmetro de gotas para dispersões concentradas como:

$$\left(\frac{d_{max}}{D}\right)_e = 2,22 C_H^{3/5} \left(\frac{\rho_c U_c D}{\sigma}\right)^{-0,6} \left[\frac{\rho_M}{\rho_c(1-c_d)} f_c\right]^{-0,4} \left(\frac{c_d}{(1-c_d)}\right)^{0,6} \quad (3.64)$$

onde C_H é uma constante de ajuste experimental.

O padrão disperso ocorre quando a turbulência da fase contínua é suficiente para quebrar a fase dispersa em gotas menores do que o diâmetro crítico. Portanto, a seguinte relação deve ser satisfeita:

$$d_{max} \leq d_{crit} \quad (3.65)$$

O diâmetro crítico é:

$$\frac{d_{crit}}{D} = \min \left[\frac{d_{c\sigma}}{D}, \frac{d_{cb}}{D} \right] \quad (3.66)$$

O termo $d_{c\sigma}$, representado na Eq. (3.67), é o tamanho de gota acima do qual as gotas são deformadas. Já o termo d_{cb} , Eq. (3.68), é o diâmetro máximo de gotas para que não ocorra migração da gota para o topo da tubulação devido às forças de empuxo:

$$\frac{d_{c\sigma}}{D} = \frac{0,224}{Eo^{1/2}} ; \quad Eo = \frac{|\Delta\rho|gD^2}{8\sigma} \quad (3.67)$$

$$\frac{d_{cb}}{D} = \frac{3}{8} \frac{\rho_c}{|\Delta\rho|} \frac{f_c U_c^2}{g} \quad (3.68)$$

sendo $\Delta\rho$ a diferença entre as massas específicas das duas fases.

3.4.6 Propriedades

No escoamento trifásico, as propriedades físicas das fases líquidas desempenham papel importante para o comportamento do escoamento. Elas podem variar significativamente, a depender da fração volumétrica da fase dispersa e dos valores das propriedades de cada fase líquida.

Para o padrão de dispersão de líquidos, a fase contínua é determinada pela fração volumétrica de cada fase. Caso a fração da fase dispersa atinja um valor, pode ocorrer o fenômeno de inversão de fase, em que a fase dispersa passa a ser a fase contínua e vice-versa (capítulo 2).

A massa específica da mistura de líquidos é calculada pela ponderação das massas específicas de cada fase com as respectivas frações volumétricas *in situ* na mistura líquida:

$$\rho_M = (1 - c_d)\rho_c + c_d\rho_d \quad (3.69)$$

A massa específica da fase gasosa é calculada de acordo com a lei dos gases ideais:

$$\rho_G = \frac{P_G}{R_G T} = \frac{P}{R_G T} \quad (3.70)$$

sendo R_G a constante do gás e T a temperatura do escoamento. P_G é a pressão média da fase gasosa, que pode ser aproximada pela pressão do gás na interface entre as fases gasosa e líquida, as quais, como mencionado, são consideradas iguais.

$$P = P_{G_i} = P_{M_i} \quad (3.71)$$

O fenômeno da inversão de fases influencia fortemente o escoamento, pois a viscosidade da mistura possui comportamento distinto, a depender de qual é a fase contínua (óleo ou água). Vale observar que o modelo aqui apresentado não prevê qual é a fase contínua da dispersão, sendo necessária que essa informação seja

fornecida *a priori*. Também, não será considerado o fenômeno de redução do arrasto (“*drag reduction*”), em que o aumento da fração de fase dispersa pode levar à diminuição da queda de pressão friccional no escoamento (Pal & Rhodes, 1989).

Para a viscosidade de emulsão, alguns modelos da literatura foram selecionados para serem avaliados e são apresentados a seguir. Nas equações, μ_M é a viscosidade da mistura líquida e μ_C é a viscosidade da fase contínua.

Conforme relatado por Bonizzi & Issa (2003) e Tomasello (2009), o modelo de Brinkman (1952) apresentou bons resultados para representar a viscosidade de emulsão de escoamentos em golfadas trifásicas horizontais, além disso, o modelo não requer calibração e é de simples implementação. Sendo assim, ele foi selecionado para ser avaliado. O modelo é descrito pela Eq. (3.72) a seguir:

$$\mu_M = \frac{\mu_C}{(1 - c_d)^{2,5}} \quad (3.72)$$

Voulgaropoulos *et al.* (2019) utilizaram o modelo de Krieger & Dougherty (1959), desenvolvido para descrever a viscosidade de uma suspensão de esferas rígidas em um líquido, sendo o termo c_{max} presente na Eq. (3.73) utilizado para representar o máximo empacotamento das esferas, que pode ser interpretado como o ponto de inversão, e que, conforme recomendado por Pouplin *et al.* (2011), foi utilizado com o valor de 0,74, esse mesmo valor será utilizado nesse trabalho. Segundo Voulgaropoulos *et al.* (2019), o modelo é capaz de prever distorções na viscosidade da emulsão com o aumento da concentração da fase dispersa, até o valor de empacotamento máximo.

$$\mu_M = \mu_C \left(1 - \frac{c_d}{c_{max}}\right)^{-2,5c_{max}} \quad (3.73)$$

O modelo de Hatschek (1928) descrito pela Eq. (3.74), também foi indicado por Bonizzi & Issa (2003) e foi selecionado:

$$\mu_M = \frac{\mu_C}{1 - c_d^{0,33}} \quad (3.74)$$

3.5 Condições de Contorno e Iniciais

A condição de contorno de todos os casos analisados foi de impor as velocidades superficiais U_{sG} e U_{sM} na entrada da tubulação, assim como a fração volumétrica da fase água (*watercut*) c_w . Na saída é definida somente a pressão

$P_{saída}$.

Com relação a condição inicial, foi imposta uma condição de equilíbrio no padrão estratificado, com frações volumétricas e velocidades constantes, iguais aos valores de entrada em todo o domínio, e pressão variando linearmente ao longo do domínio.

4 Método Numérico

Nesse trabalho, o modelo de escoamento trifásico foi implementado em um código computacional em linguagem Fortran. O ponto de partida consistiu em um código para a solução de escoamento com somente duas fases, já desenvolvido pelo Grupo de Dinâmica dos Fluidos Computacional do Departamento de Engenharia Mecânica na PUC-Rio (Ortega & Nieckele (2005), Carneiro (2006), Simões *et al.* (2014), Fontalvo (2016) e Pasqualette (2017)).

O código foi desenvolvido utilizando o método numérico de volumes finitos para discretização das equações diferenciais de conservação do modelo de Dois Fluidos (Patankar, 1980). O método de volumes finitos (Patankar, 1980) consiste na divisão do domínio computacional em volumes de controle para os quais as equações diferenciais de conservação são integradas no tempo e no espaço para a obtenção de equações algébricas de conservação para cada volume de controle.

Foram utilizadas duas malhas deslocadas, sendo que em uma delas, são armazenadas grandezas escalares (fração volumétrica, massa específica e pressão). Na outra, deslocada em relação à primeira, são armazenadas grandezas vetoriais (velocidades das fases líquida e gasosa). Empregou-se malha uniforme, i.e., mesmo espaçamento Δx para todos os volumes de controle. As únicas exceções são as fronteiras, onde foram utilizados meios-volumes de controle.

A Figura 4.1 ilustra a definição das malhas computacionais utilizadas. Os símbolos P, W e E representam os pontos nodais principal e seus vizinhos da esquerda e direita, respectivamente. Esses pontos são simultaneamente o centro dos volumes de controle da malha escalar (Figura 4.1a) e as faces dos volumes de controle vetoriais. Já os símbolos w, ww, e representam os pontos nodais que são os centros e vizinhos da esquerda e direita, respectivamente, dos volumes de controle da malha vetorial deslocada (Figura 4.1b). Esses pontos também são as faces dos volumes de controle da malha escalar.

A integração das equações no espaço segue o esquema *upwind* e no tempo o esquema totalmente implícito de Euler (Patankar, 1980). Estes esquemas possuem

a vantagem de serem incondicionalmente estáveis, independente do passo de tempo e malha adotada.

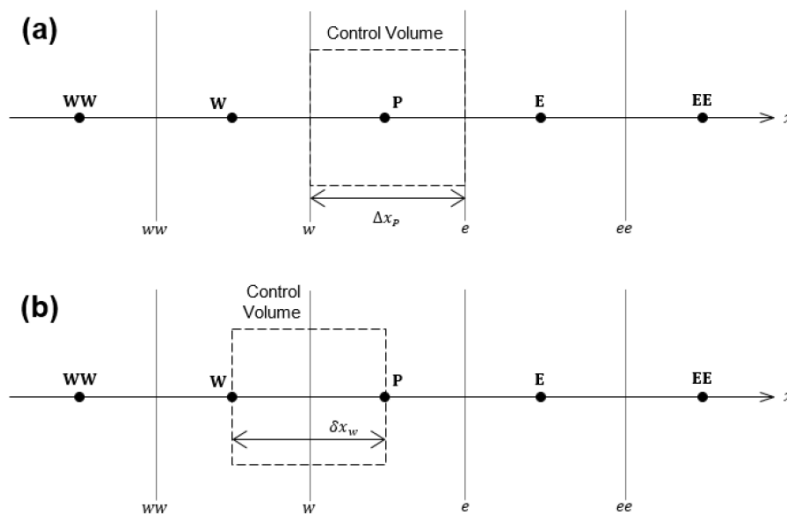


Figura 4.1: Arranjo de malha. a) Volume de controle escalar. b) Volume de controle vetorial (Fontalvo, 2016; Pasqualette, 2017; Pasqualette, 2017).

Para solução do acoplamento velocidade pressão, utilizou-se uma adaptação do método Prime (Ortega & Nieckele, 2005), que consiste em solução sequencial das equações de conservação, sendo cada sistema algébrico resolvido com o algoritmo TDMA.

A seguir, um breve resumo das equações discretizadas e procedimento de solução.

4.1 Fração Volumétrica

As equações de conservação de massa, Eqs. (3.26) e (3.28) são utilizadas para obter-se as frações volumétricas da fase gás e água. As duas equações possuem a forma da equação (4.1), dessa forma o subíndice K na equação é tal que $K = \{G, W\}$.

$$\frac{\partial(\rho_K \alpha_K)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_K \alpha_K U_K)}{\partial x} = 0 \quad (4.1)$$

A equação de discretização é obtida através da integração da equação de conservação de massa da fase K no volume de controle escalar ilustrado na Figura 4.1a, ao longo de um intervalo de tempo Δt . Os fluxos nas faces são aproximados utilizando o esquema *upwind*, resultando na seguinte equação discretizada

$$a_P \alpha_{K_P} = a_E \alpha_{K_E} + a_W \alpha_{K_W} + b \quad (4.2)$$

onde os coeficientes a_P , a_E e b são dados pelas seguintes expressões:

$$a_E = \llbracket -\tilde{F}_{K_e}, 0 \rrbracket ; \quad a_W = \llbracket \tilde{F}_{K_w}, 0 \rrbracket ; \quad a_P^0 = \rho_K^0 \frac{A \Delta x}{\Delta t} ; \quad b = a_P^0 \alpha_{K_P}^0 \quad (4.3)$$

$$a_P = \rho_{K_P} \frac{A \Delta x}{\Delta t} + \llbracket \tilde{F}_{K_e}, 0 \rrbracket + \llbracket -\tilde{F}_{K_w}, 0 \rrbracket \quad (4.4)$$

O símbolo $\llbracket a, b \rrbracket$ representa o máximo entre a e b . Os pseudo-fluxos de massa \tilde{F}_{K_e} e \tilde{F}_{K_w} são definidos como:

$$\tilde{F}_{K_e} = \hat{\rho}_{K_e} U_{K_e} A ; \quad \tilde{F}_{K_w} = \hat{\rho}_{K_w} U_{K_w} A \quad (4.5)$$

Para o caso do gás, os valores das massas específicas $\hat{\rho}_{K_e}$ e $\hat{\rho}_{K_w}$ são avaliados nas faces do volume de controle, também utilizando a aproximação *upwind*.

$$\hat{\rho}_{K_e} = \llbracket \text{sinal}(U_{K_e}), 0 \rrbracket \rho_{K_P} + \llbracket -\text{sinal}(U_{K_e}), 0 \rrbracket \rho_{K_E} \quad (4.6)$$

$$\hat{\rho}_{K_w} = \llbracket \text{sinal}(U_{K_w}), 0 \rrbracket \rho_{K_W} + \llbracket -\text{sinal}(U_{K_w}), 0 \rrbracket \rho_{K_P} \quad (4.7)$$

No caso da água, como é incompressível, seu valor constante pode ser usado diretamente.

A fração da fase líquida pode ser determinada diretamente com a equação (3.5):

$$\alpha_M = 1 - \alpha_G \quad (4.8)$$

A fração volumétrica de água na fase líquida (*watercut*) pode ser determinada com a equação (3.6):

$$c_W = \frac{\alpha_W}{\alpha_M} \quad (4.9)$$

4.2 Velocidades

As velocidades do gás e da mistura de líquidos são obtidas a partir da solução das equações de quantidade de movimento linear (3.29) e (3.30), respectivamente.

O procedimento de discretização das equações de quantidade de movimento linear para a determinação das velocidades das fases líquida e gasosa é análogo ao utilizado para a equação da fração volumétrica, integrando as equações no tempo e no espaço. No entanto, deve-se ter em vista que a integração se dá no volume de controle deslocado (Figura 4.1b).

As equações discretizadas resultantes para ambas as fases ($K = \{G, M\}$) assumem a seguinte forma:

$$\frac{a_w}{\gamma} U_{K_w} = a_{ww} U_{K_{ww}} + a_e U_{K_e} + b + (1 - \gamma) \frac{a_w}{\gamma} U_{K_w}^* - \alpha_{K_w} A (P_P - P_W) \quad (4.10)$$

onde $U_{K_w}^*$ é o valor da velocidade da fase K na iteração anterior e $\gamma = 0,7$ é o fator de sub-relaxação introduzido em função da não-linearidade das equações. Os coeficientes são determinados através das seguintes expressões:

$$a_{ww} = C_M \llbracket F_W, 0 \rrbracket ; \quad a_e = C_M \llbracket -F_P, 0 \rrbracket ; \quad a_w^0 = \rho_{K_w}^0 \alpha_{K_w}^0 A \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (4.11)$$

$$a_w = a_{ww} + a_e + a_w^0 + (1 - C_M)(F_P - F_W) - S_{P_K} A \Delta x ; \quad (4.12)$$

$$b = a_w^0 U_{K_w}^0 + S_{C_K} A \Delta x$$

Os fluxos mássicos nos nós P e W são obtidos a partir dos fluxos mássicos nas faces vizinhas, dessa forma a conservação de massa é garantida para o volume de controle deslocado:

$$F_P = (F_w + F_e) / 2 ; \quad F_w = \tilde{F}_{K_w} \hat{\alpha}_{K_w} ; \quad F_e = \tilde{F}_{K_e} \hat{\alpha}_{K_e} \quad (4.13)$$

$$F_W = (F_{ww} + F_w) / 2 ; \quad F_{ww} = \tilde{F}_{K_{ww}} \hat{\alpha}_{K_{ww}} ; \quad F_w = \tilde{F}_{K_w} \hat{\alpha}_{K_w} \quad (4.14)$$

O termo de fonte S_{P_K} para o gás e mistura líquida ficam:

$$S_{p_G} = -(b_{parede_G} + b_{interface}) \quad (4.15)$$

$$S_{p_M} = -(b_{parede_M} + b_{interface}) \quad (4.16)$$

sendo os termos associados às tensões nas paredes e interface iguais a

$$b_{parede_G} = \frac{1}{2} f_{G_w} \tilde{\rho}_{G_w} S_{G_w} |U_{G_w}| \quad (4.17)$$

$$b_{parede_M} = \frac{1}{2} f_{M_w} \tilde{\rho}_{M_w} S_{M_w} |U_{M_w}| \quad (4.18)$$

$$b_{interface} = \frac{1}{2} f_{i_w} \tilde{\rho}_{G_w} S_{i_w} |U_{G_w} - U_{M_w}| \quad (4.19)$$

Já a parcela de fonte S_{c_K} para o gás e mistura líquida são

$$S_{c_K} = b_{grav_G} + b_{h_G} + b_{interface} U_{M_w} \quad (4.20)$$

$$S_{c_M} = b_{grav_M} + b_{h_M} + b_{interface} U_{G_w} + \Omega \quad (4.21)$$

com

$$b_{grav_G} = -\tilde{\rho}_{G_w} \tilde{\alpha}_{G_w} A g \sin \beta \quad (4.22)$$

$$b_{grav_M} = -\tilde{\rho}_{M_w} \tilde{\alpha}_{M_w} A g \sin \beta \quad (4.23)$$

$$b_{h_G} = -\tilde{\rho}_{G_w} \tilde{\alpha}_{G_w} g A \cos \beta \frac{h_{M_P} - h_{M_W}}{\Delta x} \quad (4.24)$$

$$b_{h_M} = -\tilde{\rho}_{M_w} \tilde{\alpha}_{M_w} g A \cos \beta \frac{h_{M_P} - h_{M_W}}{\Delta x} \quad (4.25)$$

Nos dois casos (G e M), os valores de $\tilde{\rho}_{K_w}$ e $\tilde{\alpha}_{K_w}$ na face são calculados com uma média aritmética dos pontos nodais escalares vizinhos ($\varphi = \{\rho, \alpha\}$):

$$\tilde{\varphi}_{K_w} = \frac{\varphi_{K_W} + \varphi_{K_P}}{2} \quad (4.26)$$

O termo Ω corresponde ao escorregamento entre as fases, sendo discretizado como

$$\Omega = - \left[\frac{C_{\Omega} \alpha_{M_P} c_{W_P} (1 - c_{W_P}) \rho_W \rho_O \tilde{U}_{s_P}^2}{\rho_{M_P}} - \frac{C_{\Omega} \alpha_{M_W} c_{W_W} (1 - c_{W_W}) \rho_W \rho_O \tilde{U}_{s_W}^2}{\rho_{M_W}} \right] \quad (4.27)$$

com as velocidades de escorregamento \tilde{U}_{s_P} e \tilde{U}_{s_W} calculadas com uma média aritmética dos pontos nodais vetoriais vizinhos:

$$\tilde{U}_{s_P} = \frac{U_e + U_w}{2} \quad ; \quad \tilde{U}_{s_W} = \frac{U_w + U_{ww}}{2} \quad (4.28)$$

4.3 Pressão

Para obter o campo de pressão, combinam-se as equações de conservação de massa da fase gás, eq. (3.26) e da fase mistura de líquidos, eq. (3.27), cada uma ponderada pela respectiva massa específica, de acordo com recomendação de Bonizzi & Issa (2003):

$$\frac{1}{\rho_M^{ref}} \left[\frac{\partial(\rho_M \alpha_M)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_M \alpha_M U_M)}{\partial x} \right] + \frac{1}{\rho_G^{ref}} \left[\frac{\partial(\rho_G \alpha_G)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_G \alpha_G U_G)}{\partial x} \right] = 0 \quad (4.29)$$

Utilizando a equação discretizada de quantidade de movimento para cada velocidade é possível introduzir a dependência da pressão na equação (4.29). A equação da velocidade é reescrita para a face oeste w conforme:

$$U_{K_w} = \hat{U}_{K_w} + d_{K_w} (P_w - P_P) \quad ; \quad d_{K_w} = \frac{\tilde{\alpha}_{K_w} A}{a_w / \gamma} \quad (4.30)$$

onde:

$$\hat{U}_{K_w} = \frac{a_{ww} U_{k_{ww}} + a_e U_{K_e} + b + (1 - \gamma)(a_w / \gamma) U_{K_w}^*}{a_w / \gamma} \quad (4.31)$$

Da mesma forma são obtidos os valores de U_{K_e} , \hat{U}_{K_e} e d_{K_e} , correspondentes à face leste e .

A dependência da massa específica com a pressão é introduzida com a equação dos gases ideais:

$$\rho_{G_P} = \frac{P_P}{R_G T} = \frac{P_P}{P_{ref}} \rho_G^{ref} \quad (4.32)$$

Combinando-se todas as equações é possível obter a equação da pressão na forma de:

$$a_P P_P = a_E P_E + a_W P_W + b \quad (4.33)$$

onde os coeficientes são dados por:

$$a_W = \left[\frac{\hat{\rho}_{M_w} \hat{\alpha}_{M_w}}{\rho_M^{ref}} d_{M_w} + \frac{\hat{\rho}_{G_w} \hat{\alpha}_{G_w}}{\rho_G^{ref}} d_{G_w} \right] A \quad (4.34)$$

$$a_E = \left[\frac{\hat{\rho}_{M_e} \hat{\alpha}_{M_e}}{\rho_M^{ref}} d_{M_e} + \frac{\hat{\rho}_{G_e} \hat{\alpha}_{G_e}}{\rho_G^{ref}} d_{G_e} \right] A \quad (4.35)$$

$$a_p = a_E + a_W + S_p A \Delta x \quad ; \quad S_p = \frac{\alpha_{Gp} T_{ref}}{T P_{ref}} \frac{1}{\Delta t} \quad (4.36)$$

$$b = \left[\left(\frac{\hat{\rho}_{Gw} \hat{\alpha}_{Gw}}{\rho_G^{ref}} \hat{U}_{Gw} + \frac{\hat{\rho}_{Mw} \hat{\alpha}_{Mw}}{\rho_M^{ref}} \hat{U}_{Mw} \right) - \left(\frac{\hat{\rho}_{Ge} \hat{\alpha}_{Ge}}{\rho_G^{ref}} \hat{U}_{Ge} + \frac{\hat{\rho}_{Me} \hat{\alpha}_{Me}}{\rho_M^{ref}} \hat{U}_{Me} \right) \right] A + \left[\frac{\rho_{Gp}^0 \alpha_{Gp}^0}{\rho_G^{ref}} + \frac{1}{\rho_M^{ref}} (\alpha_{Mp}^0 \rho_{Mp}^0 - \alpha_{Mp} \rho_{Mp}) \right] \frac{A \Delta x}{\Delta t} \quad (4.37)$$

4.4

Procedimento de Execução

Para o cálculo da velocidade de escorregamento um procedimento iterativo é realizado, pois essa velocidade depende de parâmetros calculados com a própria velocidade U_s . A seguir esse procedimento é apresentado:

1. Inicialização
2. Cálculo do termo contendo a derivada material
3. Cálculo do tamanho das gotas
4. Cálculo do número de Reynolds da gota
5. Cálculo de τ_{sM}
6. Cálculo de τ_p
7. Cálculo de τ_p^*
8. Cálculo de U_s
9. Verificação da convergência de U_s . Se não, voltar para o passo 3 até a convergência.

Para a verificação da convergência, o resíduo Res_{U_s} do cálculo de U_s é comparado com um valor de referência tol , conforme:

$$Res_{U_s} \leq tol \quad (4.38)$$

onde

$$Res_{U_s} = |U_s - U_s^0| \quad (4.39)$$

sendo U_s^0 a velocidade de escorregamento do passo anterior.

As equações resultantes da modelagem apresentada são não lineares e acopladas, portanto, também devem ser resolvidas com um procedimento iterativo. Para tratar o acoplamento velocidade-pressão é utilizado o algoritmo PRIME modificado (Ortega & Niecele, 2005).

A sequência de passos para solução das equações é apresentada abaixo:

1. Inicialização
2. Estimativa das principais grandezas com cálculo do passo de tempo anterior
3. Cálculo do escorregamento entre as fases líquidas
4. Solução da equação de conservação da quantidade de movimento da fase líquida para obter a velocidade da mistura de líquidos
5. Solução da equação de conservação da quantidade de movimento da fase gás para obter a velocidade do gás
6. Solução da equação da pressão
7. Correção das velocidades anteriormente calculadas
8. Solução da equação da fração volumétrica do gás
9. Solução da equação da fração volumétrica da água
10. Verificação da convergência para todas as variáveis calculadas. Caso tenha convergido, voltar para o passo 2. Se não, voltar para o passo 3 até a convergência.

A convergência da solução de cada passo de tempo é atingida caso o resíduo máximo seja menor do que um valor de tolerância estipulado, conforme a seguinte relação:

$$Re_{max_\varphi} \leq tol \quad (4.40)$$

O resíduo máximo é definido como o maior resíduo de todos calculados para cada equação de conservação resolvida:

$$Re_{max_\varphi} = Max\{Res_{\alpha_W}, Res_{\alpha_G}, Res_{U_M}, Res_{U_G}, Res_P\} \quad (4.41)$$

Sendo o resíduo de cada equação calculado conforme:

$$Res_\varphi = |a_P \varphi_P - a_W \varphi_W - a_E \varphi_E - b| \quad (4.42)$$

sendo $\varphi = \{\alpha_W, \alpha_G, U_M, U_G, P\}$. O valor adotado para tol é 10^{-6} .

5 Resultados

Os resultados obtidos serão apresentados a seguir, divididos em duas partes. A primeira, apresenta as análises de escoamento líquido-líquido no padrão de dispersão de água em óleo, para avaliação do modelo de escorregamento entre fases que foi desenvolvido nesse trabalho. A segunda apresenta os resultados obtidos com as análises de escoamento trifásico (gás, óleo e água) no padrão de golfadas.

5.1 Escoamento Líquido-Líquido

A seguir, serão apresentados resultados das avaliações dos modelos de escorregamento para o padrão de dispersão de água em óleo considerados. São avaliados dois modelos presentes na literatura e o modelo desenvolvido nesse trabalho.

