

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA
CURSO DE ENGENHARIA MECÂNICA

CAROLINA CIMARELLI RODRIGUES

**ESTUDO NUMÉRICO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-
GÁS EM DISTRIBUIDOR APLICADO À INDÚSTRIA DE PETRÓLEO**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

CURITIBA

2016

CAROLINA CIMARELLI RODRIGUES

**ESTUDO NUMÉRICO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-
GÁS EM DISTRIBUIDOR APLICADO À INDÚSTRIA DE PETRÓLEO**

Projeto de Pesquisa apresentada à disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para aprovação na disciplina.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Henrique Dias dos Santos

Co-Orientador: Prof. Dr. Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales

CURITIBA

2016

TERMO DE APROVAÇÃO

Por meio deste termo, aprovamos a monografia do Projeto de Pesquisa " ESTUDO NUMÉRICO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-GÁS EM DISTRIBUIDOR APLICADO À INDÚSTRIA DE PETRÓLEO ", realizado pela aluna CAROLINA CIMARELLI RODRIGUES, como requisito para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2, do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Prof. Dr. Paulo Henrique Dias dos Santos

Damec, UTFPR

Orientador

Prof. Dr. Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales

Damec, UTFPR

Co-Orientador

Prof. Dr. Eduardo Matos Germer

Damec, UTFPR

Avaliador

Prof. Dr. Dalton Bertoldi

Damec, UTFPR

Avaliador

Curitiba, 25 de novembro de 2016.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço a Deus, por todas as oportunidades que Ele me deu e por todas as pessoas que fazem parte da minha vida.

Aos meus amados pais, Claudia e Luiz Alberto, por todo apoio, carinho, compreensão e confiança depositada em mim. Ao meu namorado Diogo, por ter me ajudado inúmeras vezes. A minha madrinha, Maria Eliza, pela correção. A toda a minha família e amigos pelo suporte e motivação.

Aos meus orientadores, Paulo e Rigoberto, pela constante ajuda e correção. Agradeço também pela oportunidade e confiança em mim para a elaboração deste trabalho.

Agradeço também o Henrique Eidt e o Rafael Dunaiski pela imensa ajuda, sugestões e suporte com todas as etapas desse trabalho e pelos momentos de discussão e análise do problema, que foram fundamentais para a realização deste trabalho. Ao Cesar Ofuchi pela ajuda com a parte eletrônica e com o tratamento de dados experimentais. Ao Reinaldo Justiniano, por toda ajuda com a bancada experimental.

À PETROBRAS, à UTFPR, ao NUEM e à CAPES pelo apoio financeiro e incentivo à pesquisa. Aos membros do NUEM pela amizade e as sugestões para este trabalho. Por fim, a todos os professores que fizeram parte da minha trajetória acadêmica e que possibilitaram a chegada a esta etapa final do curso, muito obrigada.

“A menos que modifiquemos a nossa maneira de pensar, não seremos capazes de resolver os problemas causados pela forma como nos acostumamos a ver o mundo”.

(Albert Einstein)

“Nunca te é concedido um desejo sem que te seja concedida também a facilidade de torná-lo realidade. Entretanto, é possível que tenhas que lutar por ele”.

(Richard Bach)

RESUMO

A presença de mais de uma fase no escoamento pode prejudicar processos ou equipamentos originalmente projetados para escoamentos monofásicos, como por exemplo o bombeamento de líquido ou compressão de gás. A fim de se evitar esses problemas, são utilizados separadores bifásicos líquido-gás no processo de separação na indústria petrolífera, entretanto esses separadores atualmente têm grandes dimensões, dificultando o manuseio, instalação e manutenção desses equipamentos. Uma alternativa para reduzir a geometria dos separadores é a implementação de um distribuidor. Neste trabalho foi estudado a dinâmica de um escoamento bifásico líquido-gás vertical ascendente em um distribuidor, com auxílio de simulações numéricas tridimensionais e transientes. O escoamento foi modelado como 3D transiente, foi utilizado o modelo de dois fluidos euleriano-euleriano não homogêneo, junto com o modelo de turbulência SST (Shear Stress Transport) e o esquema compressivo para a captura da interface líquido-gás. Na modelagem numérica foi utilizado o método dos volumes finitos baseados em elementos finitos através do *software* ANSYS-CFX 15.0. Através das simulações, as vazões, as velocidades (axial e média) e as distribuições das fases na câmara ciclônica e nas saídas do distribuidor foram analisadas.

Palavras-chave: Distribuidor, Escoamento bifásico, Estudo numérico.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 - Esquema representativo do distribuidor.....	14
Figura 1.2 - Esquema representativo do sistema de distribuição com os separadores.	15
Figura 2.1 - Padrões de escoamento para escoamento bifásico vertical ascendente. Fonte: Adaptado de Taitel <i>et al.</i> (1980).	18
Figura 2.2 - Mapas de padrões de escoamento para escoamento vertical ascendente bifásico líquido-gás para tubos com (a) 4 mm e (b) 12,3 mm, a 0,1Mpa e 25°C. Fonte: Adaptado de Barnea <i>et al.</i> (1983).	21
Figura 2.3 - Mapa de padrões de escoamento comparando as teorias de Mishima e Ishii (1984) com Taitel <i>et al.</i> (1980). Fonte: Adaptado de Mishima e Ishii (1984).	23
Figura 2.4 - Esquema representativo (a) do distribuidor proposto neste trabalho; (b) do separador ciclônico. Fonte: Adaptado de Ninahuanca <i>et al.</i> (2016).	25
Figura 3.1 - Desenho esquemático da bancada experimental. Fonte: Adaptado de Rosa <i>et al.</i> (1996).	28
Figura 3.2 - Esquema representativo da distribuição do escoamento em uma seção transversal: (a) Distribuição axissimétrica; (b) Distribuição assimétrica (Fonte: NINAHUANCA, 2015).	30
Figura 3.3 (a) Esquema representativo do GLCC; (b) Representação dos bocais e principais dimensões do GLCC, fora de escala. Fonte: Adaptado de Hreiz <i>et al.</i> (2013).	31
Figura 3.4 - Representação esquemática de uma bifurcação impactante do tipo T. Fonte: Adaptado de Azzopardi <i>et al.</i> (1987).	33
Figura 3.5 - Representação esquemática das bifurcações (a) T ou ângulo de 90°; (b) Y com ângulo de 45°; e (c) Y com ângulo de 135°. Fonte: Adaptado de Hwang (1988).	34

Figura 3.6 - Experimento utilizado por Azzopardi <i>et al.</i> (1992). Fonte: Adaptado de AZZOPARDI <i>et al.</i> (1992).....	35
Figura 3.7- Representação do modelo físico estudado por Marti e Shoham. Fonte: Adaptado de Marti e Shoham (1997)	37
Figura 4.1 – Dimensões reais do distribuidor.	41
Figura 4.2 – Domínio de estudo.	42
Figura 4.3 - Curva de uma propriedade genérica de um escoamento turbulento em função do tempo. Fonte: Adaptado de Wilcox (2000).	44
Figura 4.4 – Variação de u^+ com o logaritmo de y^+ (Fonte: Veersteg e Malalaskera, 2007)	53
Figura 4.5. Balanço de forças em um elemento de filme de líquido na câmara de expansão em um escoamento descendente. (Fonte: Adaptado de Ninahuanca, 2015).	54
Figura 4.6. Efeito da força de espalhamento sobre um elemento de filme de líquido.	54
Figura 5.1 - Volume de controle criado num vértice dos elementos finitos. Fonte: Adaptado de MALISKA, 2004.....	58
Figura 5.2 - Volume de controle bidimensional para a discretização das equações.	60
Figura 5.3 - Progressivo aumento da compressão de um filme de líquido escoando com superfície livre através da utilização do esquema compressivo. (FONTE: NINAHUANCA, 2014).	65
Figura 5.4 - Redução da espessura da interface ao utilizar o esquema compressivo (Fonte: Ninahuanca, 2015).....	66
Figura 5.5–Extração do domínio fluído.....	66
Figura 5.6 - Malha numérica não estruturada.....	67
Figura 5.7 - Gráficos da espessura média em função do tempo nas alturas de 200mm e 300mm.	69
Figura 5.8 – Gráfico da fração volumetrica de líquido ao longo do tempo.	70

Figura 5.9 - Fração volumétrica de líquido a cada meio segundo sobrepostas.....	71
Figura 5.10 – Gráfico da fração volumétrica de líquido para diferentes passos de tempo.	72
Figura 6.1 – Comparação entre numérico e experimental da fração volumétrica de líquido ao longo do tempo para a altura de 350 mm, com velocidade de entrada de (a) 1 m/s e (b) 2 m/s.	74
Figura 6.2 – Fração volumétrica de líquido para diferentes alturas em alguns instantes de tempo para uma velocidade de entrada de 1 m/s.	76
Figura 6.3 – Vetores de velocidade axial, radial e tangencial em uma linha de corrente média para a altura de 6 D com velocidade de entrada de 1 m/s.	77
Figura 6.4 – (a) variação da velocidade do líquido e da (b) energia cinética turbulenta ao longo da câmara ciclônica para as alturas de 6 D.	79
Figura 6.5 – Variação (a) da velocidade do líquido e (b) da energia cinética turbulenta ao longo da câmara ciclônica para uma altura de 1 D (26 mm).	80
Figura 6.6 - Gráficos da variação de líquido (filme ou bolhas) ao longo da câmara ciclônica para alguns instantes de tempo para uma velocidade de entrada de 1 m/s.....	81
Figura 6.7 - Gráficos da fração volumétrica de líquido ao longo do tempo, nas quatro saídas para diferentes alturas para uma velocidade de entrada de 1 m/s.	82
Figura 6.8 – Fração volumétrica de líquido para diferentes alturas em alguns instantes de tempo para uma velocidade de entrada de 2 m/s.	84
Figura 6.9 - Gráficos da variação de líquido (filme ou bolhas) ao longo da câmara ciclônica para alguns instantes de tempo para uma velocidade de entrada de 2 m/s.....	85
Figura 6.10 - Gráficos da fração volumétrica de líquido ao longo do tempo, nas quatro saídas para diferentes alturas para uma velocidade de entrada de 2 m/s.	86