Inicialmente, será apresentada a seleção de trabalhos contendo dados experimentais para avaliar os modelos. Em seguida, é mostrada a avaliação realizada com cada um dos modelos considerados, utilizando os dados experimentais levantados. O primeiro modelo avaliado foi o de Hapanowicz (2008), que desenvolveu uma equação de *drift* ajustada com dados experimentais. Em seguida, é apresentado o modelo de Picchi *et al.* (2015), que derivou uma equação para determinar a fração volumétrica do líquido (*holdup*) das fases presentes em dispersões de água e óleo, mas que também permite a determinação da velocidade de escorregamento. Por último, são mostrados os resultados com o modelo desenvolvido nesse trabalho.

Após a avaliação dos 3 modelos, é feita uma avaliação do modelo proposto aplicado em um código computacional de escoamento multifásico.

5.1.1 Seleção de Casos

A seguir são mostrados os trabalhos experimentais levantados da literatura para avaliar os modelos de escorregamento considerados. Todos os casos são

tratados como isotérmicos nas avaliações. A Tabela 5.1 apresenta um resumo das principais condições experimentais dos trabalhos utilizados:

Tabela 5.1: Seleção de casos para avaliação de escoamento líquido-líquido.

	Lovick & Angeli (2004)	Lum <i>et al.</i> (2006)	Vielma <i>et al.</i> (2007)	Zhai (2015)
D (mm)	38	38	50.8	20
U_{so} (m/s)	1,8 – 2,7	0,20 – 2,25	1,75	0,06 – 2,77
U_{sw} (m/s)	0,2 – 0,3	0,20 – 2,25	0,248	0,11 – 2,21
ρ_o (kg/m ³)	828	828	858	845
μ_o (cP)	6	5,5	13,5	11,98

As condições experimentais desses trabalhos abrangem diversos padrões de escoamento líquido-líquido. Porém, para esse trabalho, somente casos do padrão de dispersão de água em óleo (Dwo) foram selecionados, utilizando-se como referência o mapa de padrão proposto por Vielma, *et al.* (2007) e ilustrado na Figura 5.1. O padrão Dwo é representado pelos quadrados pretos na figura.

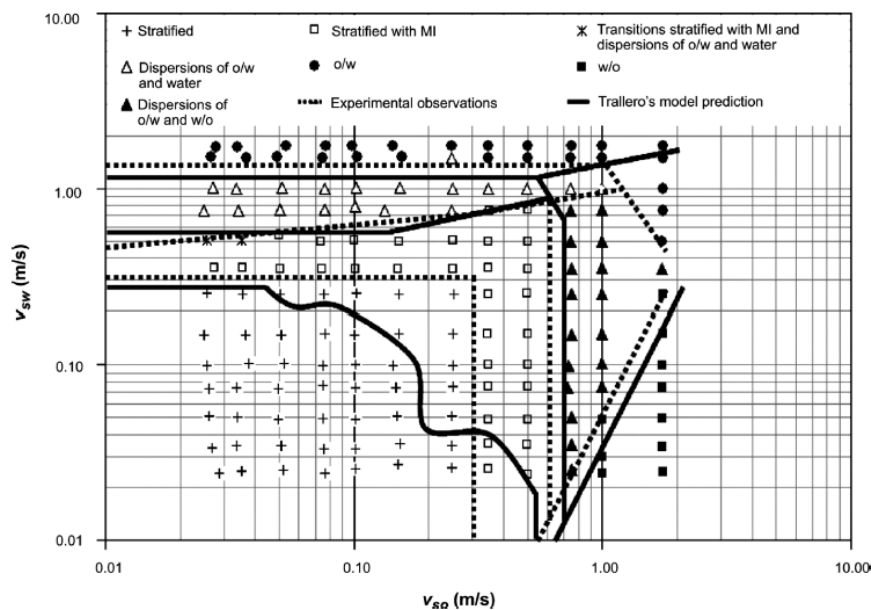


Figura 5.1: Mapa de padrão líquido-líquido de Vielma, *et al.* (2007) sobreposto com mapa de Trallero, *et al.* (1997).

No mapa apresentado, os autores comparam os resultados com o mapa de Trallero, *et al.* (1997) e mostram que existe uma concordância dos dois trabalhos. Nos limites presentes no mapa, verifica-se que o padrão Dwo ocorre para velocidades superficiais de óleo superiores a 1,0 m/s e da água inferiores a 0,1 m/s. É possível a ocorrência desse padrão para valores próximos ou até mesmo que

cruzam esses limites, porém buscou-se selecionar casos que não se aproximassem dessa fronteira, de forma a garantir que somente casos do padrão modelado fossem utilizados, pois os padrões de transição, com duas fases contínuas, possuem comportamento dinâmico diferente do padrão Dwo, e não podem ser representados pelo modelo utilizado nesse trabalho. Nesses casos, além de calcular o escorregamento, o modelo deve ser capaz de prever o ponto de inversão de fase contínua e o grau de dispersão de uma fase na outra, o que exige o uso de correlações de fechamento, tanto para avaliar o ponto de inversão, quanto para o cálculo da taxa de entranhamento e deposição em escoamento líquido-líquido, assim como descrito em Tomasello (2009).

5.1.2 Modelo de escorregamento de Hapanowicz

Hapanowicz (2008) partiu do modelo de *drift* desenvolvido por Zuber & Findlay (1965) para avaliar o escorregamento entre óleo e água em dutos horizontais. A vantagem desse modelo é sua simplicidade e facilidade de implementação. Nele, considera-se que, em um sistema de duas fases, a velocidade da fase dispersa pode ser calculada com a seguinte expressão:

$$U_d = \frac{U_{sd}}{\alpha_d} = C_0 U_{sM} + U_{sMd} \quad (5.1)$$

em que C_0 é o parâmetro de distribuição, que leva em conta a distribuição do perfil de velocidades e concentrações volumétricas na seção transversal, enquanto U_{sMd} é a velocidade local de *drift*, que representa a velocidade relativa entre a fase dispersa U_d e a velocidade superficial da mistura U_{sM} (velocidade do centro de volume da mistura), que é a soma das velocidades superficiais das fases contínua e dispersa, conforme a Eq. (3.25).

Em seu trabalho, Hapanowicz (2008) alterou o modelo de Zuber & Findlay (1965), utilizando variações da equação de *drift* apresentada. O autor criou uma classificação para separar as equações do modelo de *drift* em dois grupos, ambos ajustados com dados experimentais coletados em diversos trabalhos da literatura.

A primeira equação é aplicada para sistemas óleo-água em que a razão de massas específicas das duas fases (ρ_o/ρ_w) é próxima de um, ou em sistemas em que se formam duas fases contínuas escoando. Após o ajuste da equação com dados

experimentais, a equação ficou da seguinte forma:

$$U_O = \frac{U_{sO}}{\alpha_O} = 1,095U_{sM} \quad (5.2)$$

A segunda equação é válida para sistemas óleo-água em que a razão de massas específicas ρ_O/ρ_W é diferente de um (o autor não apresenta um valor de referência), e em que as fases formam dispersões, tanto de água em óleo (Dwo), quanto óleo em água (Dow). Nesse caso, Hapanowicz (2008) alterou o modelo de *drift* para calcular a velocidade da fase contínua, ao invés da velocidade da fase dispersa, como no modelo de Zuber & Findlay (1965), ficando a equação da seguinte forma:

$$U_c = \frac{U_{sc}}{\alpha_c} = C_0U_{sM} + U_{sMc} \quad (5.3)$$

em que, após o ajuste, o autor chegou nos valores para os coeficientes C_0 e U_{sMc} de 1,004 e 0,0248, respectivamente. Nota-se que, pelo ajuste feito pelo autor, a velocidade da fase contínua fica sempre maior que a velocidade da fase dispersa.

Utilizando a definição da velocidade do centro de massa da mistura:

$$U_M = \frac{(1 - c_d)\rho_c U_c + c_d\rho_d U_d}{\rho_M} \quad (5.4)$$

é possível calcular a velocidade da fase dispersa em função da velocidade da fase contínua, calculada pelo modelo de *drift*:

$$U_d = \frac{U_M - (1 - c_d)\rho_c U_c}{c_d\rho_d} \quad (5.5)$$

Também se nota que o cálculo depende das frações volumétricas *in situ*, portanto, para avaliar o modelo, foi feita uma análise *a priori*, em que foram utilizados os dados experimentais de frações volumétricas, retirados dos trabalhos da Tabela 5.1, para calcular as velocidades das fases contínua e dispersa de cada caso.

A Figura 5.2 apresenta uma comparação entre os resultados encontrados para o *slip ratio* dos dados experimentais com o calculado pelo modelo de Hapanowicz (2008). Já a Figura 5.3 apresenta comparação correspondente à velocidade da fase dispersa numérico por experimental.

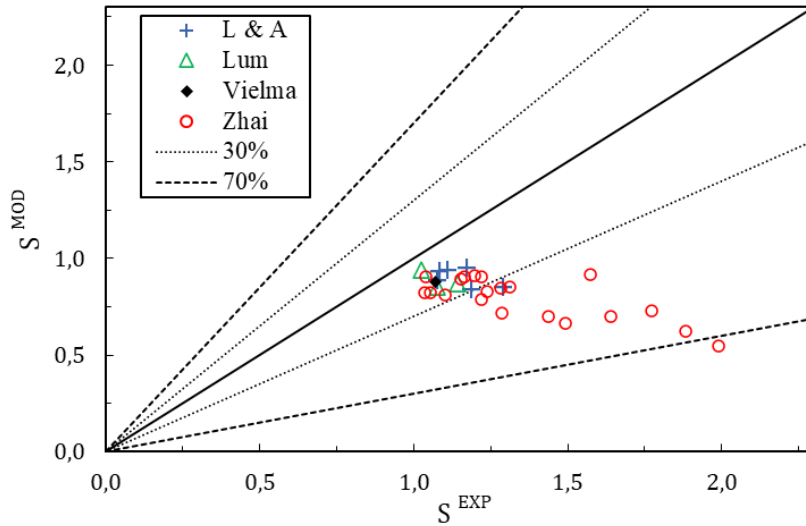


Figura 5.2: Comparação de *slip ratio* calculado pelo modelo de Hapanowicz (2008) versus dados experimentais.

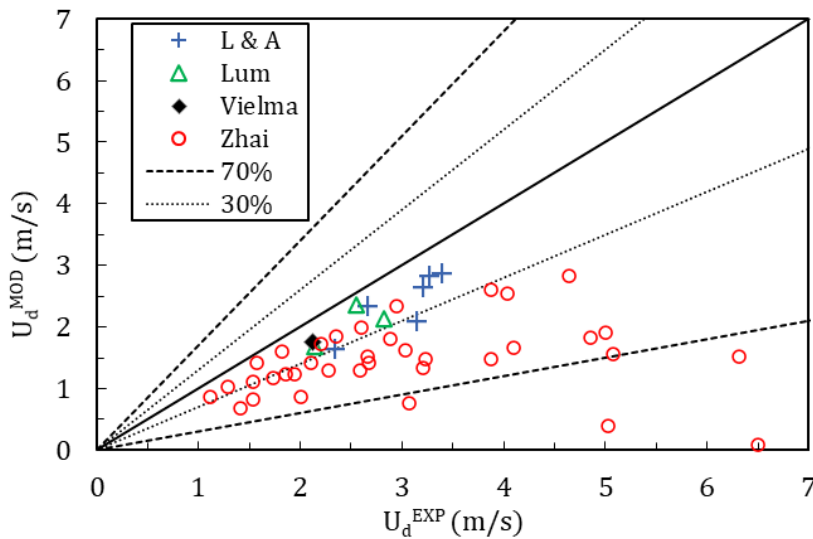


Figura 5.3: Comparação de velocidade da fase dispersa calculada pelo modelo de Hapanowicz (2008) versus dados experimentais.

Verifica-se na Figura 5.2 que o modelo de Hapanowicz (2008) consistentemente subestima o *slip ratio*, o que faz com que a velocidade da fase dispersa também seja subestimada pelo modelo, como pode ser verificado na Figura 5.3. Vale lembrar que o ajuste realizado pelo autor prevê que as velocidades da fase contínua serão sempre maiores que da fase dispersa, o que não condiz com os dados experimentais de referência desse trabalho.

Contudo, é possível ajustar o modelo de *drift* aos dados experimentais de referência desse trabalho, alterando os coeficientes C_0 e U_{SMc} da Eq. (5.3) até chegar na combinação dos coeficientes que forneça os melhores resultados. Após esse ajuste, foram obtidos os valores para os coeficientes C_0 e U_{SMc} de 0,948 e 0,047, respectivamente. Esses valores estão coerentes com os dados experimentais, já que

neles, a fase contínua apresenta uma velocidade menor do que a fase dispersa. As Figura 5.4 e Figura 5.5 apresentam os resultados de *slip ratio* e velocidade da fase dispersa após o ajuste. Nota-se que os resultados melhoram em relação ao ajuste original, ficando todos dentro de uma faixa de 30%.

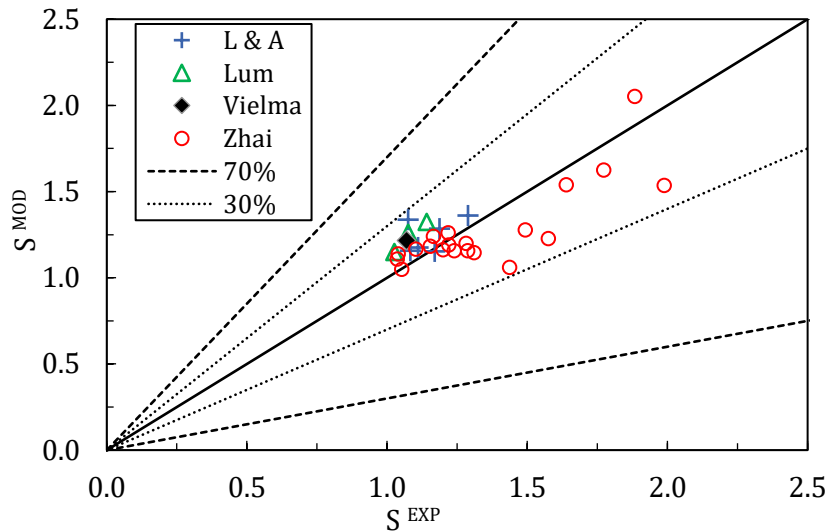


Figura 5.4: Comparação de *slip ratio* calculado pelo modelo de Hapanowicz (2008) versus dados experimentais após ajuste dos coeficientes C_0 e U_{sMc} com o banco de dados desse trabalho.

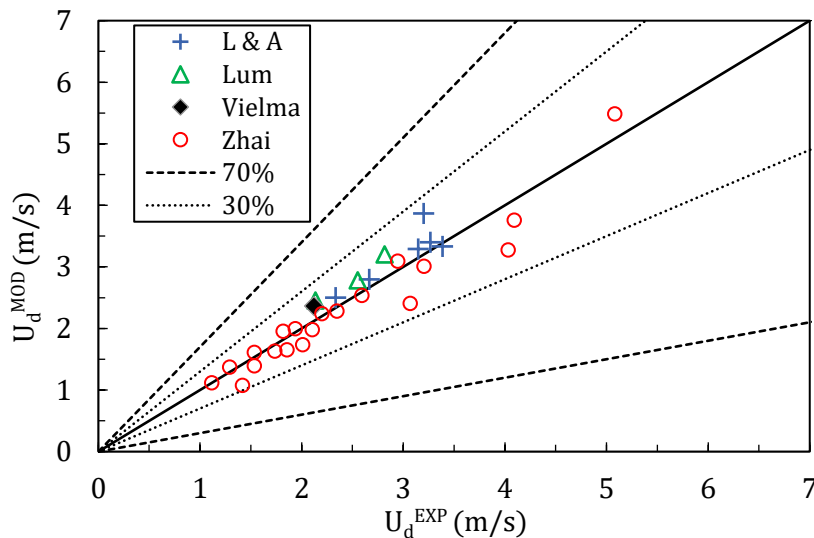


Figura 5.5: Comparação de velocidade da fase dispersa calculada pelo modelo de Hapanowicz (2008) versus dados experimentais após ajuste dos coeficientes C_0 e U_{sMc} com o banco de dados desse trabalho.

5.1.3 Modelo de escorregamento de Picchi

Picchi *et al.* (2015) desenvolveram um modelo para investigar o escoamento entre óleos muito viscosos e água no padrão de dispersão de óleo em água. O modelo utiliza as equações de conservação de quantidade de movimento da fase dispersa e da fase contínua, considerando regime permanente e plenamente

desenvolvido, conforme Eq. (5.6) e Eq. (5.7), respectivamente.

$$0 = -c_d \left(\frac{dP}{dx} \right) - c_d \rho_d g \sin \beta - F_D \quad (5.6)$$

$$0 = -(1 - c_d) \left(\frac{dP}{dx} \right) - (1 - c_d) \rho_c g \sin \beta + F_D - \frac{\tau_w S_w}{A} \quad (5.7)$$

Na Eq. (5.6) o termo F_D é a força de arrasto sobre as gotas dispersas, todas consideradas como esféricas uniformemente distribuídas na tubulação. A Eq. (5.8) apresenta a expressão para o cálculo desse termo:

$$F_D = c_d \rho_d C_D \frac{3 |U_d - U_c| (U_d - U_c)}{4 d_0} \quad (5.8)$$

Nota-se que essa força depende da velocidade de escorregamento da gota na fase contínua, pois $U_s = U_d - U_c$. Combinando-se as equações acima, é possível isolar o termo U_s para obter uma expressão para a velocidade de escorregamento das gotas da fase dispersa, conforme:

$$U_s = \sqrt{\left(\frac{8 d_0 f_c U_c^2}{3 C_D D} \right)} \quad (5.9)$$

A Eq. (5.9) é válida para escoamento isotérmico, horizontal, completamente desenvolvido, em regime permanente e no padrão de dispersão. Para o cálculo do diâmetro da gotícula d_0 foi utilizado o modelo de Brauner (2001), o fator de atrito f_c foi calculado com a equação de Blasius (5.10) e o coeficiente de arrasto C_D foi calculado utilizando o modelo de Morsi & Alexander (1972). Para a solução da equação foi realizado um procedimento iterativo, já que C_D depende do número de Reynolds, que depende da própria velocidade de escorregamento. O procedimento convergiu em apenas uma iteração.

$$f_c = \begin{cases} \frac{16}{Re}, & Re < 2300 \\ \frac{0,046}{Re^{0,2}}, & Re > 2300 \end{cases} \quad (5.10)$$

A velocidade do centro de massa da mistura é:

$$U_M = \frac{(1 - c_d) \rho_c U_c + c_d \rho_d U_d}{\rho_M} \quad (5.11)$$

A velocidade de escorregamento é definida como:

$$U_s = U_d - U_c \quad (5.12)$$

Combinando-se as Eq. (5.11) com a Eq. (5.12) é possível derivar equações para a velocidade de cada fase em função da velocidade de escorregamento:

$$U_d = U_c + U_s \quad (5.13)$$

$$U_c = U_M - \frac{c_d \rho_d U_s}{\rho_M} \quad (5.14)$$

A seguir, são apresentados os resultados obtidos com esse modelo aplicado aos dados experimentais utilizados. Na Figura 5.6 apresenta-se uma comparação dos dados de *slip ratio* calculados pelo modelo com os dados experimentais. Nota-se que o modelo não representa adequadamente esse parâmetro de escorregamento, visto que resulta em valores muito baixos quando comparados com os dados experimentais. Vale lembrar que Picchi *et al.* (2015) também relatou baixa concordância para o *slip ratio* para dados de dispersão de óleo em água (Dow).

Observa-se que no modelo não é previsto nenhum parâmetro de ajuste experimental para capturar forças não consideradas no equacionamento do problema, como por exemplo, o efeito de aumento do coeficiente de arrasto com o aumento da concentração volumétrica da fase dispersa, como descrito em Manninen & Taivassalo (1996) e avaliado por Rusche & Issa (2000).

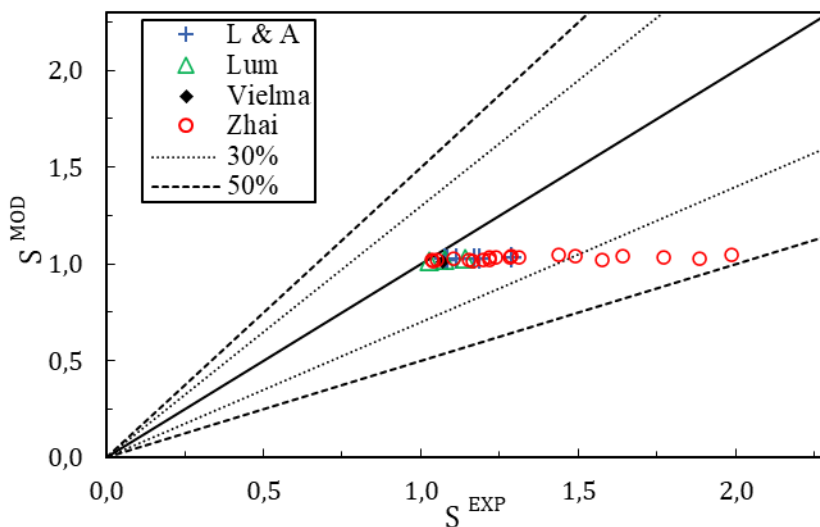


Figura 5.6: Comparação de *slip ratio* calculado pelo modelo de Picchi *et al.* (2015) versus dados experimentais.

Na Figura 5.7 apresenta-se o resultado do cálculo da velocidade da fase

dispersa pelo modelo de Picchi *et al.* (2015). Nota-se que, apesar dos erros para a velocidade de escorregamento U_s terem ficado altos, os dados calculados de U_d por esse modelo ficam em sua maioria dentro de uma margem de 30%, porém com uma tendência a subestimar a velocidade, como comentado.

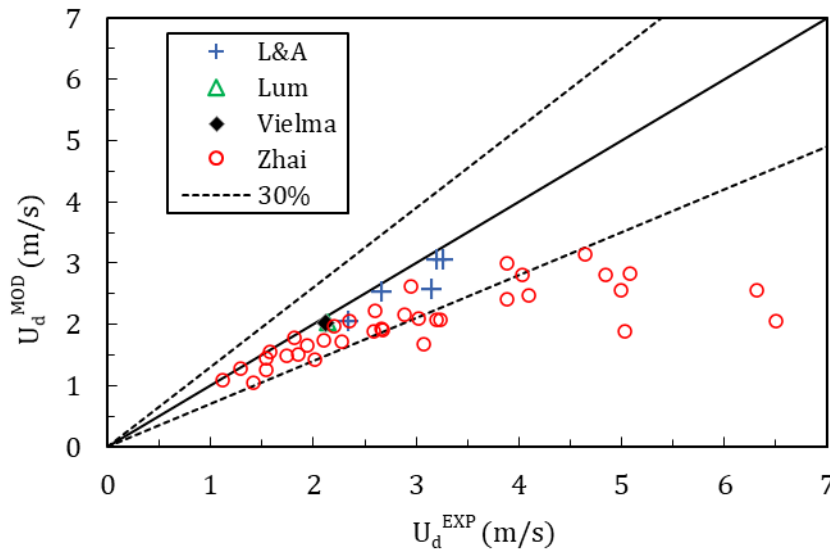


Figura 5.7: Comparação de velocidade da fase dispersa dos dados experimentais com a calculada pelo modelo de Picchi, *et al.* (2015).

A velocidade de escorregamento é uma variável sensível, visto que possui valores absolutos baixos para a maioria dos casos, da ordem de 10^{-1} , enquanto a velocidade da fase dispersa é da ordem de 1. Dessa forma, uma pequena variação no valor absoluto da velocidade de escorregamento calculada representa um grande erro em relação ao valor experimental. Já para a velocidade da fase dispersa, esse grande erro no cálculo da velocidade de escorregamento não representará uma grande variação na velocidade de escorregamento, principalmente para valores baixos de escorregamento.

5.1.4 Modelo de escorregamento proposto

Conforme apresentado no item 3.4.4, foi desenvolvido um modelo para prever o escorregamento que pode ocorrer entre a água e o óleo, somente no padrão de dispersão de água em óleo (Dwo). A velocidade de escorregamento U_s é calculada através da Eq. (3.54).

A função $F(c_d)$, presente no denominador dessa equação, busca representar no modelo o efeito de aumento da resistência ao escoamento da fase dispersa com o crescimento da sua fração volumétrica. Esse efeito é obtido com a multiplicação

do coeficiente de arrasto C_D pela função da Eq. (3.59), que possui os coeficientes a , b e c para serem calibrados com dados experimentais. Após o ajuste, obtido com os trabalhos mencionados na Tabela 5.1, a função assumiu a seguinte forma:

$$F(c_d) = 2,97c_d^{-0,306} e^{\left(\frac{19,6}{c_d}\right)^{-0,306}} \quad (5.15)$$

O gráfico da Figura 5.8 ilustra a variação da função com a fração volumétrica c_d , após sua calibração. Como discutido, a função possui a tendência de aumento com a fração volumétrica, embora tenha resultado em apenas valores abaixo de 1 para a faixa considerada, o que indica que o modelo pode estar subestimando o escorregamento em toda a faixa.

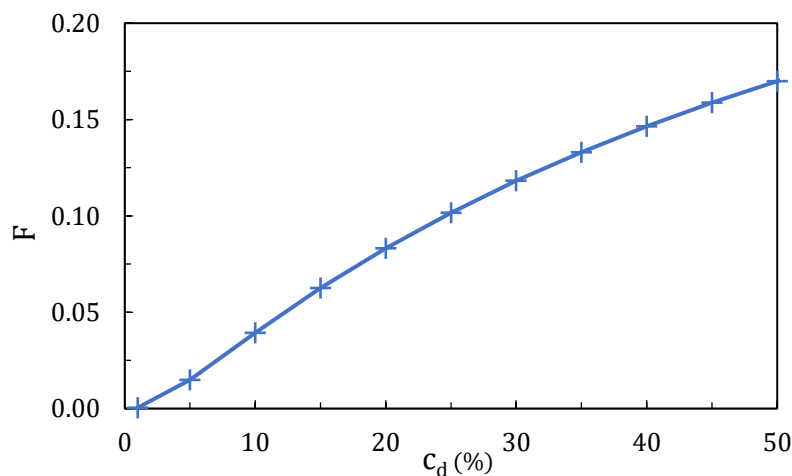


Figura 5.8: Variação da função F com a fração volumétrica da fase dispersa

As Figura 5.9 e Figura 5.10 a seguir mostram a importância da $F(c_d)$ para o modelo. Na Figura 5.9 a velocidade U_s foi obtida calculando a velocidade de escorregamento com a função $F(c_d) = 1$. É possível observar que, claramente, os resultados apresentam uma concordância pobre com os dados experimentais. Já na Figura 5.10 a velocidade U_s foi calculada com a função $F(\alpha)$ calibrada conforme a Eq. (5.15). Nesse caso, é possível observar uma boa concordância dos resultados do modelo com os dados experimentais, com a tendência de aumento da velocidade de escorregamento com a queda da fração volumétrica da fase dispersa corretamente capturada pelo modelo.

Vale ressaltar que o modelo é válido somente para casos de padrão Dwo, em que a água é a fase dispersa e o óleo a fase contínua, pois o ajuste da função $F(c_d)$ somente foi feito com casos desse padrão. Também, na implementação do modelo, considera-se que a velocidade da fase dispersa é sempre maior do que da fase

contínua, o que foi verificado em quase todos os casos experimentais de padrão Dwo analisados, com exceção de alguns, que apresentaram escorregamento negativo, isto é, velocidade da fase contínua maior do que da dispersa. Esses casos não foram considerados no ajuste.

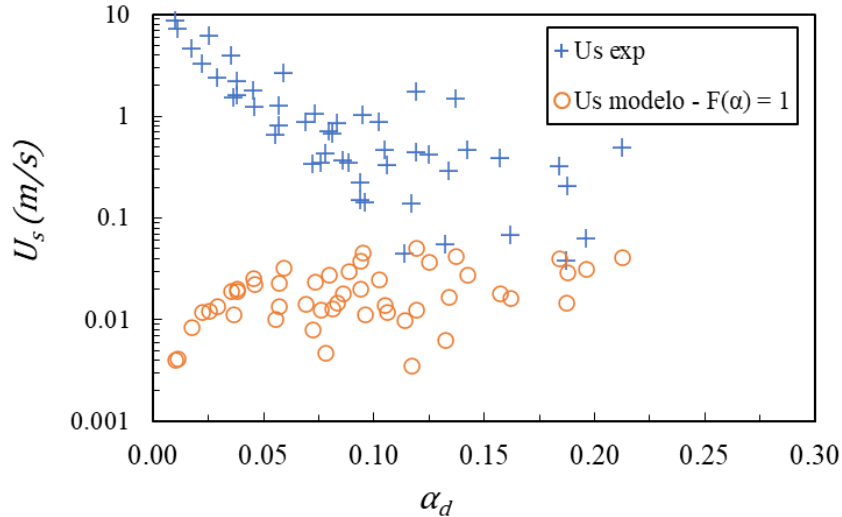


Figura 5.9: Comparação de dados experimentais da velocidade de escorregamento como função de c_d com dados calculados pelo modelo com função $F(c_d) = 1$.

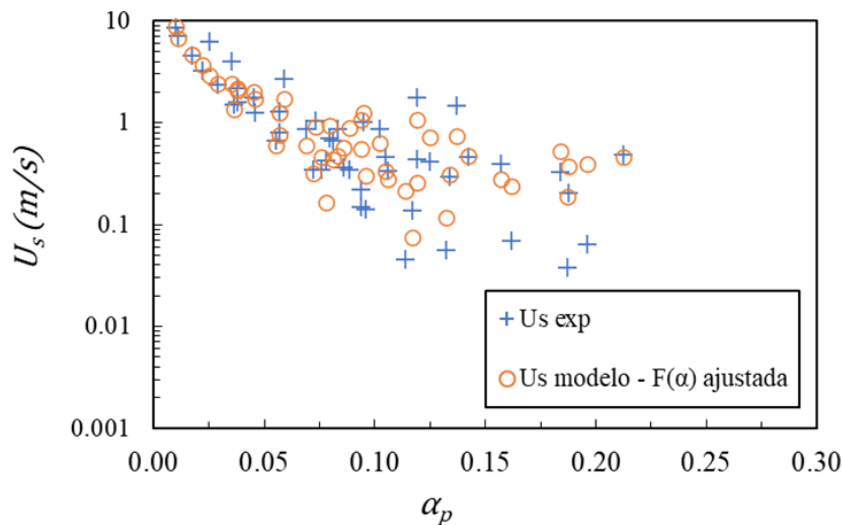


Figura 5.10: Comparação de dados experimentais da velocidade de escorregamento como função de c_d com dados calculados pelo modelo com função $F(c_d)$ ajustada com dados experimentais.

A Figura 5.11 a seguir apresenta o resultado do *slip ratio* (S) calculado pelo modelo proposto comparando diretamente com os dados experimentais. Observa-se que os dados ficam dentro de uma faixa de 30% de desvio, resultando em uma melhora significativa em relação aos resultados dos modelos apresentados anteriormente.

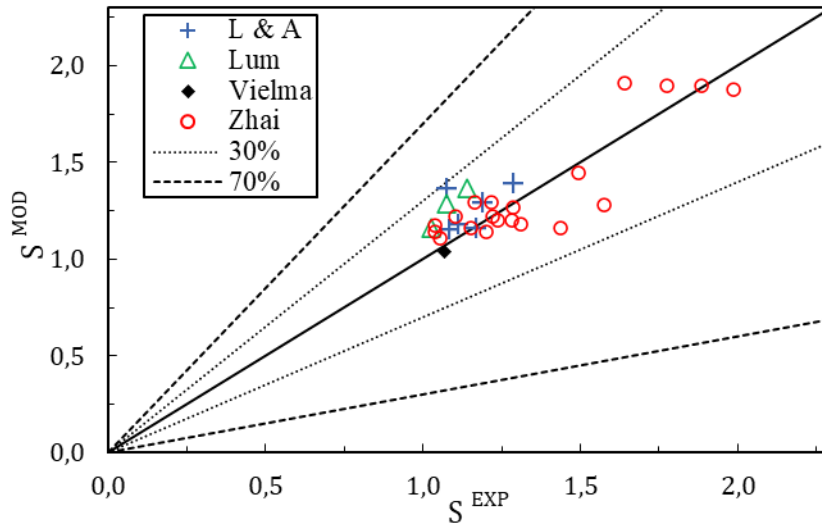


Figura 5.11: Comparação de *slip ratio* calculado pelo modelo proposto versus dados experimentais.

Na Figura 5.12 são mostrados os resultados da velocidade da fase dispersa calculada pelo modelo comparando com os dados experimentais. Verifica-se boa concordância, dentro de uma faixa de 20% de desvio.

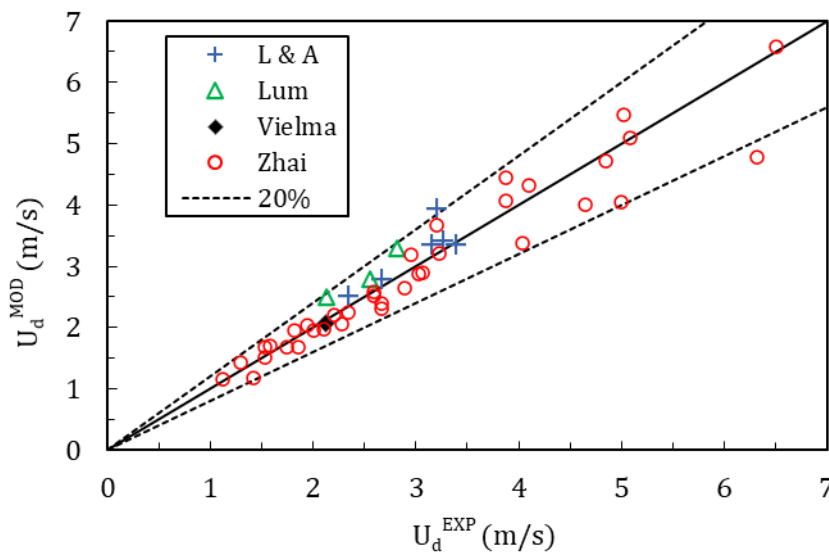


Figura 5.12: Comparação de velocidade da fase dispersa dos dados experimentais com calculada pelo modelo proposto.

5.1.5 Simulação numérica com modelo proposto

Após a avaliação inicial do modelo com dados experimentais, foram simulados casos selecionados do banco de dados da Tabela 5.1, utilizando-se o código numérico computacional descrito no capítulo 4, com o modelo de escorregamento implementado e calibrado, conforme descrito anteriormente. No gráfico da Figura 5.13 é mostrada uma comparação do numérico versus

experimental do *slip ratio* para os casos selecionados. Nesse caso, o erro do cálculo da velocidade de escorregamento aumenta, principalmente para casos de *slip ratio* maior, visto que na simulação numérica também existe o erro da própria simulação, que alimenta o cálculo do modelo com dados do escoamento. No entanto, a diferença numérica versus experimental apresenta uma melhoria em relação aos modelos de Picchi *et al.* (2015) e Hapanowicz (2008), principalmente para valores de escorregamento menores, com a maioria dos pontos dentro de uma faixa de 30%.

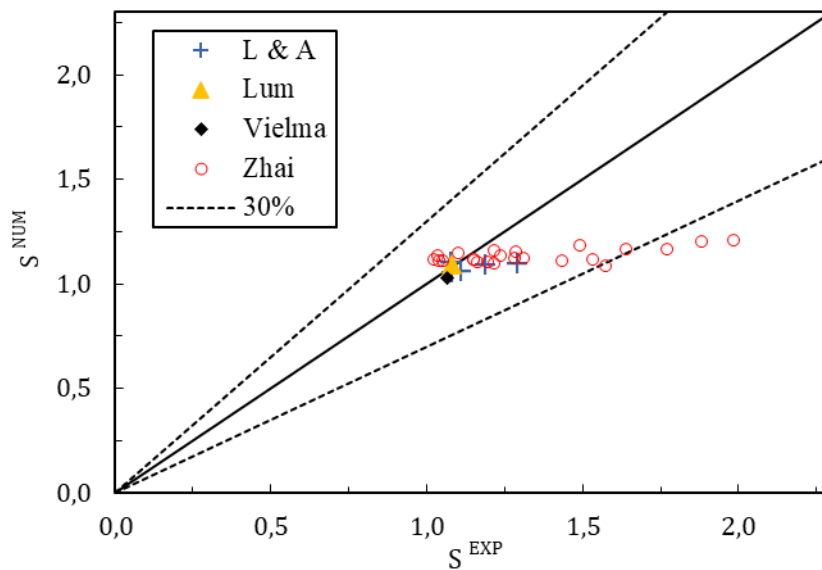


Figura 5.13: Comparação do *slip ratio* S numérico versus experimental para casos de Lovick & Angeli (2004), Lum, *et al.* (2006), Vielma, *et al.* (2007) e Zhai, *et al.* (2015).

A Figura 5.14 apresenta os resultados para a velocidade da fase dispersa. Nesse caso o erro fica, na maioria dos casos, dentro de uma margem de 20%.

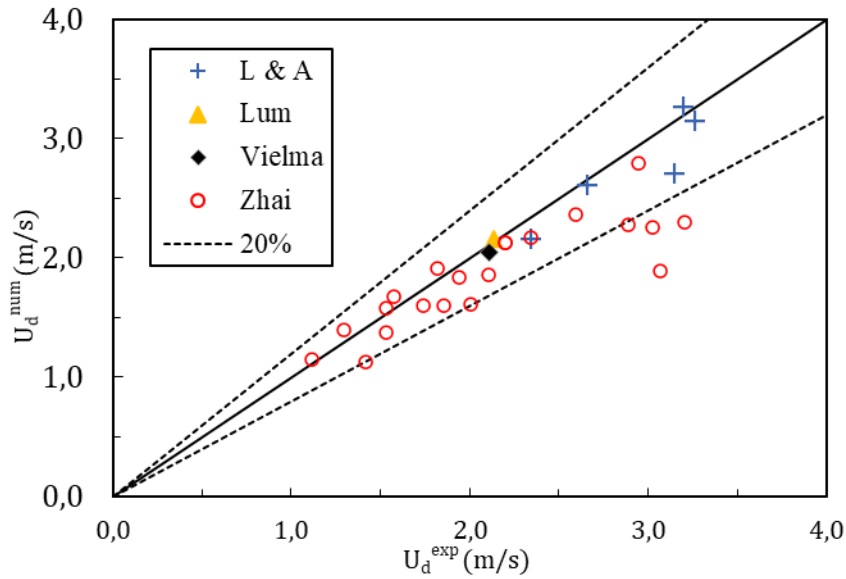


Figura 5.14: Comparação da velocidade da fase dispersa experimental com calculada por simulação numérica do modelo implementado (Lovick & Angeli (2004), Lum, *et al.* (2006), Vielma, *et al.* (2007) e Zhai, *et al.* (2015)).

A Figura 5.15 apresenta a comparação para a queda de pressão dP/dx numérico versus experimental, somente para os casos cujos autores fornecem dados experimentais desse parâmetro. Nota-se que a maioria dos casos ficou dentro de uma faixa de 30% de desvio em relação aos dados experimentais. Dois casos ficaram com erro elevado, da ordem de 90%. Porém, Lovick & Angeli (2004) reportam que para esses casos ocorre o fenômeno de *drag reduction*, o que explica os dados numéricos superestimarem os valores experimentais, já que o modelo não contabiliza os efeitos desse fenômeno. Todos os casos foram simulados com o modelo de Brinkman (1952).

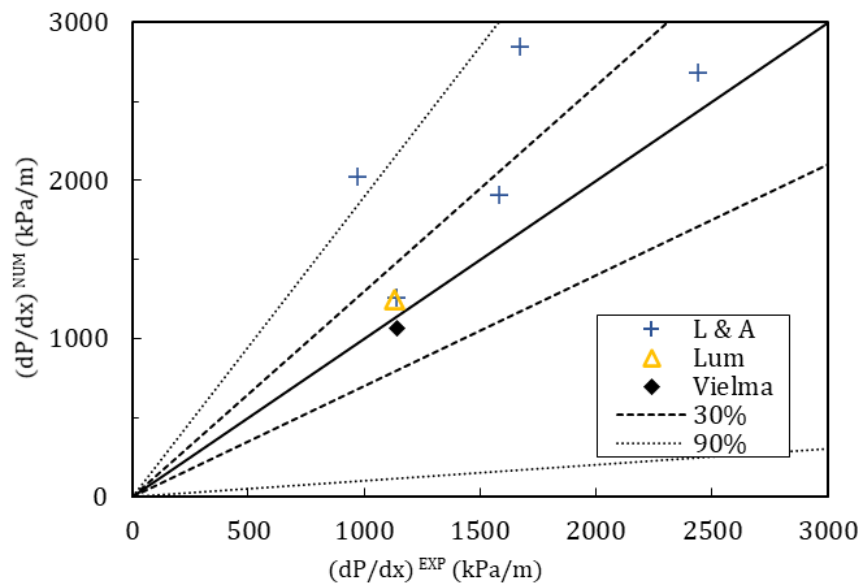


Figura 5.15: Comparação de queda de pressão numérico versus experimental para casos selecionados de escoamento bifásico óleo água.

Após as análises apresentadas, nota-se que o modelo apresenta resultados razoáveis para previsão do escoamento bifásico, o que motivou a avaliação do modelo para casos de escoamento trifásico, considerando o escorregamento entre as fases líquidas, que será apresentado a seguir.

5.2 Escoamento Gás-Líquido-Líquido no Padrão Golfadas Dispersas

A seguir, o modelo descrito nos capítulos 3 e 4 para escoamento de golfadas trifásicas em tubulações horizontais será analisado com os resultados das simulações numéricas de casos selecionados do trabalho de Odozi (2000).

É investigada a influência no escoamento do modelo de viscosidade de emulsão, do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento, do modelo de fator de atrito interfacial e do modelo de escorregamento. Avaliou-se além da queda de pressão, parâmetros das golfadas, como frequência, comprimento de pistão e velocidade das golfadas.

Inicialmente, será apresentada a seleção de casos contendo dados experimentais para avaliar os modelos. Em seguida, é apresentado o teste de malha realizado para seleção de parâmetros e computacionais como espaçamento da malha e número de Courant. Na sequência são mostrados os resultados obtidos com três diferentes modelos de viscosidade de emulsão, as análises com dois valores para o parâmetro C_M , dois tipos de fator de atrito interfacial e a influência do modelo de escorregamento.

Vale observar que as análises foram feitas a partir de uma configuração base dos parâmetros mencionados, ou seja, para analisar um parâmetro, o mesmo era alterado e os resultados com esse novo modelo eram comparados com os resultados do modelo base. Essa estratégia foi utilizada, pois, como existiam muitos casos a serem analisados, a combinação de todos os parâmetros para todos os casos levaria a um número inviável de simulações.

Na Tabela 5.2 é resumida a configuração base dos modelos de simulação, nela μ é viscosidade, C_M é o parâmetro de fluxo de quantidade de movimento, f_i é o fator de atrito interfacial e *slip* refere-se à opção de utilizar o modelo de escorregamento ou não.

Tabela 5.2: Configurações do modelo base de simulação

Parâmetro	Descrição
Modelo μ	Brinkman (1952)
C_M	1,33
Modelo f_i	Pasqualetto (2017)
<i>slip</i>	ligado

5.2.1 Seleção de Casos

Odozi (2000) apresenta resultados tabelados para experimentos realizados na facilidade WASP do *Imperial College*, em Londres, com escoamento de ar, óleo e água em tubulação horizontal e inclinada ($-1,5^\circ$), com pressões de 0, 5 e 10 barg, velocidades superficiais de líquidos de até 0,6 m/s, velocidade superficial de gás variando até 24 m/s e *watercut* entre 0 e 100%, com uma tubulação de comprimento 38 m e diâmetro interno de 78 mm, óleo de massa específica de 863 kg/m^3 e viscosidade 47,5 cP, água de massa específica 1000 kg/m^3 e viscosidade 1 cP.

O foco dos experimentos foi caracterizar o regime de golfadas para escoamento trifásico. São fornecidos dados de queda de pressão, frações volumétricas das fases envolvidas, padrão observado e, para os casos em que ocorreram golfadas, parâmetros de golfadas como frequência, *holdup* médio do pistão da golfada, comprimento médio do pistão e velocidade média da golfada. As medidas para aferição dos parâmetros da golfada foram realizadas ao fim do duto, entre a posição 30 m e 35 m.

Conforme já descrito anteriormente, nesse trabalho, a modelagem das fases líquidas foi realizada apenas para o padrão de dispersões. Assim, foram selecionados apenas os casos de Odozi (2000) contemplando o padrão de golfadas com dispersões, tanto de água em óleo quanto de óleo em água. Além disso, somente casos para escoamento horizontal com pressão 0 barg na saída foram selecionados.

Para investigar os efeitos das velocidades superficiais do gás, da mistura líquida e do *watercut*, Odozi (2000) organizou os casos experimentais em séries, em que, em cada série, as velocidades superficiais do gás e da mistura líquida foram mantidas constantes, variando-se somente o *watercut* com a alteração das velocidades superficiais do óleo e da água. Nesse trabalho foram selecionadas 3

séries de casos para serem investigadas, como mostra a tabela Tabela 5.3 a seguir, que resume as principais características dessas séries. No apêndice A.3 constam todos os dados utilizados dos casos selecionados.

Tabela 5.3: Parâmetros experimentais das séries de dados retiradas de Odozi (2000).

	Série 1 ODZ	Série 2 ODZ	Série 3 ODZ
U_{SG} (m/s)	6,0	4,0	4,0
U_{SL} (m/s)	0,5	0,5	0,6
<i>watercut</i> (%)	0 – 52	0 – 42	0 – 45
$p_{saída}$ (kPa)	101	101	101
Padrão	D-O-SI	D-O-SI	D-O-SI

5.2.2 Parâmetros numéricos e computacionais

O objetivo dessa análise é avaliar a independência dos resultados com os parâmetros numéricos de simulação. Assim, o foco não é avaliar o erro dos resultados em relação aos dados experimentais, mas sim a convergência dos mesmos em relação à variação dos parâmetros espaçamento de malha $\Delta x/D$ e número de Courant Co .

O regime de golfadas é um padrão de característica intermitente, portanto, os dados experimentais dos parâmetros das golfadas são apresentados na forma de médias temporais para regime estatisticamente desenvolvido. Assim, os resultados que serão apresentados são médias temporais abrangendo os instantes de 100 a 400 segundos de simulação, de forma a garantir a obtenção do regime estatisticamente permanente, permitindo a comparação dos resultados numéricos com os experimentais.

Os dados experimentais de Odozi (2000) também foram fornecidos para o fim da tubulação (30 a 35 m), onde os instrumentos para medição foram posicionados. Para os cálculos dos parâmetros de golfadas, essa mesma posição foi utilizada.

A primeira avaliação é para a independência dos resultados com a malha utilizada, foram realizadas simulações com o caso 534 ($U_{SG} = 4,2$ m/s, $U_{SM} = 0,49$ m/s, *watercut* = 18,37%) de Odozi (2000), variando-se o espaçamento da malha $\Delta x/D$ e observando-se para quais valores desse parâmetro os resultados das

simulações convergiam.

Na Figura 5.16 apresentam-se os resultados de médias temporais do gradiente de pressão dP/dx e fração volumétrica média da mistura de líquidos *in situ* α_M . Apesar de apresentar certo erro em relação aos valores experimentais, nota-se que esses parâmetros convergem com uma malha de espaçamento a partir de $\Delta x/D = 0,4$, valor que foi utilizado para todas as análises de sensibilidade que serão apresentadas posteriormente.

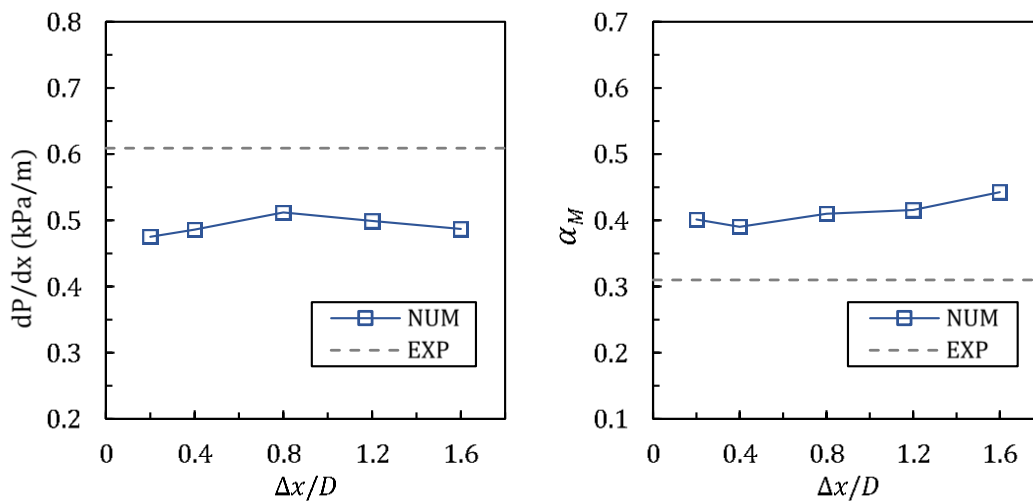


Figura 5.16: Gradiente de pressão e fração volumétrica média de mistura líquida em função do refinamento da malha (caso 534 de Odozi (2000)).

Devido à natureza intermitente do padrão de golfadas, o passo de tempo de simulação é um parâmetro computacional importante para as suas variáveis, sendo calculado em função do número de Courant, definido como:

$$Co = U_{\max} \Delta t / \Delta x \quad (5.16)$$

onde Δx é o espaçamento da malha, Δt é o passo de tempo e U_{\max} é a máxima velocidade no domínio.

Dessa forma, na segunda análise realizaram-se simulações com dois valores de Courant, $Co = 0,1$ e $0,2$, para avaliar o impacto desse número na convergência de malha dos parâmetros de golfada frequência f e velocidade de translação de golfada U_f .

Os resultados são mostrados na Figura 5.17, onde nota-se que ficaram próximos para os dois casos. Vale observar que o tempo de simulação aumenta significativamente para $Co = 0,1$. Dessa forma, para as demais simulações foi utilizado o valor de $Co = 0,2$.

Nota-se no gráfico da frequência f que o resultado possui uma variação razoável, mesmo com espaçamento $\Delta x/D$ menor do que 0,8. A variação do resultado da malha 0,4 em relação à malha 0,8 foi de 85%. Contudo, a variação da frequência da malha 0,4 para 0,2 foi de 17%. Após esse resultado, decidiu-se que a convergência para a malha 0,4 estava em um nível aceitável.