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 - Significado físico para cada termo da equação de Navier-Stokes.	40
Tabela 4.2 – Condições operacionais fornecidas pela Petrobrás.....	41
Tabela 5.1 - Comparação da espessura de filme de líquido para as malhas testadas.	68
Tabela 5.2– Média da fração volumétrica de líquido a cada meio segundo.	70
Tabela 5.3– Comparação do valor médio da fração volumétrica de líquido para os passos de tempo.	71
Tabela 5.4- Comparação da fração volumétrica de líquido no primeiro 0,5 s e 1 s...	72
Tabela 6.1 - Diferentes alturas da câmara ciclônica estudadas.	75

SUMÁRIO

1	Introdução	11
1.1	Caracterização do Problema	13
1.2	Objetivos	15
1.2.1	Objetivos específicos	15
1.3	Justificativa	16
2	Fundamentação Teórica	17
2.1	Escoamento Vertical Bifásico	17
2.1.1	Bolhas Dispersas	18
2.1.2	Golfadas	18
2.1.3	Caótico	19
2.1.4	Anular	19
2.1.5	Mapas de Padrão de Escoamento	20
2.2	Filme de Líquido	24
3	Revisão bibliográfica	26
3.1	Escoamento Vertical Descendente de Filme de Líquido	26
3.2	Bifurcações T e Y	32
3.3	Síntese do Capítulo	37
4	Modelagem matemática	39
4.1	Equações de Balanço	39
4.1.1	Equação da Conservação da Massa	39
4.1.2	Equação de Navier-Stokes	40
4.2	Condições de contorno	41
4.3	Modelos de Turbulência	43
4.3.1	Modelo $k-\omega$ Shear Stress Transport (SST)	46
4.3.2	Lei de Parede	51
4.4	Física do Problema	53
4.4.1	Balanço de Forças	53
4.5	Síntese do capítulo	56
5	Modelagem numérica	57
5.1	Método de volumes finitos baseado em elementos finitos	57
5.1.1	Aproximação do termo difusivo	60
5.1.2	Aproximação do termo advectivo	61
5.1.3	Acoplamento pressão-velocidade	62
5.1.4	Aproximação do termo transiente	62
5.2	Tratamento da interface	63
5.2.1	Força de arrasto	64
5.2.2	Esquema compressivo para a superfície livre	64
5.3	Geometria e Malha	66
5.3.1	Teste de malha	67
5.4	Síntese do Capítulo	72
6	Resultados	73
6.1	Validação do modelo numérico	73
6.2	Análise do escoamento no distribuidor para diferentes alturas de câmara ciclônica	75
7	Conclusões e trabalhos futuros	88

1 INTRODUÇÃO

No Brasil, no ano de 2014, 92,5% do petróleo produzido foi proveniente de produção *offshore* – no mar (ANP, 2015). Nesse tipo de operação, o petróleo é constituído de uma mistura de óleo, gás, areia e água salina. Essa mistura de multicomponentes usualmente é simplificada para um escoamento de duas fases, um líquido (constituído de uma mistura de óleo, água e partículas sólidas) e o gás (uma mistura de gases provenientes de hidrocarbonetos). Mesmo assim, a presença de mais de uma fase no escoamento prejudica o funcionamento de equipamentos originalmente projetados para escoamentos monofásicos como, por exemplo, bombas e compressores. Nessas situações, a separação das fases se torna necessária. Para isso foram desenvolvidos equipamentos denominados separadores. Tais equipamentos podem ser usados para a separação de diversos tipos de escoamento, como líquidos imiscíveis escoando simultaneamente, escoamento de líquido com partículas sólidas, ou mesmo para o escoamento bifásico de líquido-gás (OFUCHI, 2015).

Separar este tipo de mistura nas suas fases (líquido e gás) ainda na cabeça do poço traz várias vantagens para o processo. A maioria delas está relacionada a problemas operacionais típicos de escoamentos multifásicos, tais como intermitência, formação de hidratos, baixa eficiência da bomba centrífuga, dificuldades em medições de vazões e gestão de reservatórios (NINAHUANCA, 2015).

No caso específico de separação líquido-gás, foram desenvolvidos diversos equipamentos que utilizam o efeito da gravidade, sendo os mais convencionais os separadores horizontais e verticais. Normalmente, em conjunto com esses separadores, são empregadas técnicas químicas, elétricas ou mecânicas para melhorar a eficiência do processo, mas ainda assim o tempo de separação é relativamente elevado, de 2 a 20 minutos para a separação líquido-gás (MORANDIN, 1999).

De acordo com Rosa *et al.* (2001), a tecnologia de separação de gás-líquido utilizada pela indústria do petróleo ao longo das últimas décadas tem sido, em regra, baseada em separadores gravitacionais. Segundo Hreiz *et al.* (2014), essa tecnologia

atingiu um grau tecnológico avançado. Apesar desse avanço, esses sistemas ainda são volumosos, pesados e dispendiosos para se fabricar e operar.

O crescente número de explorações *offshore* e a necessidade de reduzir os custos dos equipamentos têm motivado a indústria do petróleo a procurar separadores de líquido-gás novos e compactos, uma vez que, na plataforma, o espaço é limitado e as dimensões do equipamento são aspecto de grande relevância. Além disso, separadores compactos são benéficos do ponto de vista da garantia de escoamento (HREIZ, 2014).

Nesse contexto de busca pela redução de custos, tecnologias alternativas têm sido desenvolvidas para viabilizar a separação de escoamentos multifásicos. Dentre essas, uma das mais promissoras é aquela que utiliza o conceito de separação por campo centrífugo, cujos equipamentos são comumente denominados separadores ciclônicos.

Segundo Rietema (1960), a separação de fases utilizando o conceito de campos centrífugos foi introduzida logo após a Segunda Guerra Mundial, como uma nova técnica para separar sólidos dispersos em meios fluidos menos densos. Esses separadores têm importantes vantagens quando comparados com técnicas de separação convencional por gravidade. Suas principais características, segundo Nebrensky *et al.* (1980), são: a menor área de instalação (cerca de 25% menor), a redução do peso total de equipamentos (da ordem de 70 a 85%), maior eficiência de separação, tempo de separação aproximadamente cinco vezes menor e, além disso, o fato de que são de fácil instalação e operação. Portanto, essa metodologia vem ganhando espaço como uma alternativa tecnicamente atraente na extração de petróleo em alto mar, onde a facilidade de instalação e a eficiência são fatores críticos.

Atualmente esse conceito de hidrociclone é aplicado, basicamente, na concepção de dois sistemas de separação submarina: o Separador Ciclônico Líquido-Gás (GLCC – *Gas-Liquid Cylindrical Cyclone*) e o Sistema de Bombeamento e Separação Anular Vertical (VASPS – *Vertical Annular Separation and Pumping System*). Ambos são muito semelhantes geometricamente e conceitualmente, mas apresentam, na prática, diferenças fundamentais quanto à dinâmica efetiva de separação (NINAHUANCA, 2014).

1.1 Caracterização do Problema

Conforme mencionado anteriormente, separadores ciclônicos, quando comparados com os gravitacionais, são mais compactos e leves. No entanto, eles ainda possuem grandes dimensões. Os separadores do tipo VASPS, por exemplo, possuem diâmetro entre 0,8 e 1 metro e comprimento de 30 a 70 metros (FOWLER e FIELDING 2009), comprimento o qual ainda os deixa sujeitos a problemas de deflexão, uma vez que, instalados no leito marinho, é constantemente submetido às oscilações das correntes marítimas (STORTI, 2013).

Uma possível solução para esse problema seria reduzir o comprimento do equipamento, porém tal medida esbarra na dificuldade em manter a vazão e a eficiência da separação. Outra alternativa seria a implementação de um distribuidor, que, além de realizar uma separação prévia, poderia direcionar o escoamento para vários separadores, dividindo a vazão e possibilitando separadores mais compactos, mantendo a mesma vazão e eficiência de separação do separador com dimensões maiores.

O distribuidor estudado neste trabalho é apresentado na Figura 1.1. Essa concepção foi definida pelo projeto Distribuidor do NUEM em parceria com a Petrobrás e está na mesma escala que a bancada experimental desse projeto, utilizado para validação dos resultados numéricos.

O escoamento bifásico, líquido-gás, entra pela parte inferior do distribuidor e é dividido em duas tubulações tangenciais à de entrada, em uma bifurcação em Y. Essas tubulações possuem uma angulação próxima a 90° e têm como objetivo quebrar bolhas grandes que ocorrem no padrão de escoamento em golfadas.

A seguir, esse escoamento entra tangencialmente em uma câmara ciclônica, que realiza uma pré-separação devido ao campo centrífugo, e sai dividindo-se em quatro tubulações para então ir para os separadores.

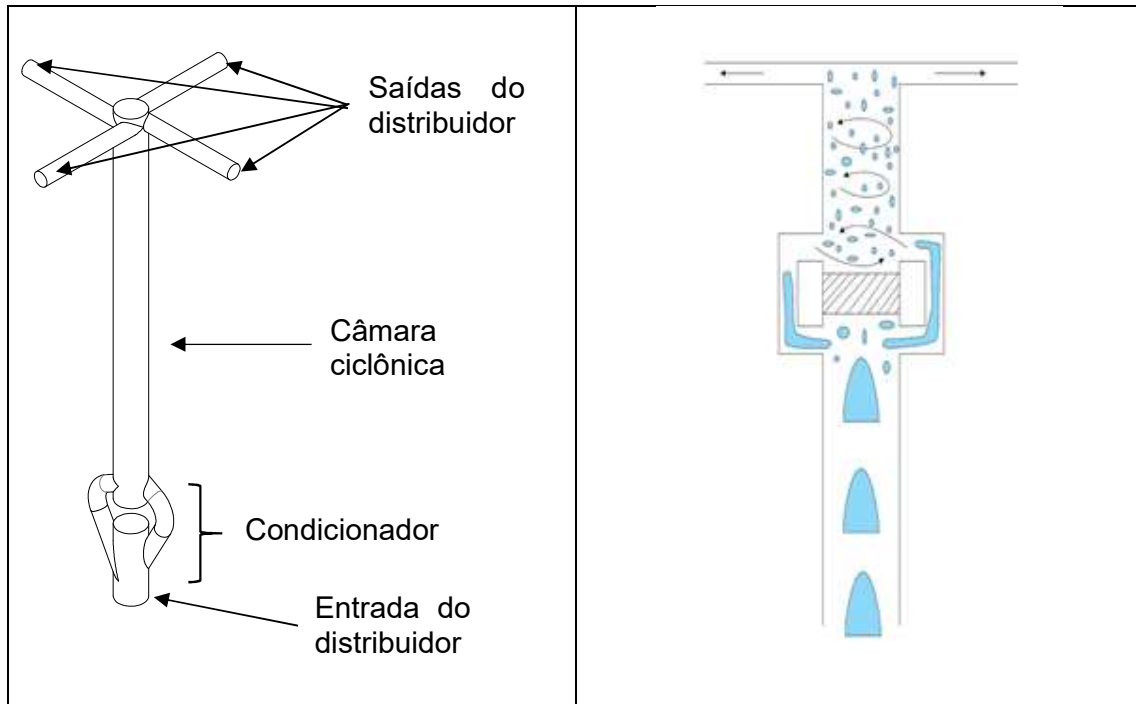


Figura 1.1 - Esquema representativo do distribuidor.