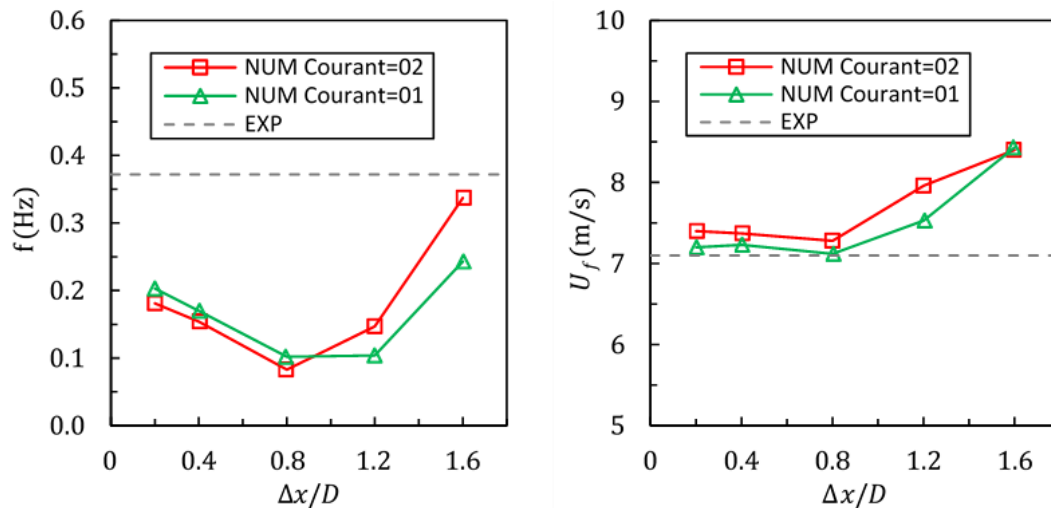


Figura 5.17: Velocidade de translação e frequência de golfadas em função do refinamento da malha e número de Courant (caso 534 de Odozi (2000)).

5.2.3 Avaliação de modelos de viscosidade de emulsão

Como discutido no tópico 2.1.4, a viscosidade é uma variável importante para a correta modelagem de dispersões de água em óleo, pois, para esse padrão líquido-líquido, a viscosidade da emulsão formada pode variar significativamente em relação à viscosidade das fases escoando isoladamente. Portanto, para essa avaliação, foram selecionados somente casos de dispersão de água em óleo (Dwo) de Odozi (2000). Todos os casos das 3 séries da Tabela 5.3 foram simulados com os 3 modelos selecionados, listados na Tabela 5.4. A segunda coluna indica a abreviação utilizada nas legendas dos gráficos para se referir aos resultados de cada modelo.

Tabela 5.4: Correlações de viscosidade de emulsão selecionadas para serem avaliadas.

Correlação μ_M	Legenda	Equação
Brinkman (1952)	B	(3.72)
Krieger & Dougherty (1959)	K	(3.73)
Hatschek (1928)	H	(3.74)

Para avaliar o desempenho de cada correlação, são comparados os resultados

das simulações com os dados experimentais. Os dados utilizados para a avaliação são: gradiente de pressão dp/dx , frequência de golfada f , comprimento de golfada L_s/D e velocidade de golfada U_f . Porém, antes, é feita uma breve discussão do comportamento da viscosidade de emulsão de acordo com cada modelo selecionado, importante para a interpretação dos resultados.

O gráfico da Figura 5.19 a seguir mostra a variação das viscosidades previstas em função do *watercut*, as séries presentes nele foram traçadas com base nas Eqs. (3.72) a (3.74) dos respectivos modelos, com a viscosidade do óleo utilizado por Odozi (2000) como referência (47,5 cP). É possível notar como os modelos preveem um crescimento rápido da viscosidade com o aumento da fração de água, chegando a valores muito maiores do que a viscosidade do óleo puro. A queda brusca para valores de *watercut* acima de 45% para os modelos de Brinkman (1952) e Hatschel (1928) é devida à inversão de fase contínua considerada para esse valor, como reportado por Odozi (2000).

Para o modelo de Krieger & Dougherty (1959), o parâmetro c_{max} , que indica o ponto de inversão de fase, deve ser definido. Assim, de acordo com os dados experimentais de referência desse trabalho (Odozi, 2000), esse valor deveria ser 45%. Porém, ao utilizar esse valor na Eq. (3.73), observou-se que os valores calculados de viscosidade para esse modelo ficavam muito altos, da ordem de 10^3 . O gráfico da Figura 5.18 a seguir apresenta uma comparação dos resultados de viscosidade de emulsão calculados com esses dois valores de c_{max} , onde nota-se que, para 45% o valor da viscosidade fica muito alto.

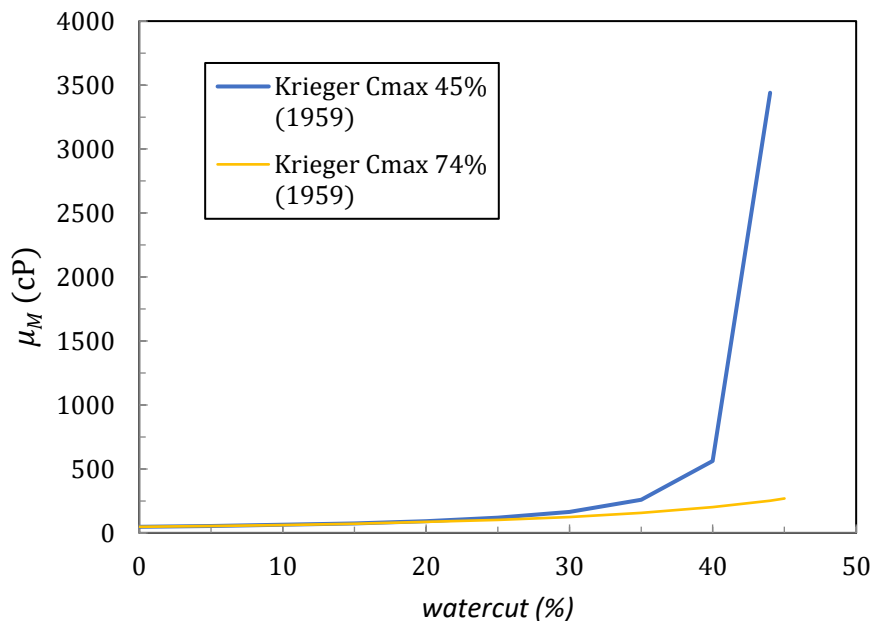


Figura 5.18: Viscosidade de emulsão prevista pelo modelo de Krieger & Dougherty (1959) com o parâmetro c_{max} igual a 45% e 74%.

Devido aos valores muito altos previstos com c_{max} igual a 45%, decidiu-se utilizar o valor de c_{max} em 74%, como originalmente recomendado por Krieger & Dougherty (1959). A Figura 5.19 apresenta uma comparação das viscosidades calculadas pelos três modelos selecionados.

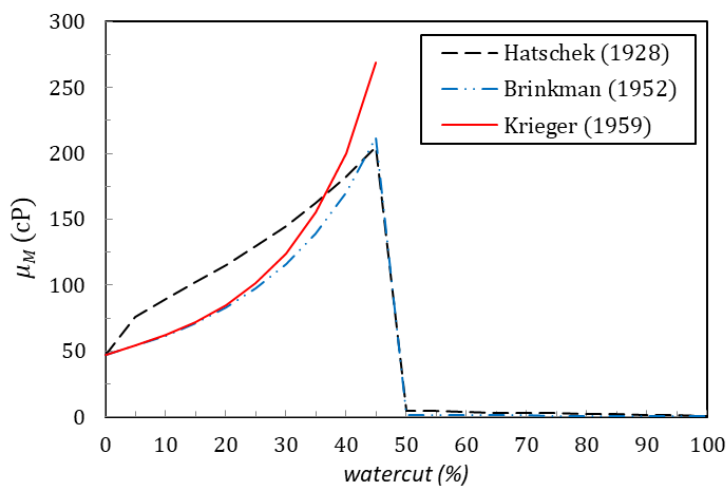


Figura 5.19: Comparação de viscosidades de emulsão previstas pelos modelos selecionados em função do *watercut*.

Para baixos valores de fração de água, os modelos de Brinkman (1952) e Krieger & Dougherty (1959) chegam a resultados praticamente iguais, enquanto Hatschek (1928) resulta em valores maiores de viscosidade para *watercut* até aproximadamente 35%, quando, a partir desse ponto, o modelo de Krieger & Dougherty (1959) resulta em valores maiores.

Aqui vale observar que uma característica importante do modelo numérico utilizado nas simulações a serem apresentadas é que o cálculo da viscosidade é realizado sempre com o valor do *watercut in situ* atualizado, que pode variar ao longo do domínio de simulação ou não, a depender se o modelo de escorregamento estiver ligado ou não.

A Figura 5.20 apresenta os resultados obtidos com os diferentes modelos de viscosidade analisados, utilizando o modelo base como referência.

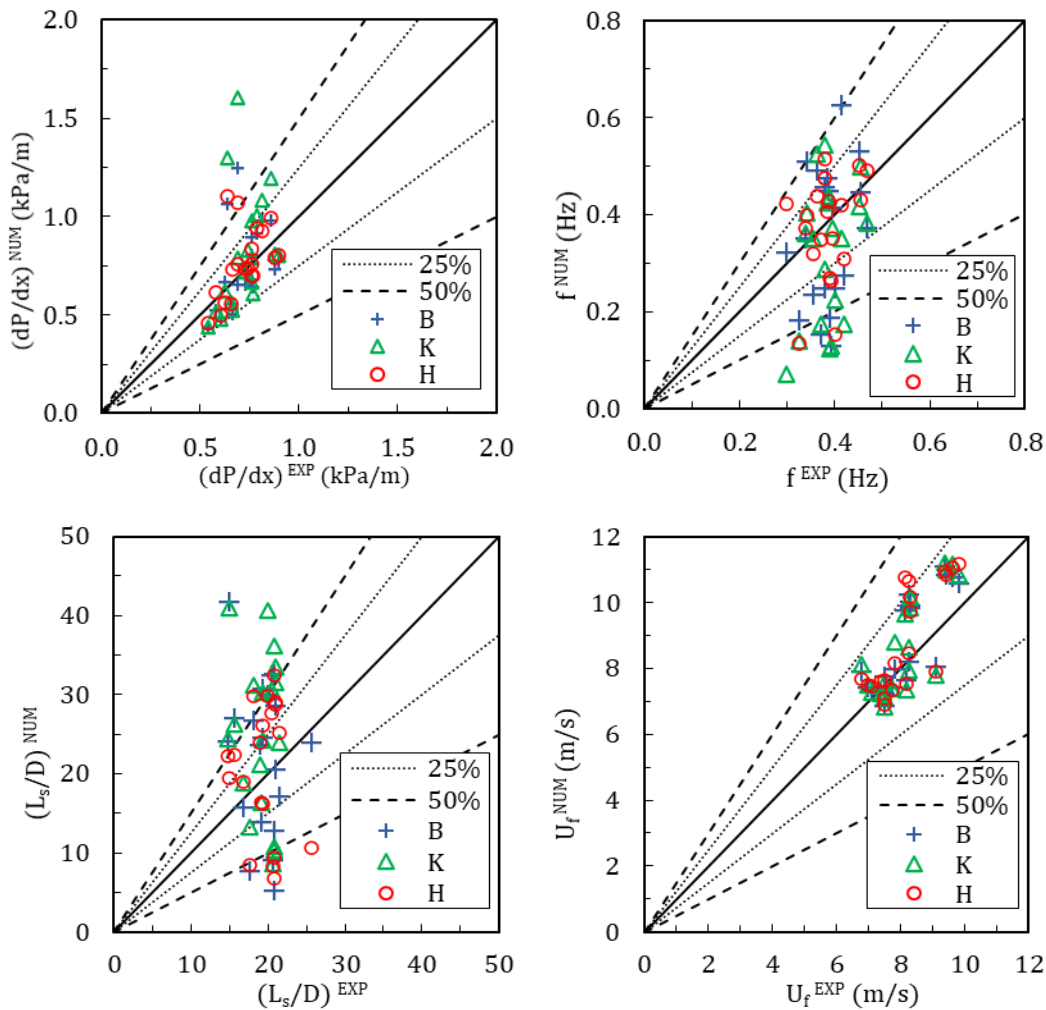


Figura 5.20: Comparação numérico *versus* experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada para modelos de viscosidade avaliados com casos de Odozi (2000).

Nota-se que todas as correlações tiveram um espalhamento dos dados para o cálculo de frequência e comprimento de golfadas, com a maioria dos resultados ficando dentro de uma faixa de 50% de desvio. Também se nota que o modelo de Hatschek (1928) apresentou os melhores resultados para todos os parâmetros apresentados.

Como o modelo de viscosidade impacta diretamente no cálculo do gradiente de pressão, uma análise mais detalhada é feita a seguir, com os gráficos de resultados de dP/dx apresentados em função do *watercut* e divididos por série, conforme a Tabela 5.3.

Na Figura 5.21: são mostrados os resultados dos casos da série 1 ($U_{SG} = 6 \text{ m/s}$ e $U_{SM} = 0,5 \text{ m/s}$), nela foram colocados rótulos da numeração dos casos junto ao ponto experimental correspondente, de forma a facilitar a interpretação dos resultados. Como já mencionado, os dados de entrada, parâmetros experimentais e resultados das simulações dos casos podem ser consultados na Tabela A.3.3.

Nota-se uma tendência de distanciamento dos valores de dP/dx simulados para os dados experimentais com *watercuts* superiores a 35% em todas as correlações avaliadas. Observa-se que para a correlação de Krieger & Dougherty (1959) os valores crescem a uma taxa ainda maior. Aqui vale lembrar que, conforme pode ser verificado na Figura 5.19, essa correlação é a que apresenta os maiores valores de viscosidades para altas frações de água (antes do ponto de inversão).

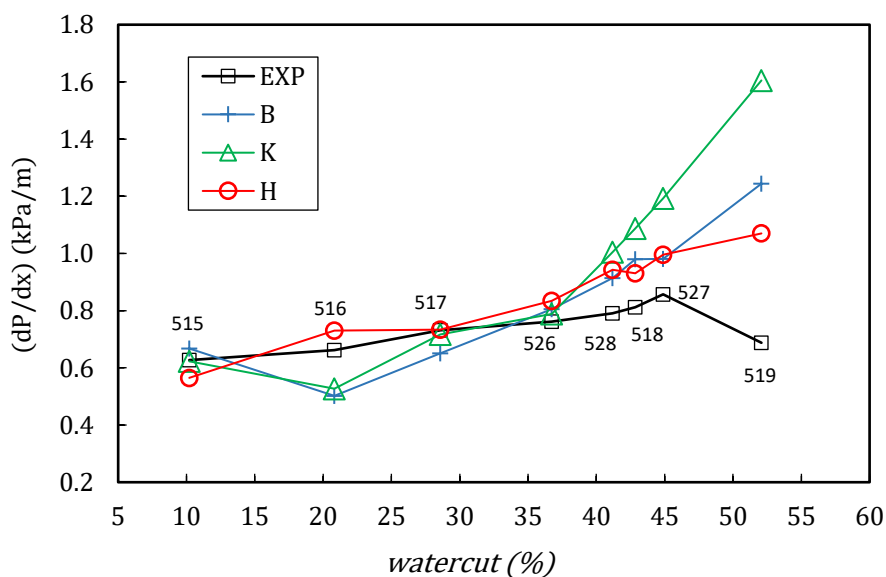


Figura 5.21: Gradiente de pressão em função do *watercut* para resultados simulados com casos da série 1 dos experimentais de Odozi (2000).

Com relação ao maior erro apresentado pelo caso 519 (*watercut* 52%), a hipótese é de que o padrão relatado por Odozi (2000) para esse caso não tenha ocorrido. Esse caso é relatado como padrão D-O-SI pelo autor, ou seja, dispersão de água em óleo Dwo com golfada.

Porém, dois dados chamam a atenção quanto a essa informação: o primeiro é

que o *watercut* de entrada está acima do valor de inversão de fase relatado pelo próprio autor para essa velocidade superficial de ar (6 m/s), 46%. Segundo, é que os casos 523 e 525 (não presentes no gráfico e não simulados por serem padrão de transição), que possuem *watercuts* menores e mesmas velocidades superficiais, foram descritos como padrão de transição D-O-SI/D-W-SI.

Portanto, é provável que o caso 519 (*watercut* 52%) também seja do padrão de transição. Vale observar que o valor do gradiente de pressão experimental do caso 519 caiu em relação ao caso 527, de *watercut* logo abaixo, indicando a provável transição de padrões. Isso também será discutido com os resultados apresentados para as séries 2 e 3.

A Figura 5.22: mostra os resultados das simulações dos casos da série 2 ($U_{SG} = 4 \text{ m/s}$ e $U_{SM} = 0,5 \text{ m/s}$). Nota-se que os modelos capturaram a tendência de aumento da queda de pressão com o aumento da fração da fase dispersa (água). Nessa série, o caso de maior *watercut* é de 42%, valor relatado pelo autor como ponto de inversão de emulsão nessas condições, o que, diferentemente das séries 1 e 3, está coerente com os dados experimentais apresentados, visto que não há nenhuma queda abrupta do gradiente de pressão até essa fração de água.

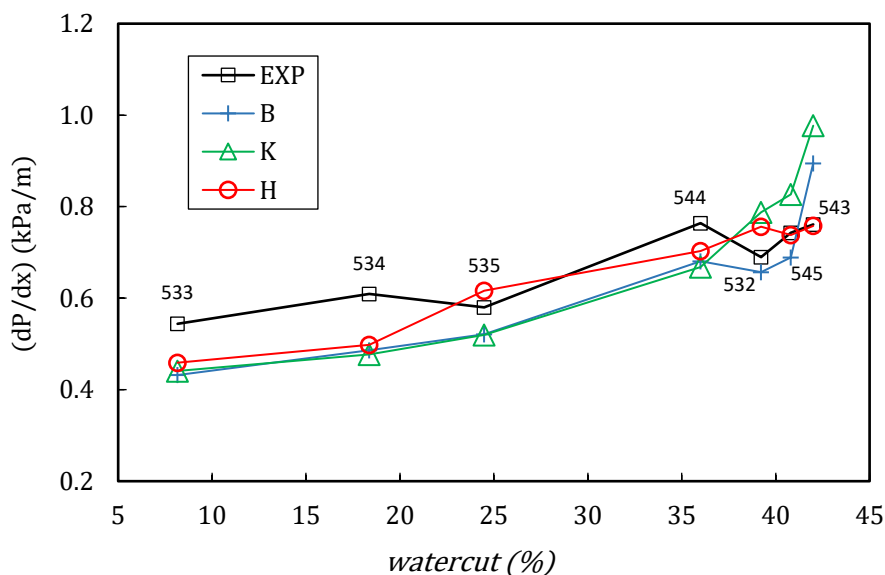


Figura 5.22: Gradiente de pressão em função do *watercut* para resultados simulados com casos da série 2 e dados experimentais de Odozi (2000).

Na Figura 5.23 são mostrados os resultados da série 3 ($U_{SG} = 4 \text{ m/s}$ e $U_{SM} = 0,6 \text{ m/s}$). Para essas condições, Odozi (2000) relata que o ponto de inversão é 38%, uma queda em relação ao ponto de inversão da série 2 ($U_{SG} = 4 \text{ m/s}$ e $U_{SM} = 0,5 \text{ m/s}$). A justificativa do autor para isso é que, para maiores velocidades da

mistura de líquidos há maior cisalhamento, levando a menores diâmetros de gotas, o que causa aumento da viscosidade da mistura, conseqüentemente um maior gradiente de pressão para menores *watercuts*.

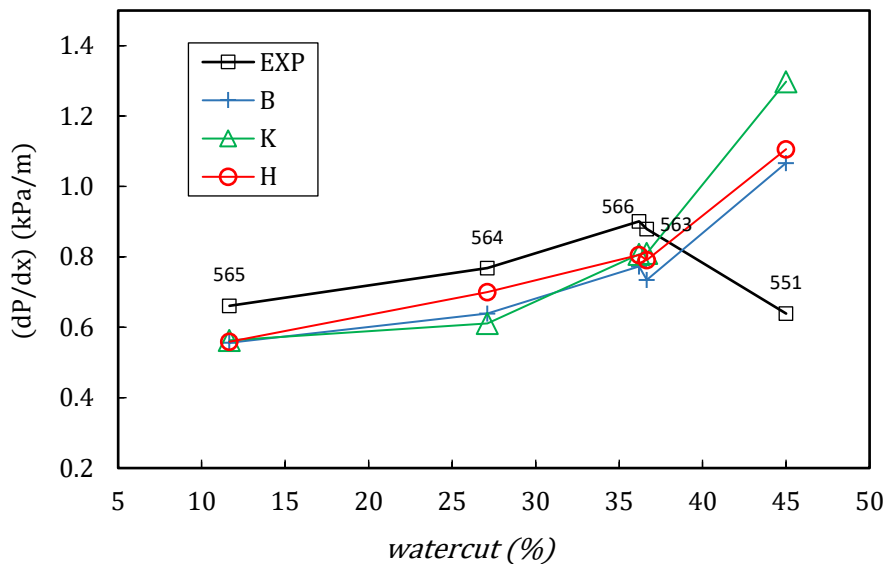


Figura 5.23: Gradiente de pressão em função do *watercut* para resultados simulados com casos da série 3 e dados experimentais de Odozi (2000).

Observando-se o gráfico dos dados experimentais, de fato, nota-se uma queda no gradiente de pressão para o caso 551, de *watercut* 45%. Porém, o autor relata que o padrão observado para esse caso é D-O-SI, padrão esse utilizado nas simulações. Novamente, levanta-se a hipótese de que esse padrão, na verdade, seja de transição entre D-O-SI e D-W-SI, pois possui *watercut* acima do informado pelo autor como ponto de inversão, e ainda apresentou decréscimo da queda de pressão com aumento da fração de água em relação ao caso de valor inferior.

Como nas simulações esse caso foi mantido com o padrão reportado (D-O-SI), os resultados ficaram muito acima do valor experimental. Vale lembrar que a queda de pressão, que aumenta com a fração de água para o padrão Dwo, pode sofrer uma redução drástica com a formação de uma camada de água no padrão de líquidos de dispersão de óleo em água com uma camada de água (Dow & w) (Castro & Rodriguez, 2014).

Para selecionar o melhor modelo de viscosidade, foi utilizado com os resultados apresentados o conceito de erro médio absoluto, que é definido da seguinte maneira:

$$EM = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|P_i - M_i|}{M_i} \quad (5.17)$$

onde P_i é o valor simulado, M_i é o valor experimental medido e N é o número de casos. Toma-se o módulo da diferença no numerador para evitar o efeito de cancelamento de erros positivos e negativos na média. Não serão considerados os casos com suspeita de erro de classificação de padrão (519, 527 e 551). A Tabela 5.5, a seguir, resume os resultados obtidos e indica que o modelo de Hatschek (1928) apresentou os melhores resultados.

Tabela 5.5: Erros médios para dp/dx para cada modelo de viscosidade de emulsão.

	B	K	H
dp/dx	13,34%	14,11%	9,41%
f	37,64%	28,17%	20,05%
L_s/D	62,25%	55,95%	39,41%
U_f	9,48%	10,62%	11,02%

5.2.4 Avaliação do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento

Como descrito no tópico 3.4.3, o parâmetro de fluxo de quantidade de movimento leva em consideração efeitos da distribuição de velocidades e fração volumétrica na seção transversal do duto, informações que podem se perder no processo de média das equações de conservação. Assim, para escoamentos com óleos viscosos, em que há uma tendência de ocorrer escoamento laminar, esse parâmetro é importante de ser avaliado, visto que nesse regime os perfis formados na seção transversal do duto tendem a ser parabólicos.

A seguir, é feita uma avaliação da influência do parâmetro de fluxo C_M nos resultados das simulações. A análise é dividida em duas partes, sendo a primeira para padrões de dispersão de água em óleo (Dwo), e a segunda para dispersões de óleo em água (Dow). Essa divisão foi feita, pois o valor desse parâmetro muda de acordo com o padrão, o que será explicado.

5.2.4.1 Parâmetro C_M para padrão de dispersão de água em óleo (Dwo)

Conforme descrito no tópico 3.4.3, foram selecionados da literatura valores para C_M obtidos para escoamentos bifásicos, simétricos e ascendentes para serem

avaliados, são eles 1,0, 1,2 e 1,33. Também, foi mencionado que não foram derivados valores desse parâmetro especificamente para o padrão de golfadas horizontais. Nos gráficos da Figura 5.24 a seguir, os resultados de queda de pressão, frequência, comprimento e velocidade da golfada (dp/dx , f , L_s/D e U_f) calculados para os 3 valores selecionados do parâmetro de fluxo são comparados com os dados experimentais das séries da Tabela 5.3.

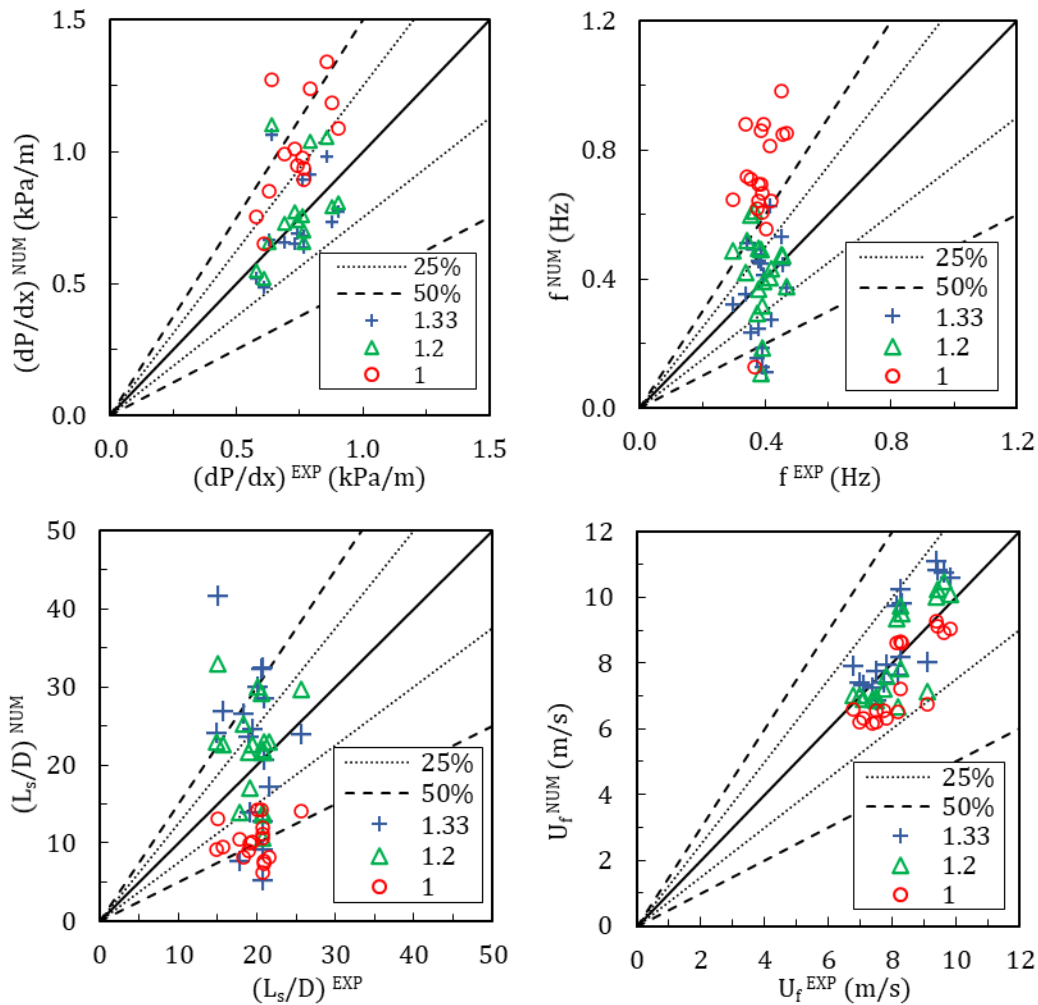


Figura 5.24: Comparação numérico *versus* experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada para sensibilidade ao parâmetro de fluxo C_M com casos de Odozi (2000).

Nota-se, nos gráficos, que as simulações com $C_M = 1$ apresentam os piores resultados para todas as variáveis, enquanto os resultados com esse parâmetro configurado com 1,2 e 1,33 ficaram similares. A hipótese é de que, como a alta viscosidade do óleo induz ao escoamento no regime laminar, o parâmetro com os valores de 1,33 ou 1,2 devem gerar melhores resultados.

Para auxiliar na interpretação destes resultados, inicialmente, ilustra-se a

evolução da fração de líquido ao longo do tempo e do domínio, seguida de uma análise do regime de escoamento.

A Figura 5.25 ilustra a evolução do perfil de *holdup*, entre os tempos de simulação de 106 e 121 segundos, para o caso 534 de Odozi (2000) configurado com $C_M = 1,33$. No gráfico, a abcissa representa o comprimento da tubulação, enquanto a ordenada representa tanto o perfil de *holdup* quanto o tempo transcorrido. Nota-se na figura a formação de golfadas a partir do escoamento estratificado, que evoluem, podendo aumentar de tamanho ao coalescer com outra golfada formada antes de chegar ao fim do tubo.

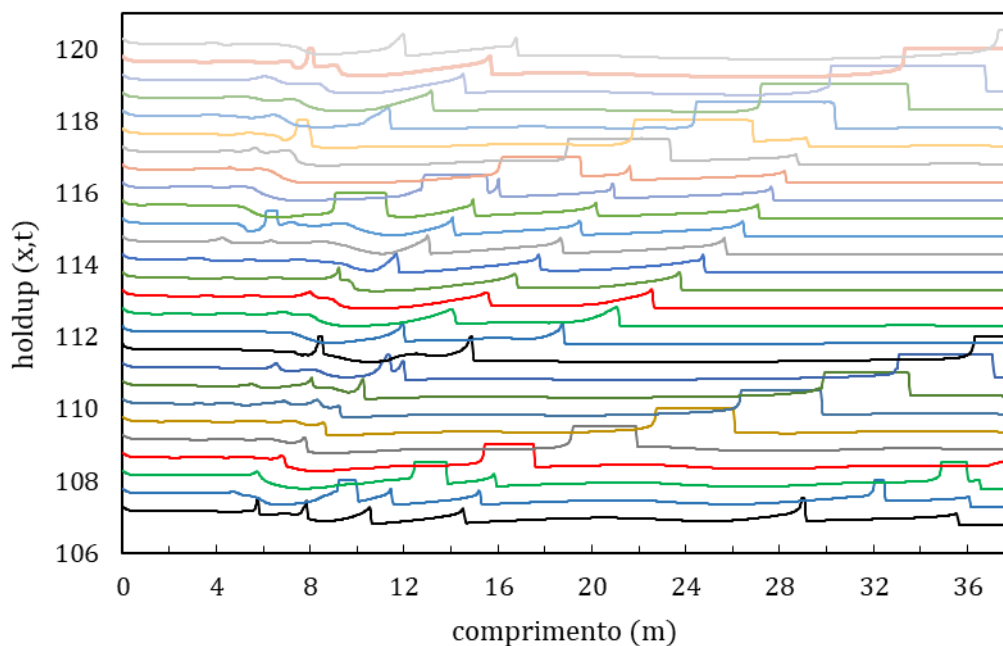


Figura 5.25: Evolução do perfil de *holdup* de líquidos ao longo do tempo para 534 de Odozi (2000) com C_M 1,33.

Na Figura 5.26 são mostrados perfis do número de Reynolds ao longo do duto, em um instante de tempo, da mistura líquida do caso 534 para simulações com o parâmetro C_M com valor 1 e 1,33. Observa-se, claramente, o aumento do número de Reynolds quando a golfada é formada. Nota-se, nos dois casos, que a maior parte do escoamento se dá no regime laminar.

Similarmente, na Figura 5.27, são mostrados dois perfis de velocidade de líquido ao longo do duto para um caso de padrão Dwo, com parâmetros 1 e 1,33. Comparando-se as duas figuras, pode-se observar uma correlação direta entre o número de Reynolds e a velocidade do líquido. Nota-se, ainda, que o perfil de velocidade na região de filme para o caso com $C_M = 1$ fica praticamente zerado, enquanto o perfil com $C_M = 1,33$ apresenta um perfil mais factível. Cabe observar

que o perfil mostrado tem caráter qualitativo, para ilustrar as diferenças de resultados entre os dois casos.

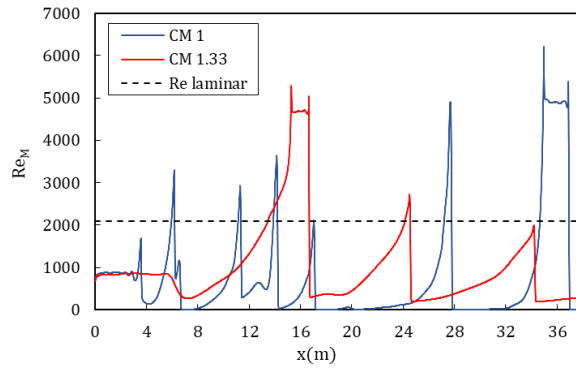


Figura 5.26: Número de Reynolds ao longo do tubo para caso 534 de padrão Dwo de Odozi (2000).

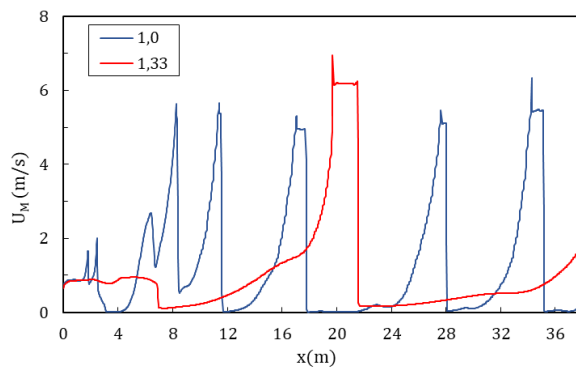


Figura 5.27: Comparação de perfis de velocidade ao longo do tubo para simulações com diferentes parâmetros de fluxo para caso de padrão Dwo de Odozi (2000).

Como os resultados para os casos de C_M 1,2 e 1,33 ficaram similares, para diferenciar essas duas opções, utilizou-se o conceito de erro global médio, em que, para cada caso de cada configuração de C_M , os erros de todos os parâmetros são combinados com o objetivo de se ter uma avaliação do modelo como um todo. Esse erro é calculado conforme a expressão abaixo:

$$EG = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \left(\sqrt[n]{\prod_{i=1}^n E_{n_i}} \right) \tag{5.18}$$

onde E_i é o erro relativo do parâmetro de avaliação n do caso i e m é o número de casos total. Como pode ser verificado na Tabela 5.6, o erro global foi menor para o caso de $C_M = 1,2$.

Tabela 5.6: Erro médio global entre simulações, sensibilidade ao C_M para casos de Odozi (2000).

	$C_M = 1,20$	$C_M = 1,33$
EG	15,55%	17,48%

Os resultados indicam a possibilidade de se utilizar um C_M variável na

simulação do escoamento, pois na região do pistão da golfada, em que o regime é turbulento, o valor de 1,0 é o padrão, enquanto, na região de filme com escoamento laminar, o valor de 1,33 é mais apropriado. Sugere-se, para trabalhos futuros, que essa variação do parâmetro de acordo com a formação da golfada seja avaliada.

5.2.4.2 Parâmetro C_M para padrão de dispersão de óleo em água (Dow)

Para ilustrar o efeito do regime de escoamento e valores correspondentes de C_M , foram selecionados casos de padrão de dispersão de óleo em água (Dow) de Odozi (2000) para serem simulados. Nesse padrão, a água é a fase contínua, o que faz com que a viscosidade da emulsão formada seja muito menor, da ordem de 1 cP, induzindo turbulência ao longo de todo o escoamento. Assim, espera-se que o escoamento seja melhor caracterizado por valores do parâmetro C_M utilizados para regime turbulento. Vale observar que, para esse padrão, não é considerado escorregamento entre as fases líquidas.

Na Figura 5.28 é mostrado um perfil de *holdup* ao longo da tubulação para o caso 524 ($U_{SG} = 6,2 \text{ m/s}$ e $U_{SM} = 0,5 \text{ m/s}$ e *watercut* 58%) no tempo de simulação de 400 segundos, de padrão Dow, com os parâmetros de fluxo configurados em 1,0 e 1,33. Nota-se que, para o caso C_M 1,33, o escoamento permanece estratificado, ou seja, não se formam golfadas, enquanto para o caso de 1,0 as golfadas são formadas.

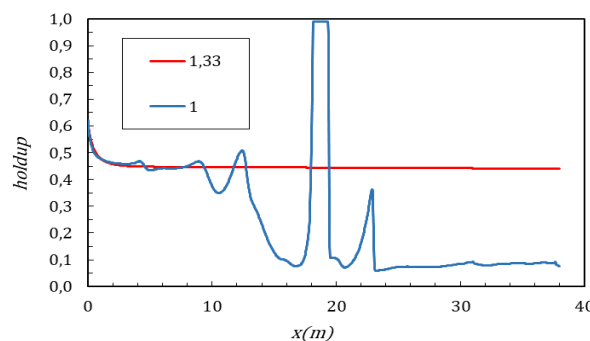


Figura 5.28: Comparação do perfil de *holdup* para caso de padrão de dispersão de óleo em água com sensibilidade no parâmetro de fluxo C_M .

Na Figura 5.29 é mostrado o perfil do número de Reynolds do mesmo caso. Nota-se que, na maior parte da tubulação, o escoamento é turbulento, o que indica C_M configurado com 1 mais apropriado para representar esse tipo de padrão.

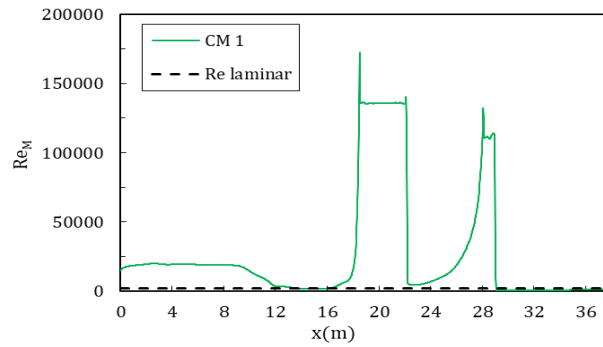


Figura 5.29: Perfil de número de Reynolds para caso de padrão Dow de Odozi (2000).

Na Figura 5.30 são mostrados os resultados de gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada dos casos de padrão Dow analisados. Cabe observar que o banco de dados de Odozi (2000) possui poucos casos desse padrão, o que não permite uma investigação tão detalhada como para o padrão Dwo. Nota-se um espalhamento nos gráficos, principalmente para a frequência de golfadas, com desvios superiores a 50%.

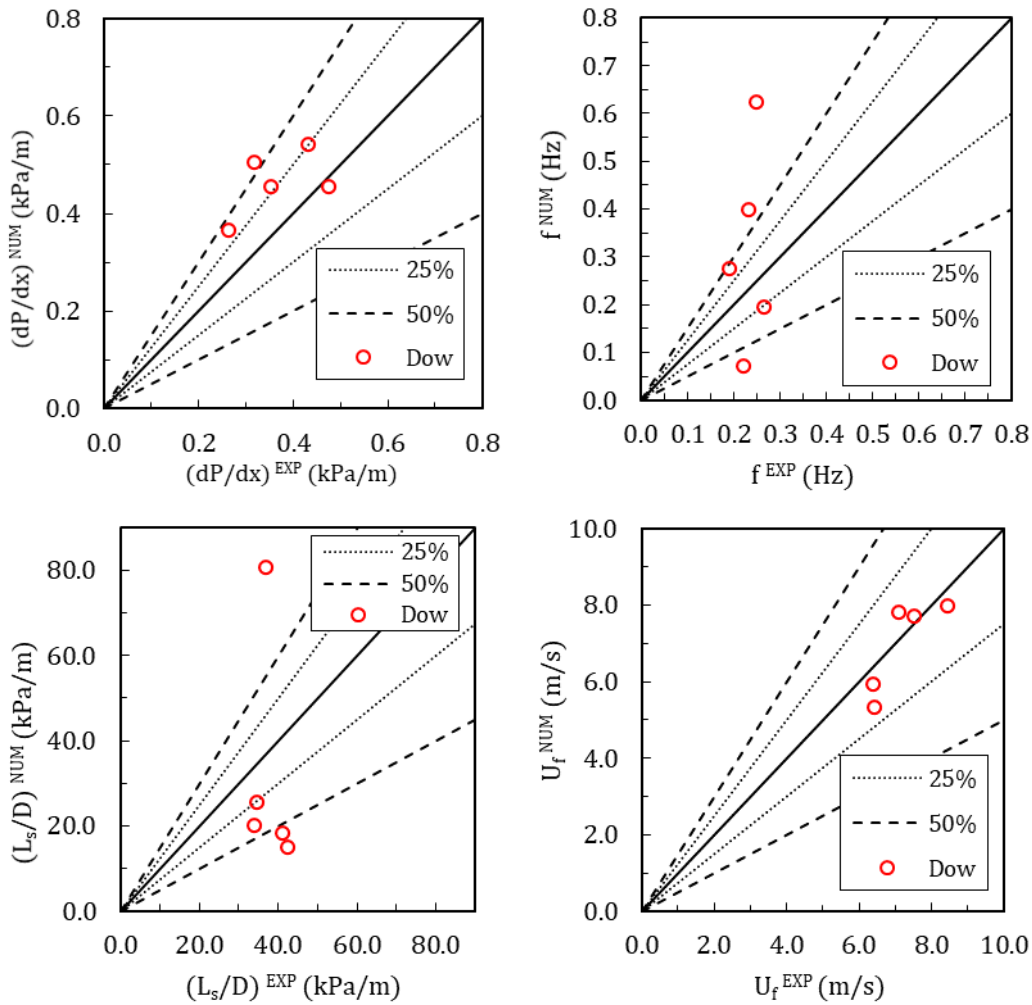


Figura 5.30: Comparação entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfadas numérico versus experimental para os casos do padrão Dow de Odozi (2000).

Como mencionado no tópico 3.3, o parâmetro C_Ω na Eq. (3.31) é de difícil determinação, o que motivou um estudo de sensibilidade com os casos de Dwo visando determinar qual valor desse parâmetro utilizar nas simulações. Assim, foram realizadas simulações com $C_\Omega = 1,2$, valor que apresentou os melhores resultados para o parâmetro C_M , e $C_\Omega = 1$. Os resultados podem ser consultados no apêndice A.2, e mostram que $C_\Omega = 1$ gerou os melhores resultados. Dessa forma, esse valor foi mantido em todas as demais simulações que consideraram escorregamento entre as fases.

Observa-se que não foi escopo desse trabalho uma análise mais aprofundada do parâmetro C_Ω , e uma investigação mais detalhada do mesmo é recomendada para trabalhos futuros.

5.2.5 Avaliação do fator de atrito interfacial

O fator de atrito interfacial é uma relação de fechamento importante do modelo, que influencia na formação de golfadas e na queda de pressão calculada (Issa & Kempf, 2003). Assim, foi feita uma comparação das duas correlações desse parâmetro, apresentadas no tópico 3.4.2.

A primeira correlação é a de Taitel & Dukler (1976a), recomendada por Issa & Kempf (2003) após comparação de diversos modelos disponíveis na literatura. A outra opção foi inspirada no modelo de Pasqualetto (2017), desenvolvido para capturar os efeitos da formação de ondas irregulares do tipo Kelvin-Helmholtz na interface através de um fator de correção, e que foi ajustada para um óleo de alta viscosidade (100 cP), o que a torna apropriada para esse trabalho. Um critério baseado na velocidade superficial do gás é utilizado para definir se esse tipo de onda foi formado, caso não se forme, o modelo de Taitel & Dukler (1976a) é utilizado.

Para avaliar esses dois modelos, foram simulados os casos de Odozi (2000) da Tabela 5.3. A Figura 5.31 contém os resultados dos parâmetros de simulação para os dois fatores de atrito considerados. Nos gráficos, a legenda TD 1976 refere-se ao modelo de Taitel & Dukler (1976a) e PA 2017 ao modelo de Pasqualetto (2017). Similar às outras análises, essa foi feita com parâmetros de referência, variando-se somente o fator de atrito interfacial. Assim, foram utilizados o modelo de viscosidade de Brinkman (1952) e parâmetro de fluxo $C_M = 1,33$.

Os resultados dos dois modelos ficaram similares. O modelo de Pasqualetto

(2017) apresentou melhores resultados para o gradiente de pressão, enquanto o modelo de Taitel & Dukler (1976a) para as demais variáveis. A Tabela 5.7 resume os erros médios calculados para os dois modelos, tanto por variável quanto global, conforme descrito nas Eqs. (5.17) e (5.18).

Apesar do erro global ter ficado menor para o modelo de Taitel & Dukler (1976a), optou-se por manter o fator de atrito de Pasqualetto (2017) nas demais simulações, pois, conforme informado no tópico 5.2, esse foi o modelo utilizado na configuração base das análises de sensibilidade, além de prever melhor dP/dx . Como os erros globais ficaram próximos, entendeu-se que não haveria prejuízo em manter o modelo base configurado dessa forma. Além disso, o erro no gradiente de pressão, considerado de maior importância para essas análises, foi menor para o modelo escolhido.

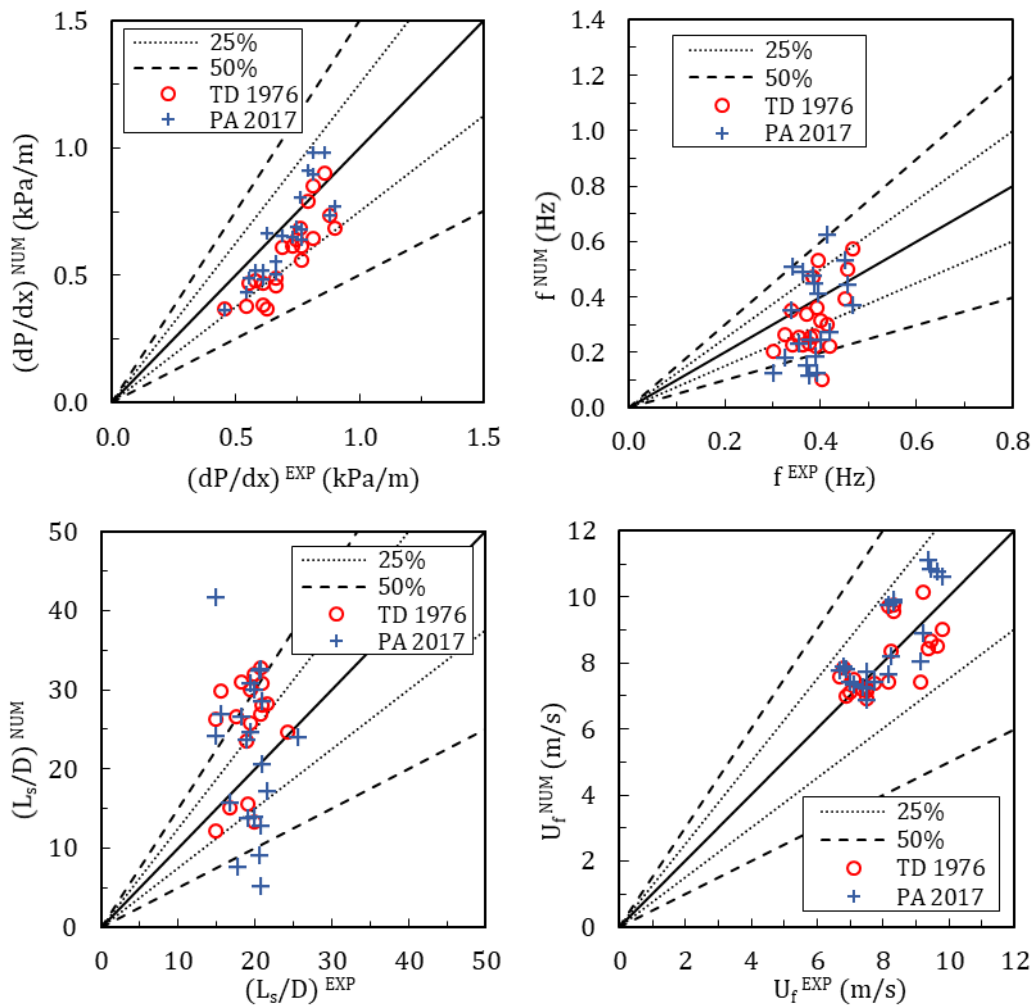


Figura 5.31: Comparação numérico *versus* experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada para modelos de fator de atrito interfacial avaliados com casos de Odozi (2000).

Tabela 5.7: Erros médios para os modelos de fator de atrito interfacial considerados

	TD 1976	PA 2017
dp/dx	19,50%	13,71%
f	28,15%	37,5%
L_s/D	61,51%	61,98%
U_f	8,99%	9,91%
EG	18,88%	20,43%

5.2.6 Avaliação do modelo de escorregamento

Para avaliar o efeito do escorregamento de fases nas simulações, são comparados os resultados do modelo de escorregamento ativado e desativado. Os resultados são mostrados na Figura 5.32

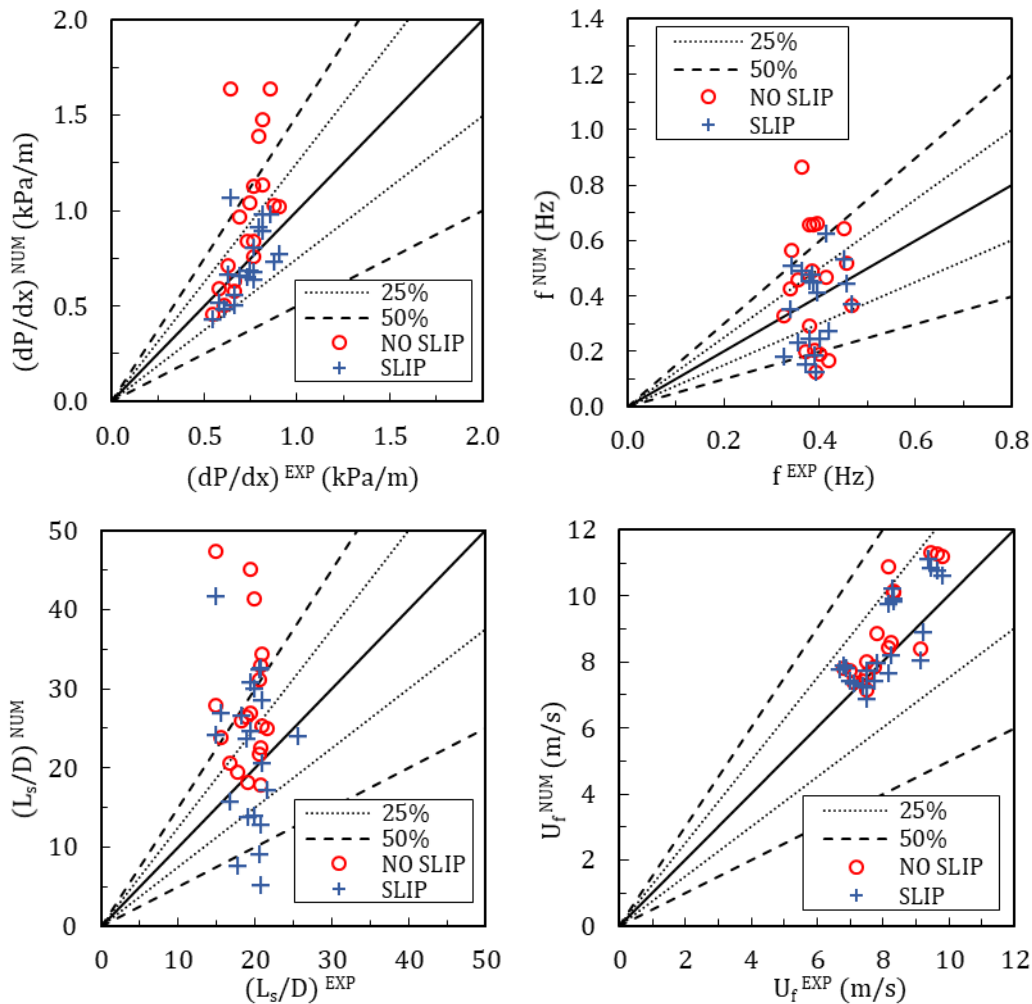


Figura 5.32: Comparação numérico *versus* experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada para simulações com e sem escorregamento avaliadas com casos de Odozi (2000).