Ao entrar na câmara ciclônica, o escoamento bifásico líquido-gás sofrerá ação do campo centrífugo, imposto pela curvatura da parede e pelo posicionamento tangencial das entradas na parte inferior. Induzido por esse campo, as fases irão se separar de acordo com a densidade, de modo que um filme de líquido se formará na parede da câmara e o gás irá escoar pela parte central da tubulação. Ambas as fases deixam a câmara ciclônica pelas saídas posicionadas na parte superior. Estas linhas de saídas estarão ligadas aos separadores com dimensões menores, como mostrado na Figura 1.2.

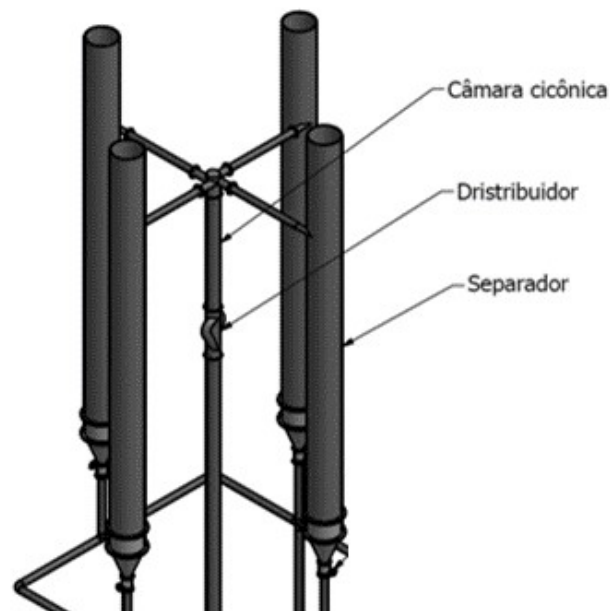


Figura 1.2 - Esquema representativo do sistema de distribuição com os separadores.

1.2 Objetivos

O objetivo do trabalho é avaliar, através de um estudo numérico, o comportamento do escoamento bifásico líquido-gás dentro da câmara ciclônica de um distribuidor que possa ser aplicado na indústria do petróleo.

1.2.1 Objetivos específicos

1. Implementar e simular no software ANSYS-CFX o escoamento bifásico dentro do distribuidor proposto.
2. Validar as simulações numéricas com dados experimentais fornecidos pelo NUEM (Núcleo de Escoamento Multifásico).
3. Estudar o escoamento da câmara ciclônica, avaliando linhas de corrente, frações volumétricas e espessura de filme de líquido para diferentes alturas da câmara ciclônica.

1.3 Justificativa

Uma grande fração do investimento para exploração em todas as grandes companhias de petróleo é dedicado a reservatórios sob águas profundas e ultra profundas. No entanto, muitas vezes, os custos de produção associados com planos de desenvolvimento para campos de petróleo são inviáveis, mesmo com uma exploração tecnicamente bem sucedida. Como consequência, desde os anos 1990, muitos dos operadores estiveram envolvidos no desenvolvimento de tecnologias de processamento submarino rentáveis e competitivos para maximizar as taxas de produção e reservas recuperáveis (DO VALE e GARCIA, 2002).

Os separadores aprimorados e desenvolvidos para esse fim possuem alta eficiência de separação, entretanto a instalação no leito marinho é dificultada devido as grandes dimensões.

Uma alternativa para essa redução no comprimento dos separadores, como já dita anteriormente, é a implementação de um distribuidor, que dividirá o escoamento em vários separadores de forma eficiente e com vazões de líquido e gás equitativas. Desta maneira, as vazões de líquido e de gás entrariam no separador previamente separadas, fazendo com que o separador seja dimensionado de forma mais compacta.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo será apresentada uma fundamentação teórica relacionada ao escoamento bifásico vertical e a mapas de padrão de escoamento, baseada em Shoham (2006).

2.1 Escoamento Vertical Bifásico

Escoamento bifásico ocorre na indústria de petróleo durante a extração e produção de óleo e gás. Esse escoamento acontece em tubulações horizontais, inclinadas e verticais, tanto em poços de perfuração quanto nas linhas de produção. Em produções *offshore*, essas linhas podem ter comprimentos significativos antes de chegar às unidades de separação. Componentes da tubulação, separadores e coletores de golfadas são comumente utilizados para controlar e analisar o escoamento. Por isso, se faz necessária a utilização de modelos matemáticos e numéricos para determinar a queda de pressão, a fração volumétrica de líquido, e para dimensionar as linhas de escoamento e unidades de separação.

Os padrões de escoamento presentes em escoamentos bifásicos dependem de parâmetros operacionais, como as vazões de líquido e de gás, as variáveis geométricas (incluindo diâmetro da tubulação e ângulo de inclinação) e as propriedades físicas das duas fases (como densidade do gás e do líquido, viscosidades e tensão superficial).

Determinar o padrão do escoamento é um problema central na análise de escoamento bifásico, pois todas as variáveis de projeto do escoamento são fortemente dependentes do padrão de escoamento existente. As variáveis de projetos são: gradiente de pressão, fração volumétrica de líquido, coeficientes de transferência de massa e de calor, tempo de permanência no interior da tubulação e taxa de reação química.

Shoham (2006) definiu um conjunto de padrões de escoamento baseado em dados experimentais adquiridos ao longo de toda a faixa de ângulos de inclinação, ou seja, horizontal, inclinado ascendente e descendente e vertical ascendente e descendente. Este trabalho irá focar apenas em explicar os padrões de escoamentos

verticais ascendentes, que são: bolhas dispersas, golfadas, caótico (*churn*) e anular, conforme mostra a Figura 2.1.

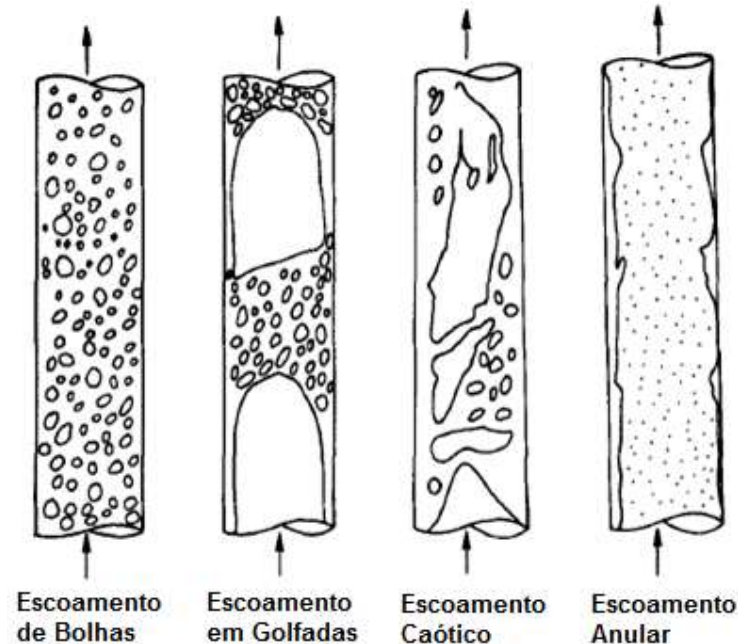


Figura 2.1 - Padrões de escoamento para escoamento bifásico vertical ascendente.
Fonte: Adaptado de Taitel *et al.* (1980).

2.1.1 Bolhas Dispersas

No padrão de escoamento de bolhas dispersas, a fase gasosa está dispersa em pequenas bolhas discretas, com movimento ascendente aleatório, em um meio contínuo da fase líquida. Para um escoamento vertical, a distribuição das bolhas é aproximadamente homogênea através da seção transversal do tubo. Esse escoamento ocorre para vazões relativamente baixas de líquido, com pouca turbulência, e é caracterizado pelo deslizamento entre as fases líquida e gasosa, resultando em altos valores de fração volumétrica de líquido.

2.1.2 Golfadas

O regime de escoamento vertical em golfadas normalmente é simétrico em relação ao eixo axial da tubulação. A maior parte da fase gasosa está localizada em

bolhas alongadas de gás, denominadas bolhas de Taylor, sendo o diâmetro dessas bolhas similar ao do tubo.

O escoamento em golfadas é um escoamento intermitente caracterizado por uma sucessão de bolhas de Taylor e pistões de líquido. Um filme de líquido fino escoava para baixo entre a bolha de Taylor e a parede do tubo. Quando o filme de líquido se encontra com o pistão de líquido forma-se uma recirculação, que é um dos principais motivos para a formação da esteira logo abaixo da bolha de Taylor. O pistão de líquido, por causa dessa esteira, contém bolhas dispersas.

2.1.3 Caótico

Também conhecido como escoamento de transição (*churn*), esse escoamento é caracterizado por um movimento oscilatório da fase líquida. É similar ao escoamento em golfadas, porém muito mais caótico e sem interface facilmente identificável entre as fases líquida e gasosa. Ocorre para altas vazões de gás, em que os pistões de líquido, entre as bolhas de gás, são menores e mais aerados. O pistão de líquido é empurrado pela fase gasosa, se divide, escoava para baixo até encontrar o pistão de líquido seguinte. Como resultado, a bolha de Taylor tem seu formato de bolha alongada distorcido, que conduz a um padrão instável e desordenado.

2.1.4 Anular

Esse escoamento é caracterizado por uma fase contínua de gás no centro da tubulação, com velocidade maior, carregando gotículas de líquido. Enquanto a fase líquida escoava, com velocidade menor, ao redor da parede interna da tubulação. Esse escoamento é associado a uma estrutura interfacial ondulada, que resulta em tensões de cisalhamento interfaciais maiores quando comparado com os outros padrões. Em escoamentos verticais, a espessura do filme de líquido ao redor da parede da tubulação é aproximadamente uniforme. O padrão anular ocorre com altas velocidades e concentrações de gás.

2.1.5 Mapas de Padrão de escoamento

Predizer o padrão de um escoamento bifásico vertical ascendente torna possível saber o comportamento e as propriedades físicas do escoamento. No entanto, os modelos ou mapas de padrões de escoamentos, a princípio, divergem uns dos outros quanto a valores absolutos e tendências, principalmente para escoamentos verticais.

Segundo Taitel *et al.* (1980) o motivo dessa discordância entre os mapas é a subjetividade das descrições e classificações dos padrões, que geralmente são determinados por observação visual. O escoamento vertical ascendente é frequentemente caótico e difícil de descrever quando comparado com o escoamento horizontal, o que possibilita diferentes interpretações e julgamentos (SHOHAM, 2006).

Estudos extensivos sobre as transições entre os padrões de escoamento foram realizados desde os anos 1950. A maioria dos estudos iniciais focou em escoamentos verticais e horizontais. Escoamentos inclinados iniciaram a ser estudados apenas nos anos 1970, possibilitando um completo entendimento das transições dos padrões de escoamento em toda a gama de ângulos de inclinação, de -90° até 90° .

A abordagem mais comum para a determinação da transição dos padrões de escoamento foi através da observação visual do escoamento em tubos transparentes. Os dados, em geral, foram mapeados em um gráfico bidimensional (2D) e os limites entre os diferentes padrões foram determinados. Nos primeiros estudos, correlações empíricas foram desenvolvidas. No entanto, nenhum embasamento físico foi sugerido para a seleção de coordenadas dos mapas. Como esses mapas empíricos são confiáveis apenas na estreita faixa de condições sob as quais os dados foram adquiridos, a extensão para outras condições de escoamento é incerta. Além disso, as diferentes classificações e definições dos padrões de escoamento resultaram em uma discordância entre os pesquisadores e os mapas propostos.

A observação visual, frequentemente, é difícil e subjetiva, especialmente para altas vazões. Por esse motivo, esforços têm sido dedicados para desenvolver uma técnica capaz de prever padrões de escoamento que seja objetiva e possa ser utilizada em tubulações opacas. Muitos dispositivos foram sugeridos para auxiliar essa previsão, tais como: anemometria de fio quente, raio x, transdutores de pressão e sondas de condutância. Todos os esforços realizados nessa abordagem resultaram

em um sucesso parcial, pois nenhuma técnica sozinha foi capaz de distinguir, com confiança, diferentes padrões com distintas condições de escoamentos.

Taitel *et al.* (1980) realizou um estudo experimental e teórico comparando modelos para prever os padrões de escoamento com experimentos próprios e desenvolveu modelos para a previsão de transições desses padrões para escoamentos bifásicos líquido-gás verticais ascendentes. Estes modelos incorporam o efeito das propriedades dos fluidos e dimensões do tubo e, portanto, são em grande parte livre das limitações de mapas de transição com base empírica ou correlações.

Barnea *et al.* (1983) realizou um estudo experimental sobre a transição de padrões de escoamento para escoamentos bifásicos líquido-gás em tubos com diâmetros pequenos, de 4 a 12,5 mm. Os resultados obtidos foram comparados com Taitel e Dukler (1976) para escoamentos horizontais, e Taitel *et al.* (1980) para escoamentos verticais, como mostra a Figura 2.2.

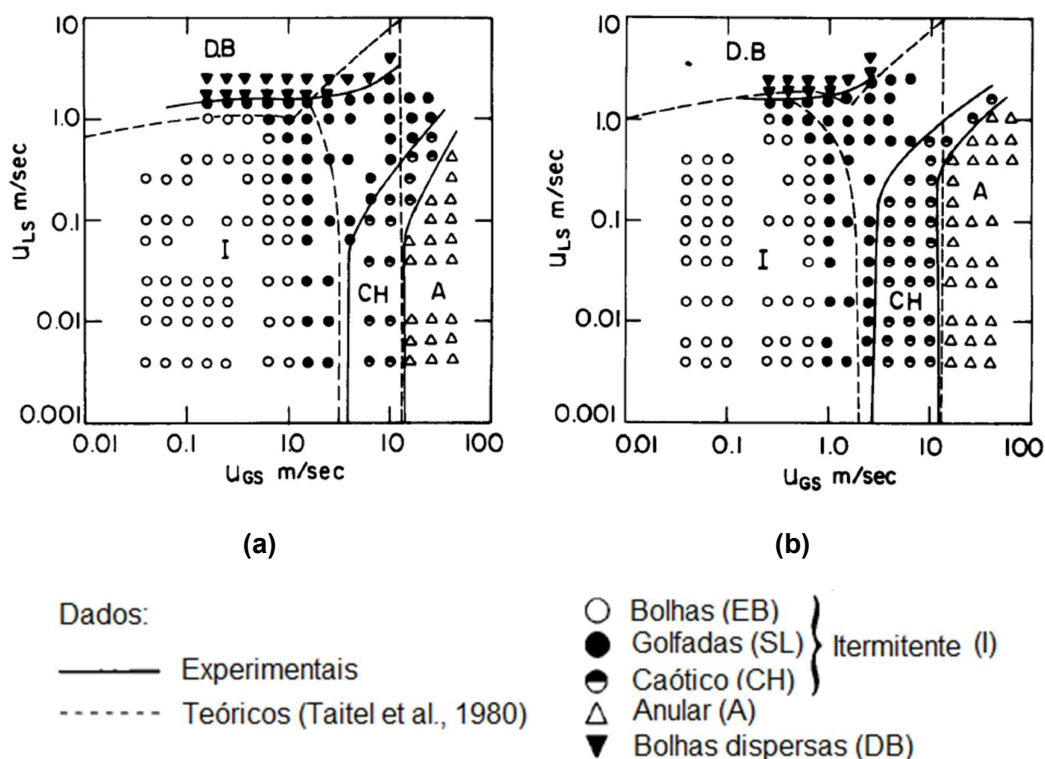


Figura 2.2 - Mapas de padrões de escoamento para escoamento vertical ascendente bifásico líquido-gás para tubos com (a) 4 mm e (b) 12,3 mm, a 0,1Mpa e 25°C. Fonte: Adaptado de Barnea *et al.* (1983).

Os autores concluíram que o efeito de tensão superficial, que a princípio foi considerado importante para o escoamento em tubo de 12,5 mm, afeta apenas a transição do padrão estratificado para golfadas no escoamento horizontal. Com isso, propõem uma modificação do modelo para incluir estes efeitos.

De acordo com Ishii e Mishima (1984) os critérios tradicionais para padrões de escoamento bifásicos, baseados nas velocidades superficiais do líquido e do gás, podem não ser adequados para a análise de regimes transientes ou com altas vazões de entrada, quando o modelo de dois fluidos for utilizado. Segundo os autores, os parâmetros geométricos diretos, tais como a fração de vazio, são conceitualmente simples e, portanto, constituem parâmetros mais confiáveis a serem utilizados como critérios de padrões de escoamento do que os parâmetros tradicionais.

A partir deste ponto de vista, os autores desenvolveram novos critérios de padrões de escoamento para escoamento bifásico líquido-gás vertical ascendente, considerando os mecanismos de transições dos padrões de escoamento. Estes critérios foram comparados com os dados de Griffith e Wallis (1961), Duns e Ros (1963), Sternling (1965), Hewitt e Roberts (1969), Grovier e Aziz (1972), Gould (1974) para escoamento bifásico ar-água e com os dados de Bennet *et al.* (1965), Bergles *et al.* (1968), Oshinowo e Charles (1974), Dukler e Taitel (1977), Taitel *et al.* (1980), e Sekoguchi *et al.* (1980) para vapor de água sob estado estacionário e condições de escoamento completamente desenvolvido por meio de correlações de velocidade relativa. Os critérios mostraram concordâncias razoáveis com os dados existentes para os escoamentos de ar-água atmosféricos.

Outras comparações com dados para o vapor de água em tubos redondos e um canal retangular a pressões relativamente elevadas foram efetuadas. Os resultados obtidos confirmaram que os atuais critérios de transição entre padrões de escoamento podem ser aplicados a uma vasta faixa de parâmetros, bem como para escoamento em ebulição.

A Figura 2.3 mostra a comparação dos critérios desenvolvidos por Mishima e Ishii (1984) com o estudo de Taitel *et al.* (1980).

Na região de escoamento com bolhas, Taitel *et al.* propuseram a transição B, acima do qual existem bolhas finamente dispersas, que a teoria de Mishima e Ishii não faz distinção. Transições A e C podem corresponder à curva de transição bolhas-a-

golfadas pela teoria de Mishima e Ishii (1984). No entanto, Taitel *et al.* (1980) postulou que a fração de vazio é de 0,25 para a transição A e de 0,52 para a transição C, em vez de 0,3.