Observa-se que o modelo com escorregamento apresentou melhores

resultados para todas as variáveis analisadas, sendo as melhoras mais pronunciadas no gradiente de pressão, frequência e comprimento de golfadas.

A Figura 5.33 a seguir mostra os resultados da queda de pressão em função do *watercut*, para as configurações com e sem escorregamento, separados de acordo com as séries da Tabela 5.1. Para facilitar o entendimento, em cada gráfico, foram colocados rótulos dos casos sobre os pontos experimentais. Nas três séries, para o modelo sem escorregamento, nota-se uma tendência de aumento do erro em relação aos dados experimentais com o aumento do *watercut*.

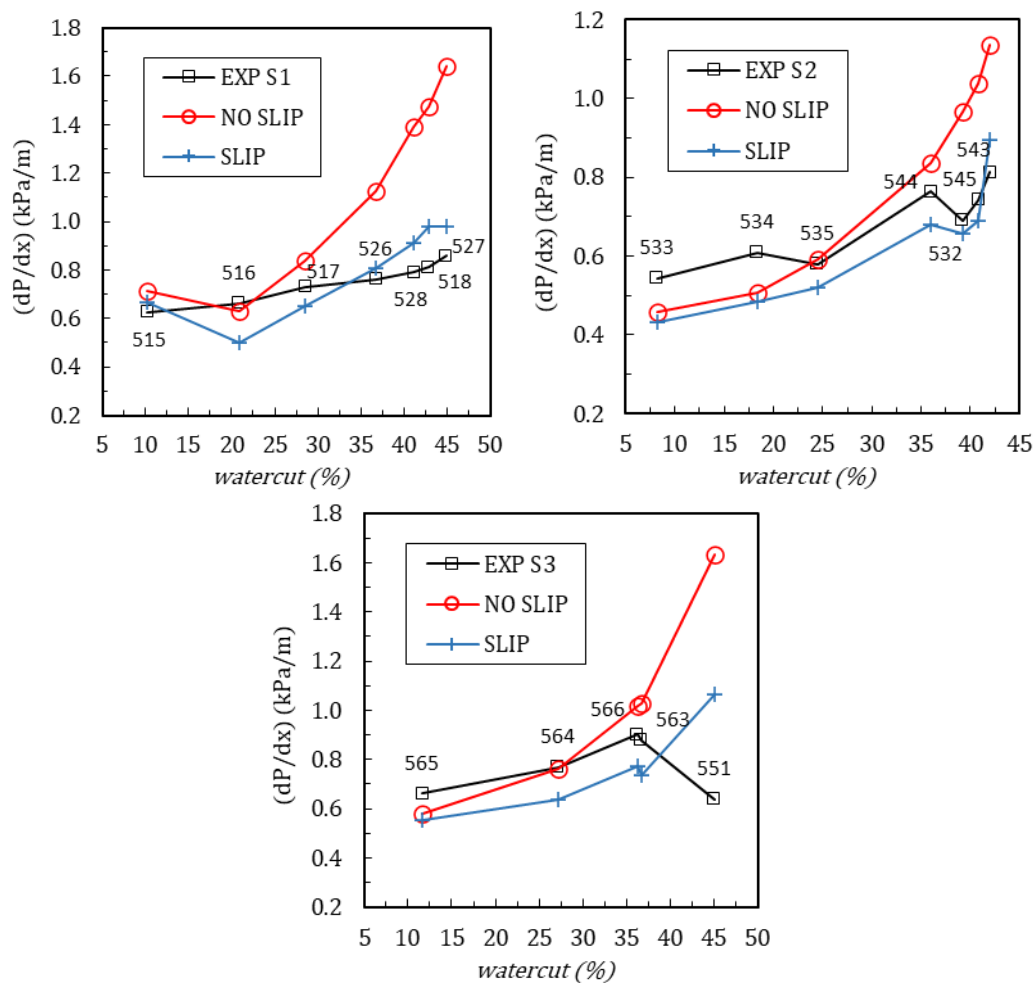


Figura 5.33: Comparação de queda de pressão em função do *watercut* para séries 1, 2 e 3 de Odozi (2000) numérico (com e sem escorregamento) e experimental.

A primeira hipótese para explicar esse resultado é relacionada ao crescimento da viscosidade da emulsão com o *watercut*. Ao desconsiderar o escorregamento, o modelo prevê velocidades *in situ* menores do que as do experimento, resultando em frações de água *in situ* maiores do que as reais, como mostrado na Figura 5.34, levando à viscosidades *in situ* maiores do que as reais.

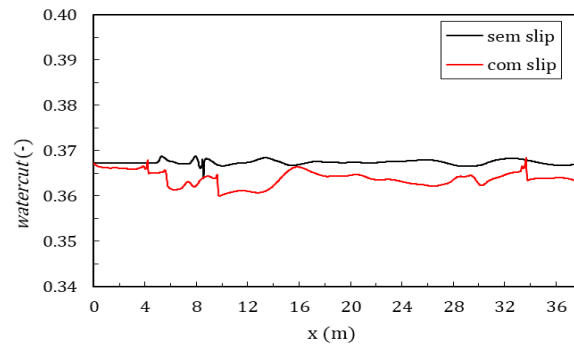
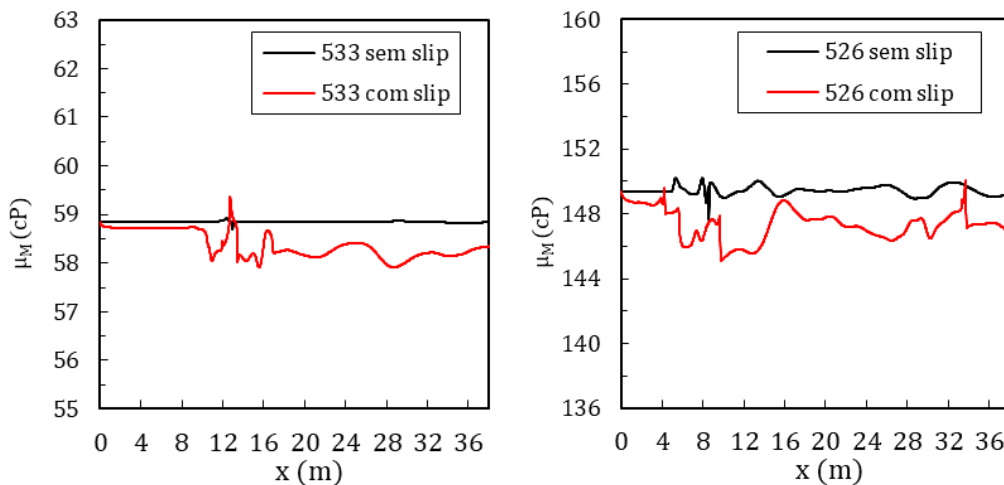


Figura 5.34: Comparação de perfis de *watercut* ao longo da tubo para o caso 526 (*watercut* na entrada 36,73%) com e sem escorregamento.

Conforme discutido anteriormente, a viscosidade de emulsão do tipo Dwo é sensível ao *watercut*, crescendo rapidamente com o aumento desse parâmetro, como ilustrado anteriormente na Figura 5.19. Assim, ao desconsiderar o escorregamento, o impacto maior no cálculo do gradiente de pressão seria para emulsões com alto *watercut*, visto que, para essa faixa, uma pequena diferença nesse parâmetro pode resultar em grandes diferenças na viscosidade, o que afeta diretamente a queda de pressão.

Na Figura 5.35 são mostrados os perfis de viscosidade de emulsão ao longo da tubulação para os casos 533 (*watercut* 8,16%) e 526 (*watercut* 36,73%), respectivamente, no instante 400 segundos de simulação, para os modelos sem e com escorregamento.



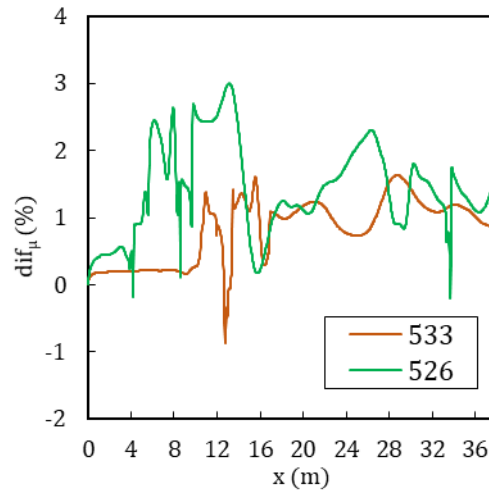


Figura 5.35: Comparação de perfis de viscosidade com e sem escorregamento ao longo do tubo para o casos 533 (*watercut* 8,16%), caso 526 (*watercut* 39,22%) e diferença percentual de viscosidades ao longo do tubo com e sem deslizamento para os dois casos.

Com os perfis de viscosidade de emulsão, foram gerados perfis de diferenças relativas de viscosidade (dif_{μ} %) desses mesmos dois casos, para mostrar a diferença percentual na viscosidade, ao longo do domínio, para os modelos sem e com escorregamento. Dessa forma, na Figura 5.35c, o gráfico apresenta a variação da seguinte grandeza ao longo do tubo, para os dois casos:

$$dif_{\mu} = \left(\frac{\mu_{noslip}(x)}{\mu_{slip}(x)} - 1 \right) \times 100 \quad (5.19)$$

Nota-se, nos dois casos, que os perfis com escorregamento apresentam valores de viscosidade menores ao longo do tubo em relação aos perfis que não consideraram esse efeito. Porém, a diferença relativa para o caso 526 é ligeiramente maior, chegando a valores de 3%, enquanto no caso 533 essa diferença relativa chega a valores de 1,5%.

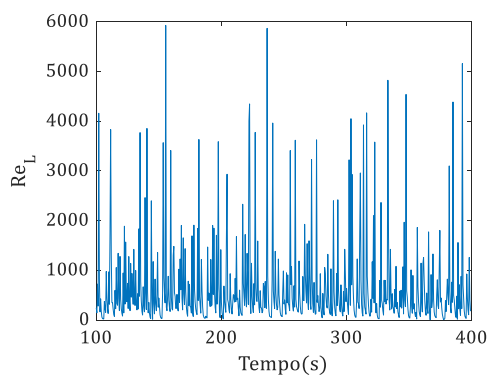
O caso 533 apresentou um erro de -16% no cálculo da queda de pressão para o modelo sem escorregamento e -21% para o modelo com escorregamento, enquanto o caso 526 apresentou um erro de 48% no cálculo da queda de pressão para o modelo sem escorregamento e 6% para o modelo com escorregamento (ambos considerando modelo de viscosidade de Brinkman (1952) e $C_M = 1,33$). A Tabela 5.8 resume esses resultados.

Com esses dados, entende-se que a hipótese levantada não é suficiente para explicar a grande variação no erro do gradiente de pressão do caso 526 dos modelos sem e com escorregamento, pois a variação da viscosidade nessas duas abordagens é da ordem de 3%, enquanto a variação do gradiente de pressão é da ordem de 42%.

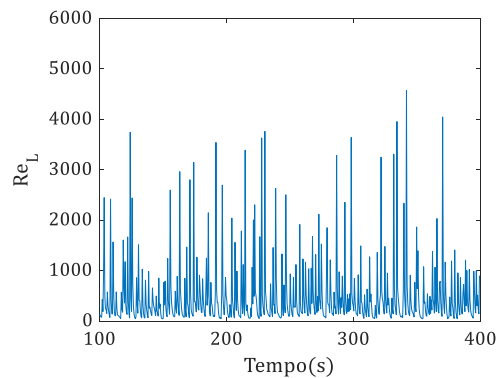
Tabela 5.8: Erros na previsão do gradiente de pressão para os casos 533 e 526 de Odozi (2000)

Caso	watercut	erro dp/dx	
		no slip	slip
533	8,16%	-16%	-21%
526	36,73%	48%	6%

Ainda visando interpretar os resultados obtidos, também, foram avaliadas as diferenças de regime de escoamento para os modelos sem e com escorregamento do caso 526. Devido à alta viscosidade da emulsão e à ocorrência de golfadas transladando com velocidades médias superiores às da mistura, o escoamento ocorre em grande parte no regime de transição de laminar para turbulento, como nota-se na Figura 5.36 (a) e (b), em que o número de Reynolds do caso 526 (*watercut* 36%) para a posição 30 m é mostrado para os modelos sem e com escorregamento, respectivamente.



(a) sem escorregamento



(b) com escorregamento

Figura 5.36: Variação temporal do número de Reynolds resultante das simulações sem e com escorregamento para a posição 30 m do caso 526 de Odozi (2000).

Com isso, o fator de atrito do líquido com a parede oscila dentro dessa região de transição, podendo sofrer grandes variações, como pode ser visto na Figura 5.37, em que são apresentadas variações temporais do fator de atrito do líquido com a parede na posição de 30 m no tubo, onde é calculado o gradiente de pressão, para os modelos sem e com escorregamento do caso 526.

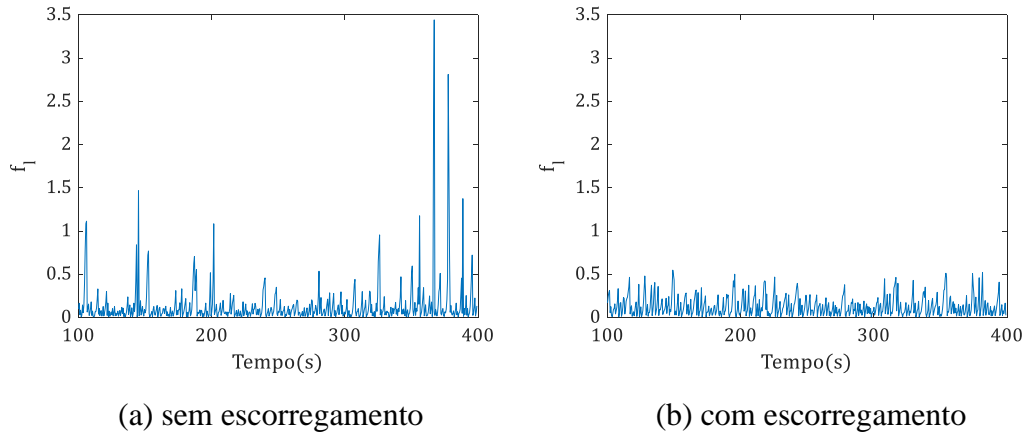


Figura 5.37: Variação temporal do fator de atrito da mistura líquida resultante das simulações sem e com escorregamento para a posição 30 m do caso 526 de Odozi (2000).

Devido às oscilações, foram calculadas médias temporais do fator de atrito na região final do tubo nos dois casos. Para o caso com escorregamento a média resultou em 0,1449, enquanto para o caso sem escorregamento resultou em 0,1807, 25% maior, mesma ordem de grandeza da diferença no gradiente de pressão para os casos sem e com escorregamento, que foi de 40%. Assim, conclui-se que a grande diferença no resultado do gradiente de pressão para as duas modelagens é resultado da grande diferença no fator de atrito do líquido. No presente trabalho, considerou-se uma faixa de transição entre $Re=2200$ e 2400 , na qual os fatores de atrito eram interpolados entre os valores correspondentes ao regime laminar e turbulento. Diante da sensibilidade dos resultados nos fatores de atrito e da incerteza na definição da faixa de transição entre os regimes, recomenda-se que uma avaliação mais aprofundada destes limites seja realizada no futuro.

Na Figura 5.39 são plotados pontos de *watercut in situ* por *watercut* na entrada para os casos da série 2 experimentais e numéricos (sem e com escorregamento), como uma forma de se avaliar o escorregamento.

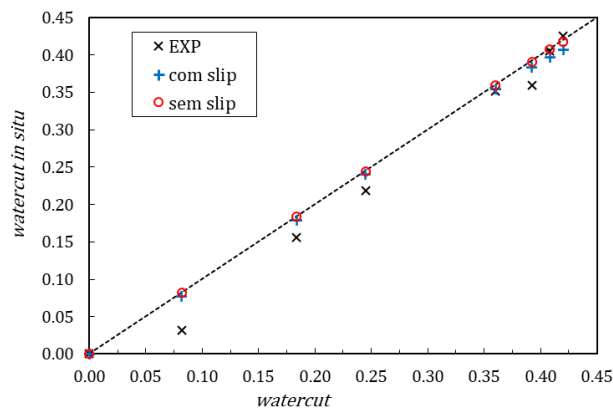


Figura 5.38: Comparação do escorregamento previsto pelo modelo com as simulações numéricas e dados experimentais da série 2 de Odozi (2000).

Nota-se que o modelo prevê escorregamento, mas abaixo dos valores experimentais, principalmente para os casos de baixo *watercut*, o que indica a necessidade de calibração da função $F(c_d)$ com dados de escoamento trifásico transiente. Vale lembrar que o modelo foi calibrado com casos bifásicos líquido-líquido.

Na Figura 5.39 são mostrados os mesmos dados, mas com uma ampliação na faixa de maior *watercut*, para permitir verificar que, apesar de pequeno, o modelo ainda prevê escorregamento para esses casos.

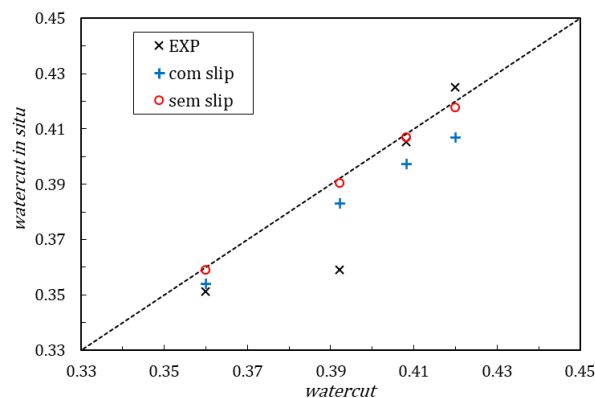


Figura 5.39: Comparação de *watercut in situ* em função de *watercut* na entrada: experimental, numérico com escorregamento e numérico sem escorregamento (ampliação na faixa de altos *watercuts*).

Com as análises apresentadas para o escorregamento entre as fases líquidas dos casos analisados, conclui-se que, para escoamentos no padrão golfadas com dispersão de água em óleo, a correta determinação da viscosidade é fundamental para a acurácia dos modelos numéricos representativos do problema. A dependência do *watercut* e o crescimento rápido desse parâmetro pode levar a erros significativos no cálculo da queda de pressão no duto, o que mostra a necessidade de modelos capazes de prever a variação das frações volumétricas das fases ao longo do tubo. Para isso, modelos que contabilizam o escorregamento entre as fases podem ser necessários, a depender das condições do caso analisado.

Também se conclui que o modelo de escorregamento proposto carece de calibração para casos de escoamento trifásico. Isso pode ser atingido através da alteração dos coeficientes presentes na equação da função $F(c_d)$. Também, é possível alterar o coeficiente de calibração presente no modelo de diâmetro de gotas presente na equação de Brauner (2001). Esse parâmetro possui grande influência nos resultados do modelo. Outra opção é substituir a função $F(c_d)$ e o modelo de C_D de Schiller & Naumann (1933), por exemplo, pelo modelo de Rusche & Issa

(2000), utilizando os coeficientes de ajuste experimental sugeridos pelo autor.

5.2.7 Avaliação de casos

Após a seleção de parâmetros, foram realizadas simulações de casos de outros trabalhos experimentais da literatura para avaliar o modelo, todos para escoamento horizontal trifásico no regime de golfadas.

Todas as simulações foram feitas com os parâmetros que geraram os melhores resultados, conforme os estudos apresentados anteriormente. Assim, as simulações foram configuradas com o modelo de viscosidade de Hatschek (1928), parâmetro de fluxo de quantidade de movimento $C_M = 1,2$ e fator de atrito interfacial f_i de Pasqualetto (2017). A Tabela 5.9 resume as principais condições experimentais de cada trabalho avaliado.

Poesio *et al.* (2009) relatam que o único padrão observado nos experimentos foi de golfadas com a mistura líquida de óleo e água no padrão *core anular flow*. Dehkordi *et al.* (2019) observaram a formação de três tipos de padrão trifásico: golfadas com *core anular flow*, golfadas parcialmente aeradas com dispersão completa de óleo em água e golfadas completamente aeradas com dispersão completa de óleo em água. Desse trabalho foram selecionados casos dos três padrões. No apêndice A.3 na Tabela A.3.6 encontram-se os dados de entrada utilizados em cada caso.

Tabela 5.9: Principais condições experimentais dos trabalhos selecionados para avaliação do modelo parametrizado.

	Poesio <i>et al.</i> (2009)	Dehkordi <i>et al.</i> (2019)
D (mm)	21	40
L (m)	9	12
U_{sM} (m/s)	1,66 – 2,68	1,79 – 2,82
U_{sG} (m/s)	0,29	0,77 – 1,15
<i>watercut</i> (%)	67 – 80	64 – 79
μ_o (cP)	1200	838
ρ_o (kg/m ³)	886	890
$p_{saída}$ (kPa)	101	101

Embora tenham sido simulados casos reportados como padrão *core anular flow* e de golfadas aeradas, o modelo somente considera mistura líquida no padrão

de dispersão completa e golfadas sem aeração, ou seja, sem entranhamento de bolhas de ar.

A seguir são mostrados na Figura 5.40, os resultados para o gradiente de pressão dP/dx comparados com os dados experimentais. Vale observar que os trabalhos não realizaram uma caracterização completa do regime de golfadas, como a realizada por Odozi (2000), que forneceu dados de frequência, comprimento e velocidade de translação das golfadas.

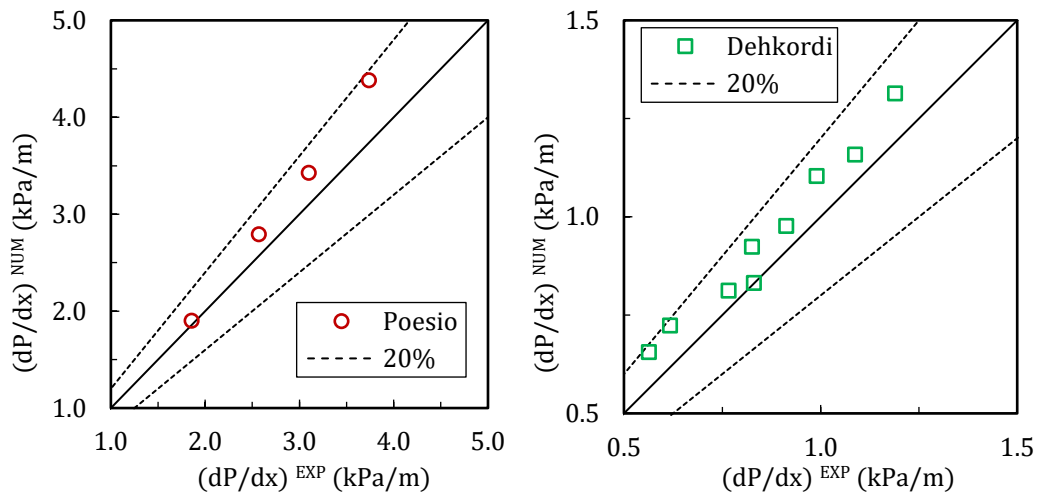


Figura 5.40: Comparação entre gradiente de pressão numérico versus experimental para casos de escoamento em golfadas de trabalhos seleccionados.

6

Conclusões e Sugestões para Trabalhos Futuros

Nesse trabalho, foi estudado o escoamento trifásico horizontal em tubulações no padrão de golfadas com dispersões de líquidos através de simulações numéricas, com um pacote computacional desenvolvido a partir do modelo de Dois Fluidos, pelo grupo de Dinâmica dos Fluidos Computacional do Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio. O programa foi adaptado para contemplar a água como terceira fase presente. Para considerar essa terceira fase, foram adicionadas no modelo uma equação de conservação de massa para determinar a fração volumétrica e uma equação algébrica de escorregamento para determinar as velocidades das fases líquidas, que foi desenvolvida nesse trabalho.