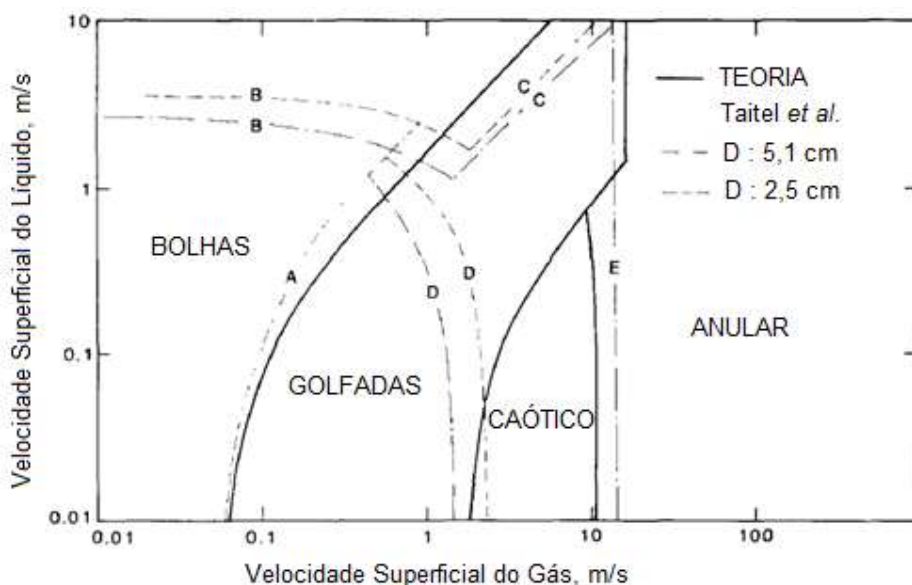
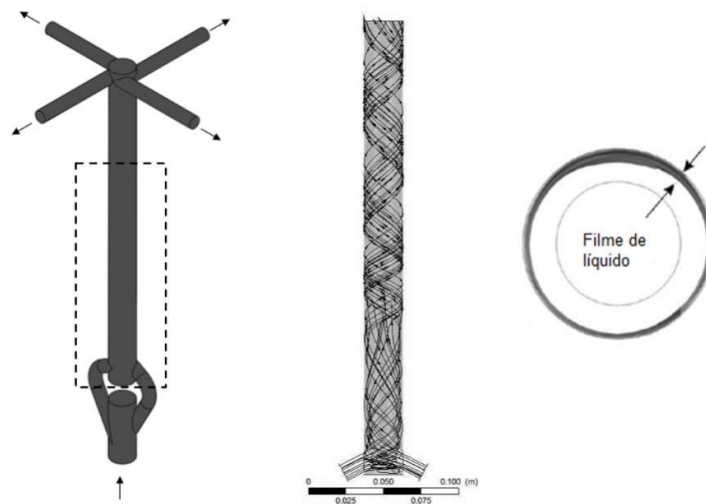


Figura 2.3 - Mapa de padrões de escoamento comparando as teorias de Mishima e Ishii (1984) com Taitel *et al.* (1980). Fonte: Adaptado de Mishima e Ishii (1984).

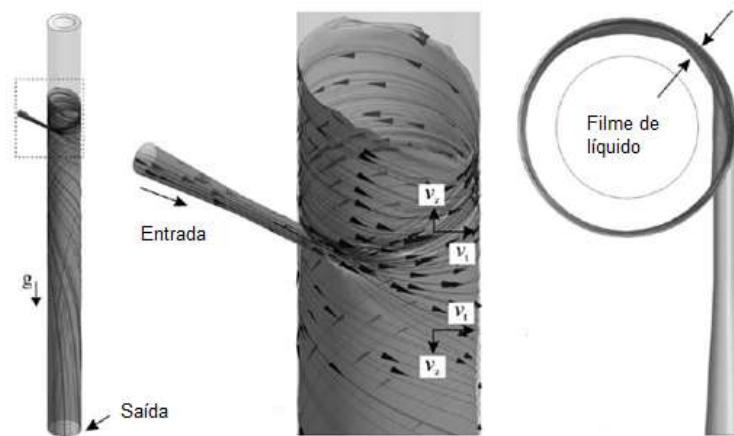
Alguns autores divergem a respeito da transição entre os padrões de escoamentos golfadas para caótico em vazões volumétricas de líquidos mais elevadas. Segundo Mishima e Ishii (1984), isto pode ser atribuído à diferença no mecanismo proposto para a transição do escoamento em golfadas para o caótico. Isto é, Taitel *et al.* (1980) caracterizou o escoamento caótico como um fenômeno de região de entrada, associado com a existência de golfadas ao longo do tubo, enquanto a teoria de Mishima e Ishii caracterizou como bolhas de Taylor altamente agitadas e pistões de líquidos gaseificados. Em adição a isto, é muito difícil diferenciar visualmente o escoamento padrão golfadas do caótico em velocidades mais elevadas, como apontado por Taitel *et al.* (1980). Finalmente, a transição E corresponde ao limite de escoamento anular, que concorda bem com o presente critério.

2.2 Filme de Líquido

A câmara de expansão do distribuidor, ilustrada na Figura 2.4-(a), é constituída por uma câmara cilíndrica vertical, com duas entradas tangenciais. A física do fenômeno é parecida com a da câmara de expansão do separador ciclônico, mostrado na Figura 2.4-(b), com a diferença de que, no distribuidor, é desejado que o filme de líquido possua a máxima altura possível, ao passo que nos separadores ciclônicos a altura do filme de líquido é controlada, a fim de evitar o fenômeno em que o líquido é carregado para a saída superior junto com o gás, que é chamado em inglês de *liquid carry over*.



(a)



(b)

Figura 2.4 - Esquema representativo (a) do distribuidor proposto neste trabalho; (b) do separador ciclônico. Fonte: Adaptado de Ninahuanca *et al.* (2016).

O influxo líquido tangencial define um forte campo centrífugo e induz a formação de um filme líquido delgado na parede da câmara. O escoamento é espalhado em correntes que fluem para cima e para baixo em relação ao plano horizontal da entrada da câmara de expansão. A velocidade do escoamento precisa ser analisada nas componentes tangencial e axial.

A componente tangencial da velocidade é alta quando o escoamento entra na câmara de expansão e, em seguida, diminui gradualmente para baixo, devido à tensão de cisalhamento na parede. A corrente de fluido que se propaga para cima é equilibrada pela força da gravidade, de modo que o fluido continuamente perde o seu impulso para cima e um nível de líquido máximo é atingido.

A componente de velocidade axial da linha de corrente média do escoamento que se espalha para baixo recebe uma contribuição da força gravitacional nessa direção, mas o escoamento é equilibrado pela força de cisalhamento, que atua contrariamente ao movimento de líquido até que esse atinja uma velocidade constante, longe do plano horizontal da entrada da câmara de expansão.

Logo, existe uma altura ideal da câmara ciclônica para que o escoamento esteja com um filme de líquido estável e propicie uma distribuição equitativa entre as saídas.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo será apresentada uma revisão bibliográfica a respeito do escoamento vertical descendente de filme de líquido sob o efeito do campo centrífugo e gravitacional, além de uma revisão sobre bifurcações e junções em T e Y.

3.1 Escoamento Vertical Descendente de Filme de Líquido

Nesta seção serão detalhados os estudos referentes ao escoamento de filme de líquido na câmara de expansão do distribuidor.

Segundo Levich (1962), o escoamento de filme de líquido é um caso especial de escoamento, pois tanto a tensão superficial quanto a viscosidade são fatores determinantes. O autor realizou estudos experimentais sobre escoamento de filme de líquido descendente vertical e inclinado e identificou três diferentes regimes de escoamento de acordo com o número de Reynolds baseado na espessura do filme, Re_δ :

$$Re_\delta = \frac{\rho V \delta}{\mu} \quad (3.1)$$

- Para números de Reynolds que não ultrapassem 20 a 30, o escoamento é regido predominantemente por forças viscosas e a espessura do filme de líquido é constante ao longo do escoamento.
- Para números de Reynolds entre 30 e 50, o denominado regime de ondas aparece. Esse regime é assim chamado devido à sobreposição do movimento de ondas sobre o filme de líquido.
- Quando o número de Reynolds é, aproximadamente 1500, ocorre a transição do regime laminar para o turbulento. Quando há grandes perturbações no escoamento, essa transição ocorre para números de Reynolds menores.

Malamatenios *et al* (1994) desenvolveram um método de cálculo para escoamento de filme de líquido bifásico, que prediz o movimento simultâneo de uma

película líquida ondulada e o escoamento de duas fases que flui acima dela. Os autores modelaram as equações de conservação, tanto para a camada de cisalhamento e do filme líquido, em uma forma integral compatível. O sistema de equações resultantes para ambos os escoamentos é reforçado através de um conjunto de modelos semi-empíricos, apropriadamente modificado para coincidir com o método que eles propuseram. Esses modelos consideram vários aspectos físicos, incluindo (a) perfis de velocidade dentro do filme de líquido, (b) a estrutura da interface e (c) qualquer troca de informações entre as duas correntes. A validação da capacidade do método desenvolvido foi tentada num certo número de casos de teste representativos, para os quais estavam disponíveis dados experimentais. De acordo com os autores, a espessura do filme de líquido tende para um valor mínimo até atingir um escoamento completamente desenvolvido.

Devido à pequena espessura do filme líquido, na análise de sua solução numérica, as equações da conservação de quantidade de movimento são significativamente simplificadas. As derivadas da velocidade ao longo da espessura do filme, por exemplo, são grandes se comparadas com aquelas ao longo do seu comprimento, o que corresponde à condição de camada limite. Todavia, não foram bem-sucedidas as tentativas de solução analítica das equações resultantes. Assim, uma prática muito utilizada é considerar somente a espessura média do filme, sendo as equações resolvidas em termos médios.

Rosa *et al.* (1996) realizaram um estudo experimental e numérico a respeito da ação dos campos gravitacional e centrífugo em um filme de líquido escoando na parede interna de uma câmara cilíndrica. As equações da conservação de massa e da quantidade de movimento foram simplificadas utilizando as aproximações de camada limite, e o método numérico Runge-Kutta foi adotado para a solução do problema.

A bancada experimental desse estudo, desenvolvido por Rosa *et al.* (1996), consiste em uma câmara cilíndrica, em que o líquido é injetado tangencialmente através de um bocal com vazões de 2,3 e 2,5 kg/s. Um desenho esquemático da câmara cilíndrica é apresentado na Figura 3.1, assim como a localização das sondas elétricas para medição da espessura do filme de líquido e das velocidades axial e tangencial do escoamento.

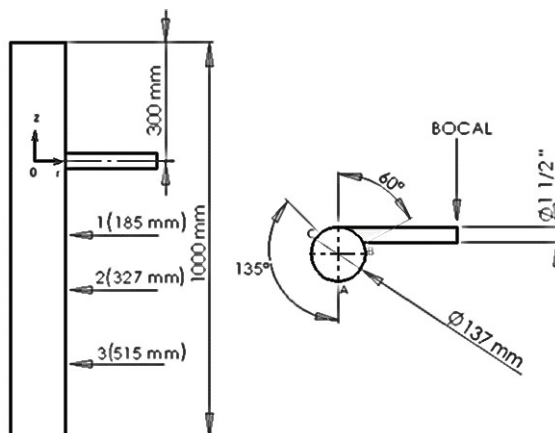


Figura 3.1 - Desenho esquemático da bancada experimental. Fonte: Adaptado de Rosa *et al.*(1996).

As variáveis medidas e comparadas com os valores numéricos foram: espessura do filme de líquido, velocidade axial e velocidade tangencial do escoamento. Os dados experimentais foram utilizados para validar o modelo teórico e a diferença entre os resultados foi atribuída principalmente à falta de eixo de simetria no escoamento. Segundo Rosa *et al.* (1996), as soluções obtidas exibiram convergência para o limite assintótico, no qual a velocidade tangencial desaparece e o filme se comporta como um filme em queda livre.

Utilizando a bancada experimental desenvolvida por Rosa (1996), com o acréscimo de medidores de ultrassom, Morandin (1999) realizou um estudo experimental e numérico, a partir do qual desenvolveu um modelo matemático capaz de prever o comportamento do escoamento de filme de líquido sob a ação combinada dos campos centrífugo e gravitacional.

O modelo proposto por Morandin (1999) foi desenvolvido a partir das equações de conservação na camada limite, na forma integral, em um sistema de coordenadas cilíndricas, considerando o escoamento axissimétrico. Através desse modelo, o autor obteve uma correlação teórica para prever o comportamento hidrodinâmico do filme de líquido em função dos números de Reynolds (Re_{δ_f}) e de Froude ($Fr_{Q_f}^2$). O número

Reynolds ($Re_{\delta f}$) relaciona as forças inerciais com as forças viscosas e o número de Froude as forças inerciais com as forças gravitacionais.

$$Re_{\delta f} = \frac{Q_L}{2\pi R_0 \nu} \quad (3.2)$$

$$Fr_{Qf}^2 = \frac{\left(\frac{Q_L}{R_0^2}\right)^2}{gR_0} \quad (3.3)$$

onde Q_L é a vazão na entrada do líquido e R_0 é o raio da câmara de expansão, g é a gravidade e ν é a viscosidade cinemática.

Morandin (1999) notou que a espessura do filme de líquido aumenta ao longo do eixo axial até chegar à espessura de queda livre, sendo que, à medida que isso ocorre, a velocidade axial diminui gradativamente. O desenvolvimento do escoamento a partir da injeção depende do número de Froude, relativo ao escoamento no bocal de injeção, que relaciona forças dinâmicas com forças gravitacionais.

De acordo com Morandin (1999), quanto maior for o número de Froude, melhores condições de desenvolvimento axissimétrico terá o filme líquido ao longo da seção transversal. Quanto mais simétrico for o escoamento, mais eficiente será a separação das fases líquido-gás. Um escoamento obtido por Morandin (1999) com distribuição simétrica é apresentado na Figura 3.2-(a) e um escoamento com distribuição assimétrica na Figura 3.2-(b).

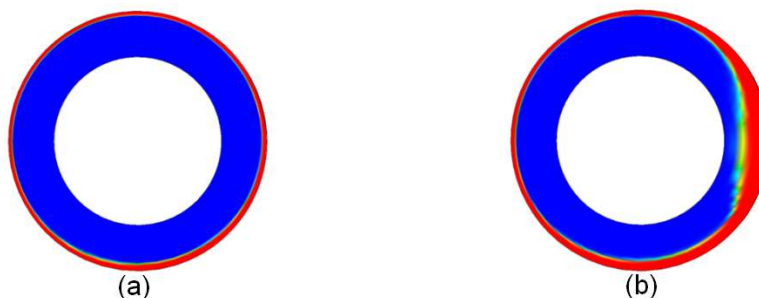


Figura 3.2 - Esquema representativo da distribuição do escoamento em uma seção transversal: (a) Distribuição axissimétrica; (b) Distribuição assimétrica (Fonte: NINAHUANCA, 2015).

Os dados experimentais de Morandin (1999) foram utilizados para a validação dos resultados de Sant'anna (2010), que realizou um estudo numérico a respeito do escoamento na câmara de expansão do separador líquido-gás. O autor utilizou o modelo de dois fluidos euleriano-euleriano para as equações de conservação, o esquema compressivo para a interação entre as fases líquida e gasosa e o modelo SST para modelar a turbulência.

A fim de verificar a eficiência de separação das fases líquida e gasosa, Sant'anna (2010) realizou simulações nas quais um escoamento bifásico, padrão de bolhas dispersas, entrava na câmara de expansão. Com base nos resultados obtidos, o autor concluiu que o comportamento do filme de líquido independe da presença do gás disperso no filme. Ou seja, para um escoamento bifásico, no padrão de bolhas dispersas, é suficiente analisar o comportamento hidrodinâmico do escoamento de filme de líquido considerando apenas os parâmetros da fase líquida.

Ofuchi (2012) realizou um estudo numérico a respeito do escoamento na câmara de expansão do separador ciclônico VASPS. Assim como em Sant'anna (2010), a interação entre as fases do escoamento foi modelada através do Modelo de Dois Fluidos. O modelo compressivo foi utilizado para a captura da superfície livre, e para a modelagem da turbulência foi utilizado o modelo SST. As equações foram discretizadas através do Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos.

A partir dos resultados obtidos, Ofuchi (2012) desenvolveu um modelo capaz de determinar a altura de elevação do nível de líquido na câmara, a espessura média de filme, o tempo de residência do fluido no interior do separador, o ângulo de inclinação

das linhas decorrente na saída da câmara e a taxa de separação. As correlações foram determinadas em função dos parâmetros adimensionais $Re_{\delta f}$ e Fr_{Qf}^2 .

Segundo Ofuchi (2012), a espessura de filme de líquido aumenta com o aumento do número de Froude e com a diminuição do número de Reynolds, tanto para regime laminar quanto para turbulento. O autor também observou que o aumento desses números adimensionais reduzia tanto o ângulo de inclinação quanto o tempo de residência. No entanto, para estas condições, a altura de elevação aumentava.

Hreiz *et al.* (2013) realizaram um estudo experimental do desempenho da separação de líquido-gás no separador cilíndrico ciclônico (GLCC). O comportamento hidrodinâmico global no GLCC, Figura 3.3-(a), é caracterizado através da visualização do escoamento sob várias condições operacionais de vazões. O efeito da geometria do bocal de entrada no desempenho do separador é estudado avaliando três bocais diferentes - bocais 1, 2 e 3, como mostrado pela Figura 3.3-(b).

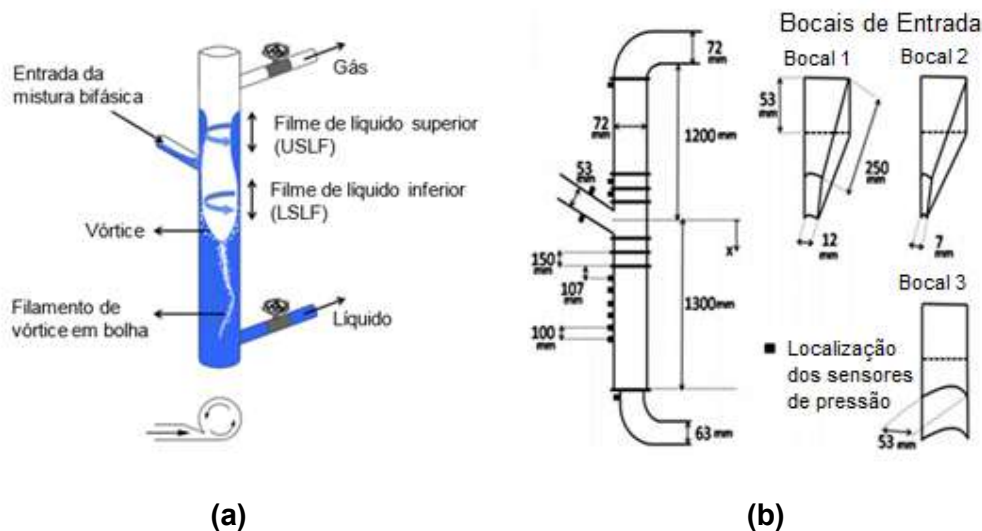


Figura 3.3 (a) Esquema representativo do GLCC; (b) Representação dos bocais e principais dimensões do GLCC, fora de escala. Fonte: Adaptado de Hreiz *et al.* (2013).

Com uma restrição do bocal insuficiente, como mostrado pelo bocal 3 na Figura 3.3-(b), é transmitido ao escoamento uma vorticidade de baixa intensidade. Devido a efeitos centrífugos indesejáveis, o líquido é prematuramente transportado/carregado para cima pelo gás, enquanto ocorre uma inundação na parte superior do separador.

Grandes quantidades de gás são também carregadas para baixo pela fase líquida. Por outro lado, se o bocal tiver uma convergência muito severa, como mostrado pelo bocal 2 na Figura 3.3-(b), o importante arrasto exercido pelo gás leva o líquido a interromper o ciclone em direção à saída de gás. Além da geometria do bocal, o desempenho do separador é influenciado por fenômenos como a ocorrência de escoamento em golfadas na entrada do ciclone.

Hreiz *et al.* (2013) estudaram ainda as condições de *Liquid Carry-Over* (LCO) e *Gas Carry Under* (GCU) analisando os diferentes padrões de escoamento e a influência da geometria para essas condições.

Ninahuanca (2014) estudou experimental e numericamente a caracterização do escoamento no interior da câmara de expansão do separador ciclônico tipo VASPS. A validação do modelo foi realizada com os dados experimentais obtidos pelo autor analisando a velocidade de escoamento, a espessura do filme e a altura de elevação do líquido.