O modelo de escorregamento proposto é baseado nas equações de conservação da mistura e da fase dispersa, de forma a contemplar as principais forças agindo sobre as gotas dispersas que influenciam nas velocidades das fases líquidas. Porém, uma função de ajuste experimental foi utilizada no modelo de forma a compensar limitações da modelagem com relação à toda física envolvida. Como pôde ser evidenciado através de trabalhos disponíveis na literatura, o escorregamento da fase dispersa para escoamentos líquido-líquido depende diretamente da fração volumétrica. A presença da segunda fase altera o campo de forças entre a fase contínua e dispersa de tal forma que o escorregamento diminui à medida que a fração volumétrica da fase dispersa aumenta. Como as equações nas formas utilizadas não contemplam todas as forças responsáveis por esse fenômeno, utilizou-se a função de ajuste, calibrada através de coeficientes ajustados com dados experimentais de quatro trabalhos de escoamento líquido-líquido da literatura.

Embora os trabalhos selecionados para esse ajuste apresentassem diversos padrões de escoamento líquido-líquido, inclusive dispersão de óleo em água, nesse estudo o ajuste da função do modelo foi focado somente no padrão de dispersão de água em óleo, pois entendeu-se que o escorregamento entre as fases é mais crítico para esse padrão, especialmente para emulsões com óleos de alta viscosidade, como o utilizado no trabalho de Odozi (2000), que contém os dados de referência para os

estudos com escoamento trifásico utilizados para validação do modelo de Dois Fluidos com água.

Alguns trabalhos da literatura sobre modelagem de escorregamento de fases líquidas foram selecionados para serem comparados com o modelo proposto. O primeiro é o modelo de *drift* ajustado com dados experimentais por Hapanowicz (2008), baseado em um ajuste puramente empírico de uma equação para a velocidade da fase dispersa, e um modelo mecanicista permanente (Picchi, *et al.*, 2015). Ao comparar os resultados desses modelos com os dados experimentais selecionados, foi verificado que os modelos não representaram o escorregamento das fases razoavelmente, chegando até a prever resultados opostos aos experimentais, como velocidade maior para a fase contínua, o que gerou uma discordância muito alta com os dados experimentais.

Para o modelo proposto foi verificado que, sem a calibração da função de ajuste, produz-se resultados também discordantes dos dados experimentais, o que comprovou a necessidade de, de alguma forma, levar em consideração fenômenos não contemplados pelas equações de conservação utilizadas como ponto de partida do modelo, o que foi feito através dessa função. Após o ajuste, verificou-se que a equação algébrica apresentou boa concordância com os dados experimentais líquido-líquido.

Com a equação algébrica ajustada, foram realizadas diversas simulações de escoamento trifásico para avaliação do modelo de Dois Fluidos adaptado para contemplar a água formando dispersões com o óleo. O principal objetivo foi validar o modelo para representar esse tipo de escoamento. Para isso, foram realizadas análises de sensibilidade com algumas das relações de fechamento utilizadas no modelo. Assim, o parâmetro em análise era alterado e os resultados comparados com os resultados de um modelo de referência e com dados experimentais. Foram analisadas as influências do modelo de viscosidade de emulsão, de valores para o parâmetro de fluxo de quantidade de movimento, do modelo de fator de atrito interfacial e do modelo de escorregamento desenvolvido.

Nas análises do modelo de viscosidade de emulsão ficou evidente a importância desse parâmetro, que influencia diretamente no cálculo do gradiente de pressão ao longo do tubo. Os dados experimentais mostram que, para o óleo contínuo, a queda de pressão cresce com o aumento da fração da fase dispersa (água), o que deve ser capturado pelo modelo da viscosidade de emulsão. Nas

simulações verificou-se que os modelos utilizados representam esse fenômeno, com o modelo de Hatschek (1928) apresentando os melhores resultados. Contudo, vale observar que a modelagem só é aplicável a casos de dispersão completa de líquidos, o que ficou evidenciado para os casos de *watercut* na região de transição de padrão de dispersão de água em óleo contínuo para dispersão de óleo em água contínua. Para esses casos, o erro do modelo aumenta significativamente, visto que alguns fenômenos físicos não estão representados nas equações, como por exemplo a formação de uma camada de água abaixo da dispersão.

O parâmetro de fluxo de quantidade de movimento representa no modelo efeitos da distribuição de velocidades e frações volumétricas na seção transversal do tubo que são perdidos durante o processo de média das equações utilizadas. Normalmente, esse parâmetro é mantido como a unidade, principalmente para escoamentos em regime turbulento, mas, para regime laminar, pode assumir valores maiores. Nas análises, notou-se que os casos de padrão Dwo ocorrem, na maior parte da tubulação, em regime laminar, devido à alta viscosidade de emulsões desse tipo. Além disso, algum efeito de segregação entre as fases pode estar presente, o que também pode contribuir para o aumento deste parâmetro. Assim, esperava-se que, para esses casos, o parâmetro configurado com valores diferentes da unidade seria mais apropriado, o que foi confirmado pelas simulações, visto que o valor de 1,2 apresentou os melhores resultados. Já os casos de padrão Dow ocorrem, na maior parte do tubo, em regime turbulento, assim, sendo melhor representados pelo parâmetro configurado como 1,0, o que foi confirmado pelas simulações. Também, notou-se que, nesses casos, valores acima de 1,0 para esse parâmetro estabilizam o escoamento, fazendo com que não surjam golfadas.

O parâmetro de fluxo de quantidade de movimento também está presente no termo que surge na equação de conservação de quantidade de movimento da mistura líquida após a combinação das equações do óleo e da água. Inicialmente, ele foi configurado com o mesmo valor do parâmetro presente nos termos convectivos da equação. Contudo, verificou-se que os melhores resultados foram obtidos com o valor igual a 1,0, valor mantido nas análises de sensibilidade realizadas. Não foi escopo desse trabalho realizar uma investigação mais detalhada desse parâmetro, tanto em termos de hipóteses de modelagem como de definição de melhor valor para simulações. Também, não foi encontrado na literatura trabalhos focando na influência desse parâmetro em modelos trifásicos. Portanto, recomenda-se para trabalhos

futuros uma maior investigação desse fator em modelos de Dois Fluidos trifásicos.

Nas investigações da influência do fator de atrito interfacial, verificou-se que os dois modelos analisados geraram resultados semelhantes, sendo os dois apropriados para a aplicação desse trabalho, modelagem de golfadas através de malhas refinadas. Cabe observar que o modelo de Pasqualetto (2017) foi ajustado para óleos viscosos.

O modelo de escorregamento desenvolvido se mostrou uma ferramenta útil para ser aplicada em modelos de Dois Fluidos, pois consiste de uma equação algébrica que, apesar de ser resolvida através de um processo iterativo, não adiciona muita complexidade ao modelo nem um custo computacional muito grande. Os resultados das análises indicaram que o modelo trouxe melhorias na representação do escoamento trifásico em relação ao modelo Homogêneo, que desconsidera o escorregamento entre as fases líquidas, por melhor representar as frações volumétricas das fases líquidas ao longo do escoamento, o que, conforme já mencionado, é crítico para dispersões de água em óleo. Contudo, a função de ajuste presente no modelo ainda carece de calibração, tanto para os casos bifásicos quanto trifásicos, como foi notado após comparação com os dados experimentais. Isso pode ser feito através dos coeficientes presentes na função de ajuste e no modelo de diâmetro de gotas, ou utilizando-se outro modelo para o coeficiente de arrasto ajustado para misturas líquidas, como por exemplo o modelo de Rusche & Issa (2000), o que pode ser investigado em trabalhos futuros.

Após a seleção de parâmetros do modelo de Dois Fluidos trifásico, os parâmetros que geraram a melhor combinação de resultados foram utilizados para simular mais casos experimentais da literatura para escoamento trifásico no regime de golfadas. Os resultados indicaram excelente concordância para o cálculo de gradiente de pressão para os dois trabalhos selecionados. Recomenda-se, para trabalhos futuros, avaliar o modelo com mais dados de caracterização de golfadas de outros trabalhos da literatura.

Por fim, de forma geral, conclui-se que o modelo é capaz de representar os principais fenômenos do escoamento de golfadas com presença de água, o que pode ser verificado nos resultados dos parâmetros apresentados, que foram comparados com dados experimentais e mostraram concordância razoável. Também se conclui que o modelo traz melhorias em relação ao modelo Homogêneo para representar a presença de duas fases líquidas em dispersão no escoamento trifásico.

Referências Bibliográficas

AÇIKGÖZ, M.; FRANÇA, F.; LAHEY JR, R. T. **An Experimental Study of Three-Phase Flow Regimes**. International Journal Multiphase Flow, 1992. 327-336.

ANDREOLLI, I. **Introdução à Elevação e Escoamento Monofásico e Multifásico de Petróleo**. 1ª. ed. [S.l.]: Interciência, 2016.

ANGELI, P. **Dispersed liquid-liquid flows in horizontal pipes**. PhD thesis, Imperial College. London: [s.n.], 1996.

ANGELI, P.; HEWITT, G. F. **Flow structure in horizontal oil-water flow**. International Journal of Multiphase Flow, London, 2000. 26, 1117-1140.

ARIRACHAKARAN, S.; OGLESBY, K.; MALINOWSKY, M.; SHOHAM, O.; BRILL, J. **An analysis of oil/water flow phenomena in horizontal pipes**. SPE Production Operations, Oklahoma, 1989.

BABAKHANI, P. D.; COLOMBO, L. P. M.; MOHAMMADIAN, E.; SHAHRABADI, A.; AZDARPOUR, A. **A mechanistic model to predict pressure drop and holdup pertinent to horizontal gas-liquid-liquid intermittent flow**. Chemical Engineering Research and Design, 149: 182-194, 2019.

BEGGS, H. D.; BRILL, J. P. **A study of Two-Phase Flow in Inclined Pipes**, Tulsa, May 1973.

BIBERG, D. **An Explicit Approximation for the Wetted Angle in Two-Phase Stratified Pipe Flow**. The Canadian Journal of Chemical Engineering, vol. 77, n. 6, p. 1221-1224, 1999.

BONIZZI, M. **Transient one-dimensional modelling of multiphase slug flows**. Londres: [s.n.], 2003.

BONIZZI, M.; ISSA, R. I. **A model for simulating gas bubble entrainment in two-phase horizontal slug flow**. International Journal of Multiphase Flow, n. 29(11), 2003. 1685-1717.

BONIZZI, M.; ISSA, R. I. **On the simulation of three-phase slug flow in nearly horizontal pipes using the multi-fluid model**. International Journal of Multiphase Flow, Setembro 2003.

BRAUNER, N. **The prediction of dispersed flows boundaries in liquid-liquid and gas-liquid systems**. International Journal of Multiphase Flow, n. 27(5), p. 885-910, 2001.

BRAUNER, N. **The prediction of dispersed flows boundaries in liquid-liquid and gas-liquid systems.** Int. J. Multiphase Flow 27, 2001. 885-910.

BRAUNER, N. **Modelling and Control of Two-Phase Phenomena: Liquid-Liquid Two-Phase Flow Systems.** School of Engineering, Tel-Aviv University. Tel-Aviv. 2002.

BRINKMAN, H. C. **The Viscosity of Concentrated Suspensions and Solutions.** J. Chem. Phys. 20, 571, 1952.

CARNEIRO, J. N. E. **Simulação numérica de escoamentos bifásicos no regime de golfadas em tubulações horizontais e levemente inclinadas (Dissertação de mestrado).** Rio de Janeiro: Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 2006.

CARNEIRO, J. N. E.; FONSECA, R.; ORTEGA, A. J.; CHUCUYA, R. C.; NIECKELE, A. O.; AZEVEDO, L. F. A. **Statistical Characterization of Two-Phase Slug Flow in a Horizontal Pipe.** J. of the Braz. Soc. of Mech. Sci. & Eng, 2011.

CASTRO, M. S.; RODRIGUEZ, O. M. H. **Flow pattern and pressure drop in horizontal viscous oil water flows.** International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Orlando, 2014.

CHARLES, M. E.; GOVIER, G. W.; HODGSON, G. W. **The Horizontal Pipeline Flow of Equal density mixtures.** The Canadian Journal of Chemical Engineering, Alberta, February 1961.

CHARLES, M. E.; LILLELEHT, L. U. **Correlation of pressure gradients for the stratified laminar-turbulent pipeline flow of two immiscible liquids.** Can. J. Chem. Eng., 1966.

CLIFT, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E. **Bubbles, drops and particles.** [S.I.]: Academic Press, 1978.

DEHKORDI, P. B.; COLOMBO, L. P. M.; MOHAMMADIAN, E.; ARDONE, D.; AZDARPOUR, A.; SOTGIA, G. **Study of viscous oil-water-gas slug flow in a horizontal pipe.** Journal of Petroleum Science and Engineering 178: 1–13, 2019.

DREW, T. B.; KOO, E. C.; MCADAMS, M. H. **The friction factor for clean round pipes.** Trans. AIChE, 28: 56-72, 1932.

DUKLER, A. E.; HUBBARD, M. G. A. **A model for liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes.** Ind Eng Chem Fundam, 14: 337–347, 1975.

EINSTEIN, A. Ann Physik 19, 289-306, 1906.

FONTALVO, E. M. G. **Avaliação da Pressão Dinâmica no Modelo de Dois Fluidos Unidimensional Aplicado ao Escoamento Anular Vertical (Dissertação de mestrado).** Rio de Janeiro: Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 2016.

GOOSSENS, W. R. A. **Review of the empirical correlations for the drag coefficient of rigid spheres**. Powder Technology 352: 350-359, 2019.

HALL, A. R. W. **Multiphase Flow of Oil, Water and Gas (Phd Thesis)**. London: Imperial College, 1992.

HAPANOWICZ, J. **Slip between the phases in two-phase water–oil flow in a horizontal pipe**. International Journal of Multiphase Flow, Opole, 2008. 34, 559-566.

HATSCHEK, E. **The Viscosity of Liquids**. London: Bell & Sons Ltd., 1928.

HEWITT, G. F. **Three-phase gas–liquid–liquid flows in the steady and transient states**, Londres, 2005.

HEWITT, G. F.; HALL, A.; PAN, L. **Three-phase gas-liquid-liquid flow, a new challenge**. First Int. Symp. on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Rome, 1995.

HINZE, J. **Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes**. AJChE J. 1 (3), 289-295, 1955.

HINZE, J. **Turbulence**. [S.l.]: [s.n.], 1975.

ISHII, M.; HIBIKI, T. **Thermo-fluid dynamics of two-phase flow**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2011.

ISHII, M.; MISHIMA, K. **Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations**. Nuclear Engineering and Design, 82: 107-126, Amsterdam, 1984.

ISSA, R. I.; KEMPF, M. H. W. **Simulation of slug flow in horizontal and nearly horizontal pipes with the two-fluid model**. International journal of multiphase flow, n. 29(1), 2003. 69-95.

ISSA, R.; MONTINI, M. **The effect of surface tension and diffusion on one-dimensional modelling of slug flow**. International Conference on Multiphase Flow, 2010.

JAMSHIDI, R.; ANGELI, P.; MAZZEI, L. **On the closure problem of the effective stress in the Eulerian-Eulerian and mixture modeling approaches for the simulation of liquid-particle suspensions**. Phys. Fluids 31, 013302, 2019.

KARABELAS, A. **Droplet size spectra generated in turbulent pipe flow of dilute liquid/liquid dispersions**. AIChE J. 24 (2), 170-180, 1978.

KESKIN, C.; ZHANG, H. Q.; SARICA, C. **Identification and classification of new three phase gas oil water flow patterns**. SPE (110221), 2007.

KOLMOGOROV, A. N. **On the breaking of drops in turbulent flow**. Doklady Akad. Nauk. 66, 825-828, 1949.

KRIEGER, I. M.; DOUGHERTY, T. J. **A mechanism for non-Newtonian flow in suspension of rigid spheres**. Transactions of the Society of Rheology 3, 137–152, 1959.

KRIEGER, I. M.; DOUGHERTY, T. J. **A Mechanism for Non-Newtonian Flow in Suspensions of Rigid Spheres**. Transactions of the Society of Rheology 3, 137-152, 1959.

KUBIE, J.; GARDNER, G. C. **Drop sizes and drop dispersion in straight horizontal tubes and in helical coils**. Chemical Engineering Science. 32, 195-202, 1977.

LEE, A. H.; SUN, J. Y.; JEPSON, W. P. **Study of Flow Regime Transitions of Oil-Water-Gas Mixtures in Horizontal Pipes**. Proceedings of the Third (1993) International Offshore and Polar Engineering Conference, Singapore, 6-11 June 1993.

LOCKHART, R. W.; MARTINELLI, R. C. **Proposed Correlation of data for isothermal two phase, two component flow in pipes**, Berkeley, 1949.

LOVICK, J. **Horizontal, oil-water flows in the dual continuous flow regime**. PhD thesis, University College London. [S.l.]: [s.n.], 2004.

LOVICK, J.; ANGELI, P. **Experimental studies on the dual continuous flow pattern in oil-water flows**. International Journal of Multiphase Flow, London, 2004. 20, 139-157.

LUM, J. -L.; AL-WAHAIBI, T.; ANGELI, P. **Upward and downward inclination oil-water flows**. International Journal of Multiphase Flow, London, 2006. 32, 413-435.

MALINOWSKI, M. S. **An experimental study of oil-water and air-oil-water flowing mixtures in horizontal pipes (M.S. Thesis)**. Tulsa: University of Tulsa, 1975.

MANNINEN, M.; TAIVASSALO, V. **On the mixture model for multiphase flow**. Espoo: VTT Publications, 1996.

MLYNEK, Y.; RESNICK, W. **Drop sizes in an agitated liquid-liquid system**. AIChE Journal, 1972.

MORSI, S. A.; ALEXANDER, A. J. **An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems**. Journal of Fluid Mechanics. 55(2). 193-208. , September 1972.

MORSI, S. A.; ALEXANDER, A. J. **An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems**. Journal of Fluid Mechanics. 55 (02) 193-208, 1972.

NEOGI, S.; LEE, A.; JEPSON, W. P. **A Model for Multiphase (Gas-Water-Oil) Stratified Flow in Horizontal Pipelines**. In: SPE Asia Pacific Oil & Gas Conference, Melbourne, 7-10 November 1994.

NYDAL, O. J.; ANDREUSSI, P. **Gas entrainment in a long liquid slug advancing in a near horizontal pipe**. Int. J. Multiphase Flow Vol. 17, No. 2, pp. 179-189, 1991.

ODOZI, A. U. **Three-Phase gas/liquid/liquid slug flow**. Londres: [s.n.], 2000.

ORTEGA, A.; NIECKELE, A. O. N. **Simulation of horizontal two-phase slug flows using the two-fluid model with a conservative and non-conservative formulation**. Proceedings of COBEM 2005, Ouro Preto, 2005.

PAL, R. **Emulsions: Pipeline Flow Behaviour, Viscosity Equations and Flow Measurement**. Waterloo: University of Waterloo, v. 1, 1987.

PAL, R.; RHODES, E. **Drag reduction in turbulent flow of oil/water emulsions**. Third Joint Asce/Asme Mechanics Conference. San Diego: American Society of Mechanical Engineers. 1989.

PAN, L. **High Pressure Three-Phase (Gas/Liquid/Liquid) Flow**. Londres: [s.n.], 1996.

PASQUALETTE, D. A. **Optimization of the interfacial shear stress and assessment of closure relations for horizontal viscous oil-gas flows in the stratified and slug regimes**. Rio de Janeiro: [s.n.], 2017.

PATANKAR, S. **Numerical heat transfer and fluid flow**. [S.l.]: CRC press, 1980.

PICCHI, D.; STRAZZA, D.; DEMORI, M.; FERRARI, V.; POESIO, P. **An experimental investigation and two-fluid model validation for dilute viscous oil in water dispersed pipe flow**. Experimental Thermal and Fluid Science, Brescia, 2015. 60, 28-34.

POESIO, P.; STRAZZA, D.; SOTGIA, G. **Very-viscous-oil/water/air flow through horizontal pipes: Pressure drop measurement and prediction**. Chemical Engineering Science 64: 1136--1142, 2009.

POUPLIN, A.; OLIVIER, M.; DÉCARRE, S.; LINÉ, A. **Wall Friction and Effective Viscosity of a Homogeneous Dispersed Liquid-Liquid Flow in a Horizontal Pipe**. AIChE Journal 57 (5):1119 - 1131, 2011.

PRIETO, L.; MUÑOZA, F.; PEREYRAB, E.; RATKOVICHA, N. **Pressure gradient correlations analysis for liquid-liquid flow in horizontal pipes**. Journal of Petroleum Science and Engineering 169: 683–704, 2018.

RICHARDSON, E. G. **On the viscosity of emulsions**. Kolloid Zeitschrift 65, 1933. 32-37.

RODRIGUEZ, I. H.; YAMAGUTI, H. K. B.; DE CASTRO, M. S.; DA SILVA, M. J.; RODRIGUEZ, O. M. H. **Drag Reduction Phenomenon in Viscous Oil-Water Dispersed Pipe Flow: Experimental Investigation and Phenomenological Modeling**. AIChE, São Carlos, 2011.

ROSA, E. S.; MAZZA, R. A.; MORALES, R. E.; RODRIGUES, H. T.; COZIN, C. **Analysis of slug tracking model for gas-liquid flows in a pipe.** J Braz. Soc. Mech. Sci. Eng. 37:1665–1686, 2015.

RUSCHE, H.; ISSA, R. I. **The Effect of Voidage on the Drag Force on Particles, Droplets and Bubbles in Dispersed Two-Phase Flow.** Second Japanese-European Two-Phase Flow Group Meeting. Tsukuba: [s.n.]. 2000.

SCHILLER, L.; NAUMANN, A. **Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwefkraftaubereitung.** Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure 77, 318-320, 1933.

SIMÕES, E. F.; CARNEIRO, J. N.; NIECKELE, A. O. **Numerical prediction of non-boiling heat transfer in horizontal stratified and slug flow by the Two-Fluid Model.** International Journal of Heat and Fluid Flow, n. 47, 2014.

SIQUEIRA, J. G. C. **Modelagem de gotas dispersas em escoamento anular vertical. Dissertação de mestrado.** Rio de Janeiro: PUC-Rio, 2019.

SOBOCINSKI, D. P. **Horizontal Concurrent Flow of Air, Gas-Oil, and Water in a Horizontal Pipe (M. S. Thesis).** Oklahoma: University of Oklahoma, 1955.

SOLEIMANI, A. **Phase distribution and associated phenomena in oil-water flows in horizontal tubes (Ph.D. Thesis).** London: Imperial College, 1999.

SOMMERFELD, M.; VAN WACHEM, B.; OLIEMANS, R. **Best practice guidelines for computational fluid dynamics of dispersed multiphase flows.** [S.I.]. 2008.

SONG, J. H.; ISHII, M. **The well-posedness of incompressible one-dimensional two-fluid model.** International Journal of Heat and Mass Transfer, 43: 2221-2231, 2000.

SPEEDING, P. L.; HAND, N. P. **Prediction in stratified gas-liquid co-current flow in horizontal pipelines.** Int. J. Heat Mass Transfer 40 (8), 1923-1935, 1997.

TAITEL, Y.; BARNEA, D.; BRILL, J. P. **Stratified Three Phase Flow In Pipes.** Int. J. Multiphase Flow, 1995. 53-60.

TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. **A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow.** AIChE Journal , 1976a.

TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. **A theoretical approach to the Lockhart-Martinelli correlation for stratified Flow.** Int. J. Multiphase Flow, 1976b.

THEISSING, P. **A generally valid method for calculating frictional pressure drop in multiphase flow.** Chem. Ing. Techn. 52, 344-345 (in German), 1980.

TOMASELLO, A. **One-dimensional modelling of mixing, dispersion and segregation of multiphase fluids flowing in pipelines, PhD. Thesis, Imperial College.** [S.l.]: [s.n.], 2009.

TRALLERO, J. L.; CEM SARICA; BRILL, J. P. **A Study of Oil/Water Flow Patterns in Horizontal Pipes.** In: SPE Annual Technical Conference and Exhibition, Denver, 6-9 October 1997.

TREVISAN, F.; BANNWART, A. C. **Three-Phase Flow Patterns and Pressure Drop for Heavy Crude Oil-Water-Gas Horizontal Flow.** In: International Heat Transfer Conference, 13th, Sydney, 2006.

VALLE, A. **Three phase gas-oil-water pipe flow (Ph.D. Thesis).** London: Imperial College, 2000.

VALLE, A. **Three phase gas-oil-water pipe flow. PhD thesis, Imperial College.** London: [s.n.], 2000.

VIELMA, M.; ATMACA, S.; SARICA, C.; ZHANG, H. **Characterization of Oil/Water Flows in Horizontal Pipes.** SPE Annual Technical Conference and Exhibition. Anaheim: [s.n.]. 2007.

VOULGAROPOULOS, V.; JAMSHIDI, R.; MAZZEI, L.; ANGELI, P. **Experimental and numerical studies on the flow characteristics and separation properties of dispersed liquid-liquid flows.** Phys. Fluids 31, 073304, 2019.

WANG, S.; ZHANG, H. Q.; SARICA, C. **Experimental Study of High-Viscosity Oil/Water/Gas Three-Phase Flow in Horizontal and Upward Vertical Pipes.** In: Offshore Technology Conference, 2012, Houston, Houston, 2012.

WOELFLIN, W. **The viscosity of crude oil emulsions,** Los Angeles, 1942.

XU, J.-Y.; WU, Y.-X.; FENG, F.-F.; CHANG, Y.; LI, D.-H. **Experimental investigation on the slip between oil and water in horizontal pipes.** Experimental Thermal and Fluid Science, Beijing, 2008. 33, 178-183.

ZHAI, L.-S.; JIN, N.-D.; ZONG, Y.-B.; HAO, Q.-Y.; GAO, Z.-K. **Experimental flow pattern map, slippage and time-frequency representation of oil-water two-phase flow in horizontal small diameter pipes.** International Journal of Multiphase Flow, Tianjin, 2015. 76, 168-186.