A partir dos resultados, Ninahuanca (2014) desenvolveu um modelo capaz de determinar as velocidades e a espessura do filme líquido em um escoamento descendente sob o efeito do campo centrífugo e gravitacional. Uma formulação para o seguimento de bolhas foi acoplada nesse modelo. Além disso, o autor apresenta um conjunto de critérios para o dimensionamento de separadores ciclônicos tipo VASPS.

3.2 Bifurcações T e Y

Nesta seção será realizada uma revisão da literatura a respeito de estudos que utilizam de alguma maneira bifurcações *T* ou *Y* em escoamentos bifásicos, para o entendimento da dinâmica do escoamento e o comportamento da mistura líquido-gás na região de bifurcação.

Quando o escoamento bifásico encontra uma junção *T*, a redistribuição se dá entre o canal lateral, que possui ângulo de 90° em relação ao duto vertical, e a continuidade do duto na direção inicial. Devido ao escoamento bifásico ser composto por líquido-gás, a fase líquida dificilmente se divide na mesma proporção que a fase gasosa.

A divisão do escoamento entre os dois ramais é de natureza imprevisível por haver grande número de variáveis que influenciam diretamente no comportamento da mistura líquido-gás. Podem-se citar alguns destes fatores, que são: geometria, inclinação dos ramais, razão de fluxo líquido-gás, perfil de velocidade e regime do escoamento bifásico na entrada das bifurcações (MARTIT e SOHAN, 1997).

Azzopardi *et al.* (1987) realizaram um estudo teórico e experimental da divisão de um escoamento bifásico anular em uma bifurcação T, como ilustrado na Figura 3.4. O escoamento entra pelo tubo 1 e é dividido, na maioria das vezes, em dois escoamentos distintos nos tubos 2 e 3, com diâmetro d_2 e d_3 , respectivamente.

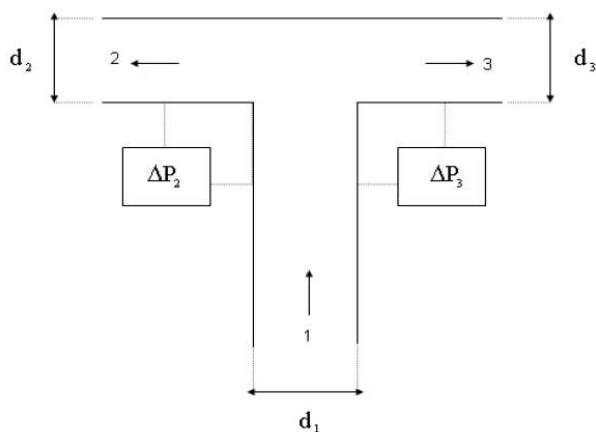


Figura 3.4 - Representação esquemática de uma bifurcação impactante do tipo T. Fonte: Adaptado de Azzopardi *et al.* (1987).

Segundo os autores, o escoamento bifásico que se divide em uma bifurcação T é, em geral, regido por oito parâmetros: as vazões de cada fase nas três tubulações (M_{1G} , M_{1L} , M_{2G} , M_{2L} , M_{3G} e M_{3L}), e duas quedas de pressão devido a bifurcação (ΔP_2 e ΔP_3), como pode ser visto na Figura 3.4. Eles explicam que, normalmente, três desses parâmetros são especificados, como por exemplo M_{1G} , M_{1L} e ΔP_3 . Portanto, restam cinco variáveis desconhecidas e necessita-se de cinco equações para resolver esse sistema.

De acordo com Azzopardi *et al.* (1987), quatro das cinco equações necessárias são facilmente obtidas através de balanços de massa e de quantidade de movimento das fases. A quinta e última equação é a que define a divisão do escoamento na

bifurcação e é a mais complicada de se determinar. Os autores a obtiveram analisando a influência da presença de uma curva no ramal incidente, que possui o papel de modificar a distribuição de fases do escoamento anular na entrada do duto através de efeitos centrífugos.

Azzopardi *et al.* (1987) concluíram que para escoamento anular vertical, entrando em uma junção em T , o padrão de escoamento só é igual em cada um dos tubos de saída quando as vazões são similares nas saídas. Por fim, o modelo pode ser estendido e prever a separação de fases quando um escoamento de padrão anular entra em uma junção impactante a partir de um tubo horizontal ou inclinado.

Hwang (1988) realizou um estudo experimental e analítico com o objetivo de investigar bifurcações T e Y para um escoamento bifásico ar-água em três seções de teste com angulação da bifurcação de 45° , 90° e 135° , como mostrado na Figura 3.5. Os autores enfatizaram a baixa razão de extração nos braços laterais e desenvolveram um modelo baseado na divisão em linhas de corrente, assumindo a influência de forças centrífugas e de arraste interfacial. Para validação do modelo matemático, eles realizaram uma comparação dos resultados do modelo matemático com os dados medidos experimentalmente e observaram uma boa concordância para todos os perfis de escoamento, propriedades de fluidos, razão de escoamento, entre outros parâmetros.

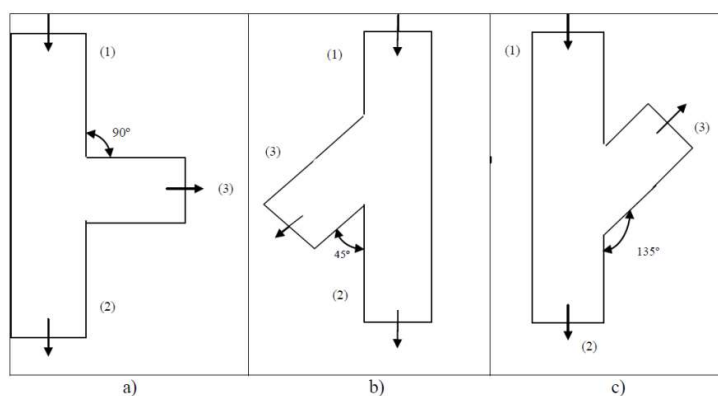


Figura 3.5 - Representação esquemática das bifurcações (a) T ou ângulo de 90° ; (b) Y com ângulo de 45° ; e (c) Y com ângulo de 135° . Fonte: Adaptado de Hwang (1988).

Azzopardi *et al.* (1992) realizaram um experimento a fim de analisar a repartição de um escoamento bifásico (gás-líquido), com padrão anular e estratificado, numa bifurcação do tipo *T* com escoamento vertical, como mostrado na Figura 3.6.

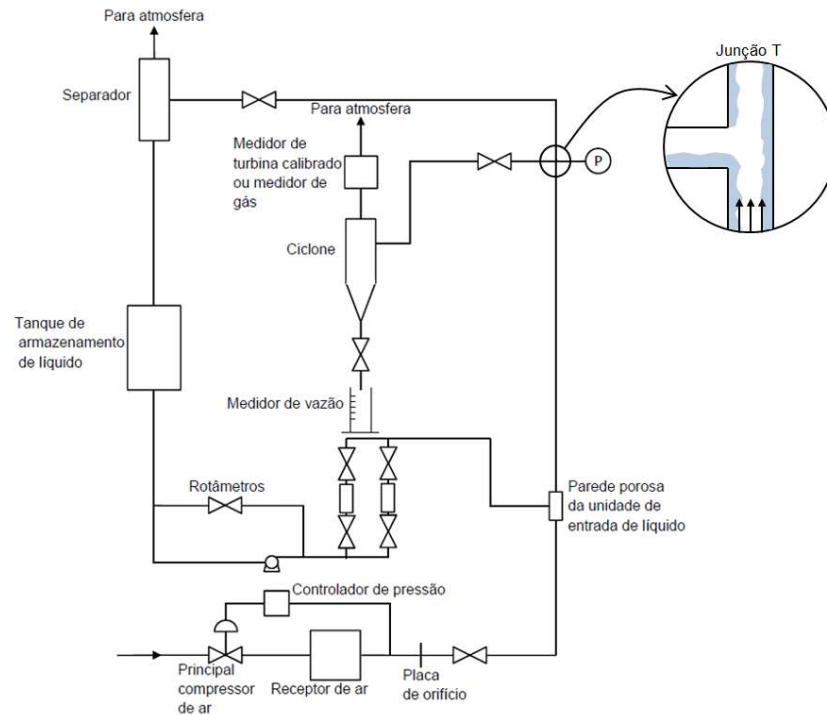


Figura 3.6 - Experimento utilizado por Azzopardi *et al.* (1992). Fonte: Adaptado de AZZOPARDI *et al.* (1992).

O experimento funciona da seguinte maneira: a água que está contida no tanque de armazenamento é impulsionada pela bomba e ao passar por um meio poroso (utilizado como misturador) se mistura com o gás, formando um escoamento bifásico. O escoamento é elevado até a bifurcação *T* e é repartido em dois ramos. O escoamento que adentra no ramo lateral passa por um ciclone, onde é separado o líquido do gás. A porção de água líquida é então medida num vaso de medição e a porção de gás retorna para a atmosfera. O restante da mistura que segue a linha principal é dividido em outro separador. Por fim, a água retorna ao tanque de armazenamento e o gás escoar para a atmosfera.

Através desse trabalho, desenvolvido por Azzopardi *et al.* (1992), observou-se que em escoamento bifásico com padrão anular alguns fenômenos se tornam

importantes somente depois de certa fração da mistura (50%). Para um escoamento com padrão estratificado pode ser que haja separação total das fases líquido-gás quando o escoamento possuir entre 0 e 55% de gás. Além disso, o ângulo do ramal lateral influencia fortemente na geometria da bifurcação.

Os estudos até agora desenvolvidos não conseguiram elaborar um método generalizado capaz de prever o comportamento do escoamento para quaisquer condições e proporções líquido-gás nas bifurcações com geometria *T* e *Y*. Devido ao grande número de parâmetros, pesquisadores têm se dedicado em estudar modelos matemáticos que possibilitem esclarecer melhor os aspectos inerentes à divisão de um escoamento bifásico, tentando validar seus modelos matemáticos com resultados experimentais (AZZOPARDI *et al.*, 1992).