ZHANG, H. Q.; SARICA, C. **Unified Modeling of gas/oil/water-pipe flow-Basic approaches and preliminary validation.** SPE Annual Technical Conference, Dallas, 2006.

ZUBER, N.; FINDLAY, J. A. **Average volumetric concentration in two-phase flow systems.** J. Heat Transfer, 87, November 1965. 453-468.

Apêndice A

A.1.

Derivação da equação de escorregamento das fases líquidas

Para derivar a equação de deslizamento, a Eq. (A.1), de conservação de quantidade de movimento linear (QML) da mistura líquida (subscrito M), e a Eq. (A.2), de QML da fase dispersa (subscrito d), apresentadas a seguir, são combinadas conforme será descrito. O subscrito c refere-se à fase contínua.

$$\rho_M \frac{DU_M}{Dt} = -\nabla P_M + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_M + \boldsymbol{\tau}_{TM} + \boldsymbol{\tau}_{DM}) + \rho_M \mathbf{g} \quad (\text{A.1})$$

$$c_d \rho_d \frac{DU_d}{Dt} = -c_d \nabla P_d + \nabla \cdot [c_d (\boldsymbol{\tau}_d + \boldsymbol{\tau}_{Td})] + c_d \rho_d \mathbf{g} + \mathbf{M}_d \quad (\text{A.2})$$

Na equação (A.2), \mathbf{M}_d é a força de arrasto por unidade de volume exercida sobre as gotas dispersas, e c_d é a concentração da fase dispersa na mistura líquida. Seguem as hipóteses utilizadas para simplificar o modelo:

1. Escoamento isotérmico unidimensional na direção axial de um tubo;
2. Pressão uniforme na seção transversal: $P_d \approx P_M$
3. Equilíbrio local (baixo tempo de relaxação): $\frac{DU_d}{Dt} \approx \frac{DU_M}{Dt}$
4. Escoamento horizontal: os termos contendo a aceleração gravitacional \mathbf{g} podem ser desprezados;
5. Tensão viscosa da fase dispersa ($\boldsymbol{\tau}_d$) negligenciado: esse termo só é significativo dentro de uma camada limite, fora dela é pequeno em relação aos demais (Manninen & Taivassalo, 1996);
6. Tensões turbulentas da fase dispersa ($\boldsymbol{\tau}_{Td}$) e da mistura líquida ($\boldsymbol{\tau}_{TM}$) negligenciados: Termos difusivos na direção axial em abordagem 1D tendem a ser desprezíveis;
7. Tensão difusiva ($\boldsymbol{\tau}_{DM}$) negligenciada: termo pequeno em relação aos demais termos da equação para os casos analisados pelo modelo

(Manninen & Taivassalo, 1996);

Após combinar as equações (A.1) e (A.2) através dos termos relativos às pressões (∇P_M e ∇P_d), e isolar o termo \mathbf{M}_d , obtém-se a seguinte expressão:

$$\mathbf{M}_d = c_d \rho_d \frac{D\mathbf{U}_d}{Dt} - c_d \rho_M \frac{D\mathbf{U}_M}{Dt} + c_d \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_M + \boldsymbol{\tau}_{TM} + \boldsymbol{\tau}_{DM}) - \nabla \cdot [c_d (\boldsymbol{\tau}_d + \boldsymbol{\tau}_{Td})] - c_d \rho_d \mathbf{g} + c_d \rho_M \mathbf{g} \quad (\text{A.3})$$

Aplicando-se as demais hipóteses simplificadoras (3, 4, 5, 6 e 7) a equação fica:

$$\frac{\mathbf{M}_d}{c_d} = (\rho_d - \rho_M) \frac{D\mathbf{U}_M}{Dt} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_M \quad (\text{A.4})$$

A força \mathbf{M}_d é modelada como (Manninen & Taivassalo, 1996):

$$\mathbf{M}_d = -\frac{3}{4} \frac{C_D c_d \rho_c |\mathbf{U}_s| \mathbf{U}_s}{d_d} \quad (\text{A.5})$$

onde $U_s = U_d - U_c$, e o diâmetro de gota d_d é calculado conforme o modelo de Brauner (2001). As gotas dispersas são assumidas como esféricas, com o mesmo tamanho e uniformemente distribuídas na tubulação. Para o coeficiente de arrasto C_D , utiliza-se a expressão de Schiller & Nauman, conforme recomendação de Manninen & Taivassalo (1996):

$$C_D = \frac{24}{Re_{gota}} [1 + 0.15 Re_{gota}^{0.687}] ; Re_{gota} = \frac{\rho_c d_d U_s}{\mu_c} \quad (\text{A.6})$$

Substituindo-se (A.5) e (A.6) em (A.4), chega-se à seguinte expressão:

$$-\frac{3}{4} \frac{24}{\frac{\rho_c d_d U_s}{\mu_c}} \frac{\rho_c |\mathbf{U}_s| \mathbf{U}_s}{d_d} \frac{c_d}{c_d} [1 + 0.15 Re_{gota}^{0.687}] = (\rho_d - \rho_M) \frac{D\mathbf{U}_M}{Dt} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_M \quad (\text{A.7})$$

Como pode ser verificado, o termo c_d é cancelado. Contudo, conforme mencionado, a função $F(c_d)$ será introduzida para levar em consideração o efeito do aumento da resistência ao escoamento da fase dispersa com o aumento da sua concentração volumétrica, o que se reflete em um aumento do coeficiente de arrasto C_D . Esse efeito não é modelado nas equações de conservação (A.1) e (A.2). Rusche & Issa (2000) utilizaram uma função semelhante com o objetivo de ajustar um

modelo de coeficiente de arrasto, argumentando que esse efeito, da presença de muitas gotas, deveria ser considerado. Assim, a equação fica:

$$-\frac{18\mu_c}{\rho_c d_d^2} \rho_c \mathbf{U}_s F(c_d) [1 + 0.15 Re_{gota}^{0.687}] = (\rho_d - \rho_M) \frac{D\mathbf{U}_M}{Dt} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_M \quad (\text{A.8})$$

A função $F(c_d)$ é do tipo:

$$F(c_d) = a c_d^{-b} e^{\left(\frac{c}{c_d}\right)^{-b}} \quad (\text{A.9})$$

Os seguintes termos são definidos:

$$\tau_d^* = \frac{\tau_d}{F(c_d)} \frac{1}{[1 + 0.15 Re_{gota}^{0.687}]}; \quad \tau_d = \frac{\rho_c d_d^2}{18\mu_c} \quad (\text{A.10})$$

Para escoamento 1-D, os vetores velocidades \mathbf{U}_M e \mathbf{U}_S se tornam componentes na direção do escoamento, e o termo divergente da tensão viscosa da mistura ($\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_M$) fica:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_M = -\frac{\tau_M S}{A} = -\frac{1}{2} f_M \rho_M |U_M| U_M \frac{S}{A} = -\frac{2f_M \rho_M |U_M| U_M}{D_{h_M}} \quad (\text{A.11})$$

Substituindo-se os termos das equações (A.10) e (A.11) na equação (A.8) e isolando-se o termo de U_s , chega-se à expressão para a velocidade de escorregamento:

$$U_s = \tau_d^* \left[\frac{2f_M \rho_M |U_M| U_M}{\rho_c D_{h_M}} - \frac{(\rho_d - \rho_M) D U_M}{\rho_c Dt} \right] \quad (\text{A.12})$$

A.2. Análise de sensibilidade do parâmetro C_Ω

Com o objetivo de avaliar a influência do parâmetro C_Ω no modelo com escorregamento, foi realizada uma análise de sensibilidade para os valores 1,0 e 1,33 desse fator. Sabendo da complexidade para avaliar experimentalmente e teoricamente esse parâmetro, e tendo em mente que não era objetivo desse trabalho realizar uma investigação mais detalhada sobre esse tema, a avaliação ficou limitada à apenas essa análise de sensibilidade. Foram analisados os casos das séries

1 e 2 da Tabela 5.3. Os resultados são mostrados nos gráficos a seguir:

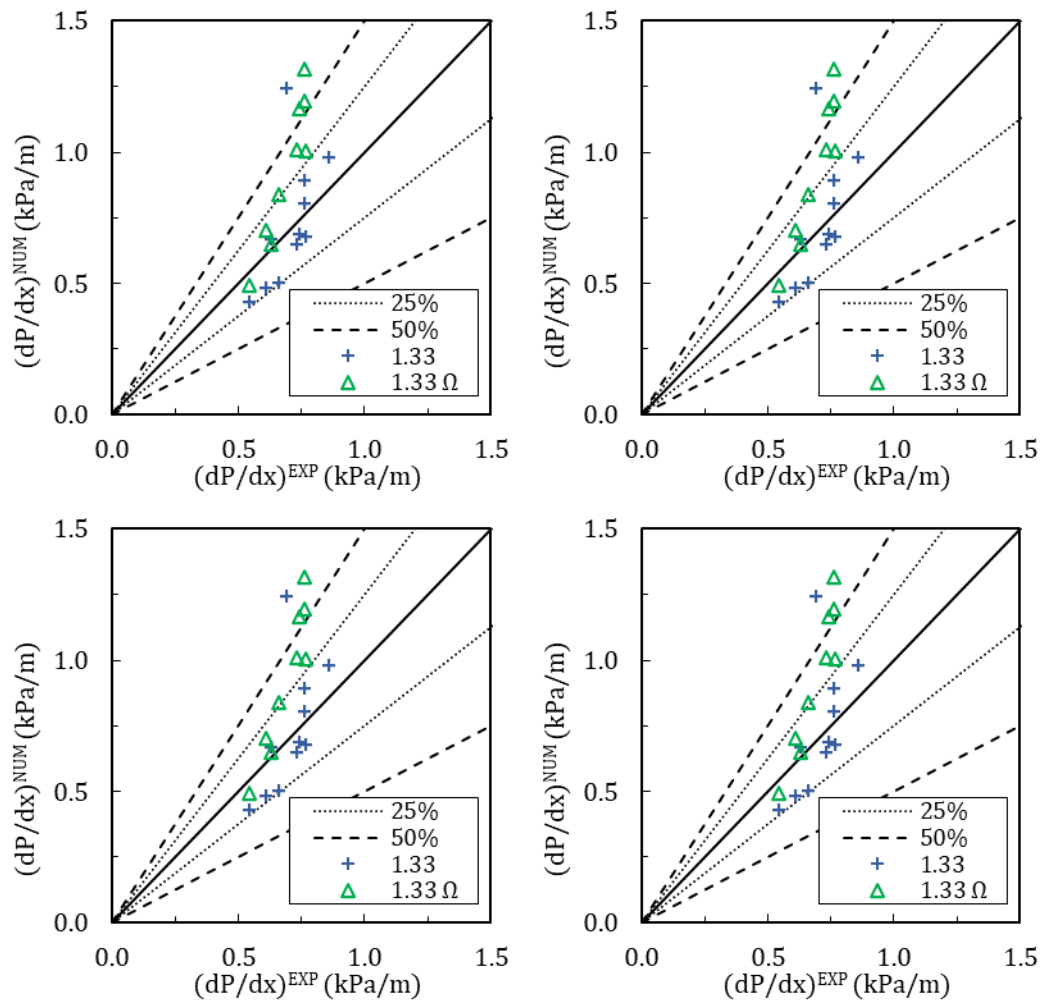


Figura A.2.1: Comparação numérico *versus* experimental entre gradiente de pressão, frequência, comprimento e velocidade de translação de golfada para sensibilidade de parâmetro C_Ω realizada com casos de Odozi (2000).

Nota-se que o parâmetro configurado com o valor 1,33 gerou resultados piores do que com 1,0, sendo que o erro de cálculo do gradiente de pressão aumenta para altos valores de *watercut*. Na Tabela A.2.1 abaixo são apresentados os erros médios dos parâmetros analisados assim como o erro global de cada simulação. Levando em conta esses resultados, decidiu-se utilizar $C_\Omega = 1$ em todas as simulações.

Tabela A.2.1: Erros médios para sensibilidade de valores de C_Ω considerados

	$C_\Omega = 1,33$	$C_\Omega = 1,0$
dp/dx	46,6%	13,71%
f	52,9%	37,5%
L_s/D	40,7%	61,98%
U_f	15,9%	9,91%
EG	23,3%	20,43%

A.3.Dados experimentais de escoamento trifásico horizontal utilizados nesse trabalho

Todos os casos experimentais utilizados para as análises de sensibilidade desse trabalho foram retirados de Odozi (2000), realizados no laboratório WASP do Imperial College.

A Tabela A.3.3 apresenta os casos com óleo dominante, ou seja, casos em que ou o óleo é a única fase líquida presente (O-SI), ou é a fase contínua da dispersão formada com a água (D-O-SI). Nela, são mostrados tanto os dados experimentais quanto os resultados das simulações realizadas com a configuração do modelo base de simulação, descrita na Tabela 5.2.

A Tabela A.3.4 apresenta os casos de água dominante, para os quais ou a água é a única fase presente (W-SI) ou é a fase contínua da dispersão formada (D-W-SI). Da mesma forma, são apresentados os dados experimentais e de simulações, que foram realizadas com o parâmetro $C_M = 1$, modelo de viscosidade de Hatschek (1928), modelo de fator de atrito interfacial de Pasqualetto (2017) e modelo de escorregamento desligado. As duas tabelas estão ordenadas de acordo com as séries 1, 2 e 3 apresentadas na Tabela 5.3 e, para cada série, em ordem crescente com o *watercut* dos casos.

Os parâmetros experimentais das golfadas fornecidos nas tabelas foram obtidos para a posição 34 m da tubulação, que possui comprimento total de 38 m e diâmetro interno de 77,92 mm. Para maiores detalhes de como os parâmetros foram medidos, consultar Odozi (2000). Nos casos analisados nesse trabalho, a tubulação foi mantida horizontal, com pressão na saída constante em 1,11 bara.

A temperatura dos experimentos foi mantida ambiente, que variou entre 17 e 23 °C, por simplificação foram utilizadas propriedades calculadas para a temperatura de 20 °C, que foram mantidas constantes em todas as simulações, já que a modelagem do problema é isotérmica. A tabela a seguir resume as

propriedades físicas utilizadas:

Tabela A.3.2: Propriedades dos fluidos utilizados nos casos experimentais de Odozi (2000).

Fluido	ρ (kg/m ³)	μ (cP)
Ar	1,20*	$1,8 \times 10^{-3}$
Óleo	863	47,5
Água	1.000	1,0

*Nas condições de 1 atm e 20 °C

Nas tabelas a seguir, U_{SG} é a velocidade superficial do ar, U_{SO} é a velocidade superficial do óleo, U_{SW} é a velocidade superficial da água, U_{SM} a velocidade superficial da mistura líquida, dP/dx o gradiente de pressão, f a frequência da golfada, L_s/D o comprimento da golfada (normalizado pelo diâmetro interno), U_f a velocidade de translação da golfada, α_O , α_W e α_M as frações volumétricas *in situ* do óleo, água e mistura líquida na posição 34 m do tubo.

Tabela A.3.3: Dados experimentais dos casos de padrão de golfadas para óleo dominante: escoamento bifásico de óleo e ar no padrão de golfadas (O-SI) e escoamento trifásico de óleo, água e ar no padrão golfadas com dispersão de água em óleo (D-O-SI) (Odozi, 2000).

Referência	Caso	Série	U_{sG} (m/s)	U_{so} (m/s)	U_{sw} (m/s)	U_{sM} (m/s)	watercut	Padrão trifásico	dP/dx (Pa/m)		f (Hz)		L_s/D		U_f (m/s)	
									Exp	Num	Exp	Num	Exp	Num	Exp	Num
Odozi (2000)	514	1	6,1	0,50	0,00	0,50	0,00%	O-SI	611	518	0,402	0,112	20,02	13,94	9,20	8,91
Odozi (2000)	515	1	6,4	0,44	0,05	0,49	10,20%	D-O-SI	627	667	0,392	0,128	15,02	41,67	8,16	9,75
Odozi (2000)	516	1	6,0	0,38	0,10	0,48	20,83%	D-O-SI	662	502	0,4	0,248	16,81	15,75	8,32	9,91
Odozi (2000)	517	1	6,0	0,35	0,14	0,49	28,57%	D-O-SI	731	651	0,389	0,186	19,12	13,87	8,33	9,84
Odozi (2000)	526	1	6,2	0,31	0,18	0,49	36,73%	D-O-SI	762	805	0,354	0,234	20,79	12,77	9,82	10,6
Odozi (2000)	528	1	6,1	0,30	0,21	0,51	41,18%	D-O-SI	791	914	0,341	0,51	20,66	9,17	9,45	10,85
Odozi (2000)	518	1	6,0	0,28	0,21	0,49	42,86%	D-O-SI	812	980	0,386	0,448	20,79	5,26	9,65	10,76
Odozi (2000)	527	1	6,2	0,27	0,22	0,49	44,90%	D-O-SI	857	981	0,364	0,491	17,71	7,72	9,38	11,11
Odozi (2000)	519	1	6,0	0,23	0,25	0,48	52,08%	D-O-SI	688	1244	0,298	0,322	25,67	23,97	8,27	10,23
Odozi (2000)	530	2	3,9	0,50	0,00	0,50	0,00%	O-SI	454	363	0,302	0,125	24,26	52,17	6,87	7,83
Odozi (2000)	533	2	4,1	0,45	0,04	0,49	8,16%	D-O-SI	544	432	0,325	0,182	19,38	30,77	7,50	7,24
Odozi (2000)	534	2	4,2	0,40	0,09	0,49	18,37%	D-O-SI	609	486	0,372	0,154	19,38	24,6	7,37	7,26
Odozi (2000)	535	2	4,2	0,37	0,12	0,49	24,49%	D-O-SI	580	521	0,378	0,247	15,66	26,96	7,00	7,42
Odozi (2000)	544	2	4,2	0,32	0,18	0,50	36,00%	D-O-SI	764	681	0,414	0,625	21,56	17,18	7,51	7,75
Odozi (2000)	532	2	3,9	0,31	0,20	0,51	39,22%	D-O-SI	690	657	0,338	0,351	20,79	32,54	7,51	6,87
Odozi (2000)	545	2	4,2	0,29	0,20	0,49	40,82%	D-O-SI	743	689	0,395	0,414	18,22	26,66	8,18	7,64
Odozi (2000)	543	2	4,1	0,29	0,21	0,50	42,00%	D-O-SI	812	761	0,384	0,476	20,92	28,52	7,75	7,42
Odozi (2000)	547	3	4,3	0,59	0,00	0,59	0,00%	O-SI	551	488	0,376	0,115	17,58	64	6,68	7,76
Odozi (2000)	565	3	4,1	0,53	0,07	0,60	11,67%	D-O-SI	661	556	0,419	0,273	20,00	29,97	7,12	7,33
Odozi (2000)	564	3	4,2	0,43	0,16	0,59	27,12%	D-O-SI	768	639	0,467	0,373	14,89	24,14	6,80	7,9
Odozi (2000)	566	3	4,4	0,37	0,21	0,58	36,21%	D-O-SI	901	773	0,455	0,445	18,99	23,65	8,26	8,2
Odozi (2000)	563	3	4,1	0,38	0,22	0,60	36,67%	D-O-SI	879	735	0,452	0,531	20,92	20,6	9,13	8,04
Odozi (2000)	551	3	4,3	0,33	0,27	0,60	45,00%	D-O-SI	639	1067	0,379	0,456	20,53	32,39	7,83	7,97

Tabela A.3.4: Dados experimentais dos casos de padrão de golfadas para água dominante: escoamento bifásico de água e ar no padrão de golfadas (W-SI) e escoamento trifásico de óleo, água e ar no padrão golfadas com dispersão de óleo em água (D-W-SI) (Odozi, 2000).

Referência	Caso	Série	U_{sg} (m/s)	U_{so} (m/s)	U_{sw} (m/s)	U_{sm} (m/s)	watercut	Padrão trifásico	dP/dx (Pa/m)		f (Hz)		L_s/D		U_f (m/s)	
									Exp	Num	Exp	Num	Exp	Num	Exp	Num
Odozi (2000)	524	1	6,2	0,21	0,29	0,5	58,00%	D-W-SI	474	456	0,265	0,196	33,88	20,23	8,45	7,99
Odozi (2000)	520	1	6,1	0,17	0,34	0,51	66,67%	D-W-SI	431	542	0,248	0,624	34,52	25,51	7,10	7,8
Odozi (2000)	521	1	6,1	0,11	0,4	0,51	78,43%	D-W-SI	317	504	0,19	0,275	42,35	14,87	7,52	7,71
Odozi (2000)	541	1	4,4	0,14	0,34	0,48	70,83%	D-W-SI	263	366	0,222	0,0714	36,70	80,68	6,41	5,33
Odozi (2000)	552	1	4,4	0,23	0,36	0,59	61,02%	D-W-SI	383	-	0,263	0,363	38,12	20,29	7,40	5,95
Odozi (2000)	549	1	4,3	0,19	0,41	0,6	68,33%	D-W-SI	354	456	0,232	0,399	41,07	18,18	6,37	5,93

Tabela A.3.5: Dados experimentais dos casos de padrão de golfadas com transição entre dispersões de óleo dominante (D-O-SI) e água dominante (D-W-SI) (Odozi, 2000).

Referência	Caso	Série	U_{sg} (m/s)	U_{so} (m/s)	U_{sw} (m/s)	U_{sm} (m/s)	watercut	Padrão trifásico	dP/dx (Pa/m)	
									Exp	Num
Odozi (2000)	523	1	6.0	0.28	0.23	0.51	45.10%	D-W-SI/D-O-SI	843	-
Odozi (2000)	525	1	6.2	0.24	0.25	0.49	51.02%	D-W-SI/D-O-SI	579	-
Odozi (2000)	536	2	4.2	0.26	0.23	0.49	46.94%	D-W-SI/D-O-SI	511	-
Odozi (2000)	531	2	3.9	0.26	0.24	0.5	48.00%	D-W-SI/D-O-SI	444	-
Odozi (2000)	538	2	4.4	0.24	0.26	0.5	52.00%	D-W-SI/D-O-SI	427	-
Odozi (2000)	539	2	4.4	0.22	0.27	0.49	55.10%	D-W-SI/D-O-SI	430	-
Odozi (2000)	542	2	4.4	0.22	0.29	0.51	56.86%	D-W-SI/D-O-SI	447	-
Odozi (2000)	540	2	4.4	0.21	0.28	0.49	57.14%	D-W-SI/D-O-SI	418	-
Odozi (2000)	537	2	4.3	0.2	0.3	0.5	60.00%	D-W-SI/D-O-SI	336	-
Odozi (2000)	550	3	4.3	0.31	0.31	0.62	50.00%	D-W-SI/D-O-SI	522	-
Odozi (2000)	546	3	4.3	0.27	0.33	0.6	55.00%	D-W-SI/D-O-SI	434	-

Na Tabela A.3.6 a seguir são apresentadas as condições experimentais dos casos dos trabalhos de Dehkordi, et al. (2019) e Poesio, et al. (2009), utilizados para avaliar o modelo após a seleção de parâmetros realizada. Na coluna de padrões, a descrição *Slug-CA* refere-se ao padrão de golfadas com core anular na mistura de líquidos, *Slug-FM-PGE* refere-se ao padrão de golfadas, com dispersão completa de líquidos e entranhamento parcial de bolhas de ar no corpo das golfadas, e *Slug-FM-CGE* refere-se ao mesmo padrão anterior, mas com entranhamento completo de bolhas nas golfadas. A numeração dos casos foi utilizada apenas nesse trabalho para facilitar a apresentação dos dados.

Tabela A.3.6: Dados experimentais dos casos de trabalhos utilizados para comparação com resultados do modelo com parâmetros de simulação selecionados (Dehkordi, *et al.*, 2019) (Poesio, *et al.*, 2009).

Referência	Caso	Velocidades superficiais (m/s)				watercut	Padrão trifásico	dP/dx (Pa/m)	
		U_{sG}	U_{sO}	U_{sW}	U_{sM}			exp	num
Poesio (2009)	1	0,29	0,55	1,11	1,66	0,67	<i>Slug-CA</i>	1857	1857
Poesio (2009)	2	0,29	0,55	1,52	2,07	0,73	<i>Slug-CA</i>	2572	2572
Poesio (2009)	3	0,29	0,55	1,79	2,34	0,77	<i>Slug-CA</i>	3099	3099
Poesio (2009)	4	0,29	0,55	2,13	2,68	0,80	<i>Slug-CA</i>	3737	3737
Dehkordi (2019)	1	0,76	0,36	1,05	1,41	0,74	<i>Slug-FM-PGE</i>	766	766
Dehkordi (2019)	2	0,95	0,36	1,05	1,41	0,74	<i>Slug-FM-PGE</i>	830	830
Dehkordi (2019)	3	1,14	0,36	1,05	1,41	0,74	<i>Slug-FM-PGE</i>	825	825
Dehkordi (2019)	4	0,57	0,36	1,32	1,68	0,79	<i>Slug-CA</i>	912	912
Dehkordi (2019)	5	0,76	0,36	1,32	1,68	0,79	<i>Slug-FM-CGE</i>	990	990
Dehkordi (2019)	6	0,95	0,36	1,32	1,68	0,79	<i>Slug-FM-CGE</i>	1087	1087
Dehkordi (2019)	7	1,14	0,36	1,32	1,68	0,79	<i>Slug-FM-CGE</i>	1189	1189
Dehkordi (2019)	8	0,77	0,36	0,65	1,02	0,64	<i>Slug-FM-PGE</i>	428	428
Dehkordi (2019)	9	0,95	0,36	0,65	1,02	0,64	<i>Slug-FM-PGE</i>	617	617