Marti e Shoham (1997) desenvolveram um modelo para prever o fenômeno de divisão em ramais laterais com orientação horizontal, ascendente e descendente. O modelo se baseia nas equações de balanço de quantidade de movimento aplicadas na separação das fases líquida e gasosa através das linhas de corrente que se inclinam tomando a orientação do ramal lateral dividindo de forma desigual o fluxo. O objetivo de seu modelo foi desenvolver um método capaz de prever a fração de líquido desviado para o ramal lateral, levando em consideração a variação da fração de gás tomada neste ramal e da inclinação do braço em ângulos (1, 5, 10, 25, 40 e 60°). A Figura 3.7 mostra uma representação do modelo físico estudado por estes autores bem como as variáveis pertinentes ao problema.

O estudo teórico e experimental desenvolvido por Martit e Shoham (1997) utilizou um escoamento padrão estratificado em um entroncamento *T* com o ramal lateral de diâmetro reduzido e/ou inclinado. Os dados desse estudo revelam uma forte dependência entre a inclinação do braço lateral com o tipo do padrão de escoamento após a bifurcação. Esse modelo é aplicável para todas as inclinações do braço lateral. Os resultados obtidos mostram boa concordância com os dados experimentais com respeito à tendência geral e a forma das curvas de divisão, exceto para velocidades de líquido menores que 0,03 m/s.

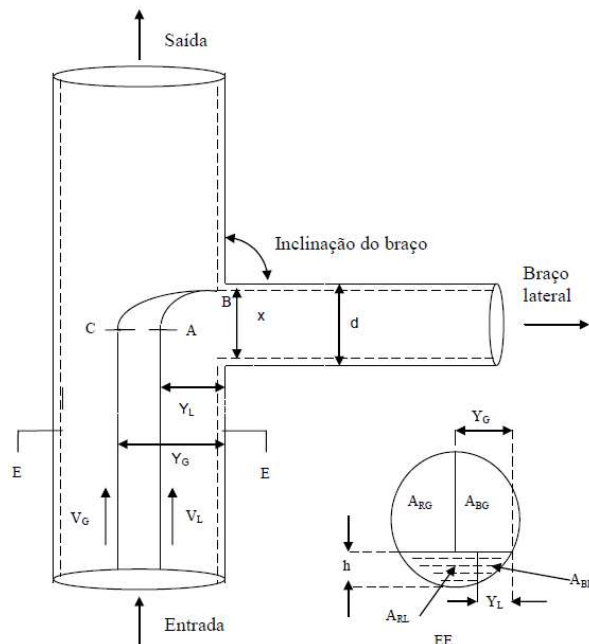


Figura 3.7- Representação do modelo físico estudado por Marti e Shoham. Fonte: Adaptado de Marti e Shoham (1997)

3.3 Síntese do Capítulo

Como mostrado na revisão bibliográfica, alguns pesquisadores realizaram estudos no interior da câmara de expansão do separador bifásico líquido-gás tipo VASPS, para analisar o comportamento e desenvolvimento do escoamento de filme de líquido descendente sob o efeito do campo centrífugo e gravitacional. De acordo com a revisão bibliográfica realizada, os estudos sobre o escoamento bifásico em interseções “Y” e “T” são para facilitar o entendimento do comportamento das fases ao atravessar uma dessas bifurcações.

Para facilitar a construção e utilização de separadores ciclônicos em águas ultra profundas existe a necessidade de aperfeiçoar o projeto do separador com a redução das dimensões desse equipamento. Para que isso seja possível é proposto um sistema de distribuição capaz de dividir equitativamente as vazões de líquido e de gás.

Durante a revisão bibliográfica não foram encontrados estudos referentes ao desenvolvimento de filme de líquido vertical ascendente. Assim, a presente proposta vem contribuir com um estudo acadêmico sobre o comportamento e desenvolvimento

das variáveis que influenciam nesse tipo de escoamento. Além disso, esse estudo ajudará na elaboração de um distribuidor em construção pelo NUEM (Núcleo de Escoamentos Multifásicos).

4 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo serão apresentadas as equações que descrevem a física do problema e as condições adotadas para simplificá-lo. Serão apresentadas também as condições de contorno da geometria.

4.1 Equações de Balanço

A avaliação teórica de fenômeno físico depende de um modelo matemático capaz de representar e prever o comportamento ou a situação em análise. Em problemas de mecânica dos fluidos utilizam-se as equações da conservação da massa e de Navier-Stokes, pois, na maioria dos casos, são capazes de descrever o comportamento da dinâmica do escoamento.

As equações apresentadas neste capítulo têm como objetivo facilitar o entendimento do modelo de dois fluidos Euleriano-Euleriano. Neste modelo é realizado um processo de médias nas equações da conservação da massa e da conservação da quantidade de movimento do escoamento bifásico, de maneira que cada fase é considerada como um fluido contínuo (ISHII e HIBIKI, 2005).

O presente trabalho não irá demonstrar o processo de média das equações do modelo, porém essas informações podem ser encontradas de forma detalhada em Versteeg e Malalaskera (2007) ou em Ishii e Hibiki (2005). As equações resultantes após esse processo matemático, baseadas em Versteeg e Malalaskera (2007), são apresentadas a seguir.

4.1.1 Equação da Conservação da Massa

A equação da conservação da massa aplicada para cada fase do escoamento, é apresentada pela Equação (4.1). O índice k refere-se à fase: 1 para líquido e 2 para gás.

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k) = \Gamma, \quad (4.1)$$

onde α_k é a fração volumétrica, ρ_k é a massa específica do fluido, \mathbf{v}_k o vetor velocidade e Γ é a transferência entre as fases.

Os termos da Equação 4.1 referem-se à aceleração temporal e à aceleração convectiva da fase k, respectivamente.

4.1.2 Equação de Navier-Stokes

A equação de balanço da quantidade de movimento, que também é aplicada para cada fase do escoamento, está descrita na Equação 4.2 (assumindo um fluido newtoniano e incompressível):

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k) = -\nabla (\alpha_k p_k) + \alpha_k \rho_k \mathbf{g}_k + M_k + \nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{T}_k), \quad (4.2)$$

onde p_k é a pressão, \mathbf{g}_k é a aceleração da gravidade e \mathbf{T}_k é o tensor de tensões e M_k é a transferência de quantidade de movimento entre as fases.

Os significados dos termos da Equação 4.2 estão descritos na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Significado físico para cada termo da equação de Navier-Stokes.

Termo	Significado
$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k}{\partial t}$	Aceleração temporal da fase k
$\nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k)$	Aceleração convectiva da fase k
$\nabla (\alpha_k p_k)$	Gradiente de pressão
$\alpha_k \rho_k \mathbf{g}_k$	Força gravitacional
M_k	Transferência de quantidade de movimento entre as fases
$\nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{T}_k)$	Somatório das difusões viscosas e turbulentas

As equações que representam o problema a ser tratado formam um conjunto de equações diferenciais parciais de segunda ordem, não lineares, e possuem parâmetros acoplados e, até o momento, não existe uma solução analítica genérica para essas equações (DEWAN, 2011). O que torna necessário a utilização de simplificações e programas computacionais para a solução.

4.2 Condições de contorno

O domínio fluido distribuidor e as suas dimensões reais estão esquematizadas na Figura 4.1.

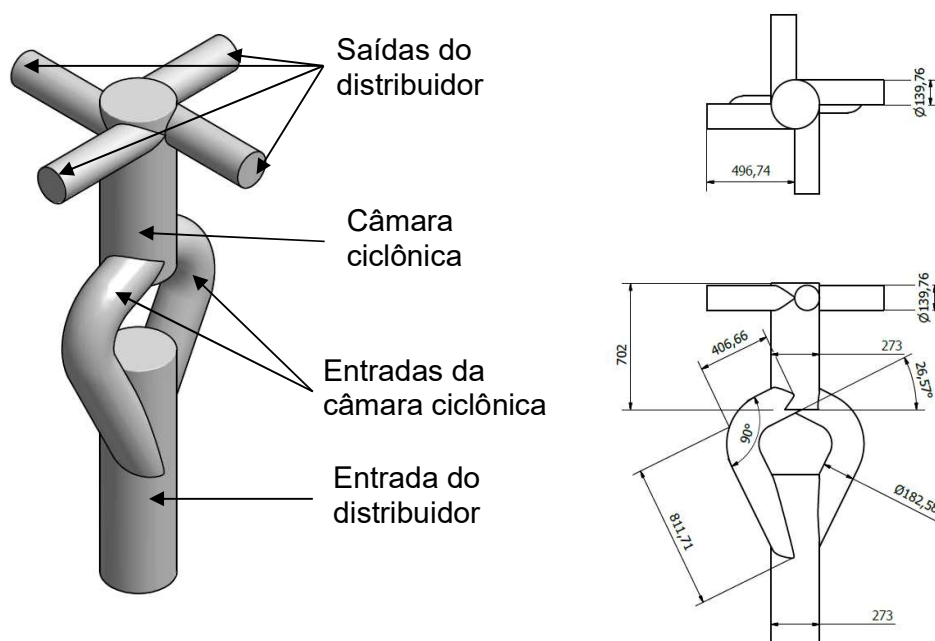


Figura 4.1 – Dimensões reais do distribuidor (em mm).

A Tabela 4.2 mostra as condições operacionais fornecidas pela Petrobrás para projetar o distribuidor em tamanho real, ou seja, com 273 mm de diâmetro.

Tabela 4.2 – Condições operacionais fornecidas pela Petrobrás.

Dados	Unidades	
Pressão de separação in situ	kgf/cm ²	120
Temperatura de entrada do fluido no separador	°C	70
Massa específica gás in situ	kg/m ³	177.65
Massa específica óleo in situ	kg/m ³	790.8
Massa específica água in situ	kg/m ³	1035

Massa específica do líquido com 30% de água	kg/m ³	851.04
Viscosidade da água in situ	cP	0.5
Tensão superficial do líquido	N/m	0.00952
Compressibilidade do gás		0.739
Viscosidade do gás in situ	cP	0.0207
Viscosidade do óleo morto (70°C)	cP	10.71
Viscosidade do líquido com emulsão (30% água) in situ	cP	5.42
Fração de gás livre	%	71%
Vazão de gás livre in situ	m ³ /h	1776
Vazão de óleo in situ	m ³ /h	712

O domínio fluido, estudado neste trabalho, está em escala e possui 26 mm de diâmetro, como mostrado pela Figura 4.2.

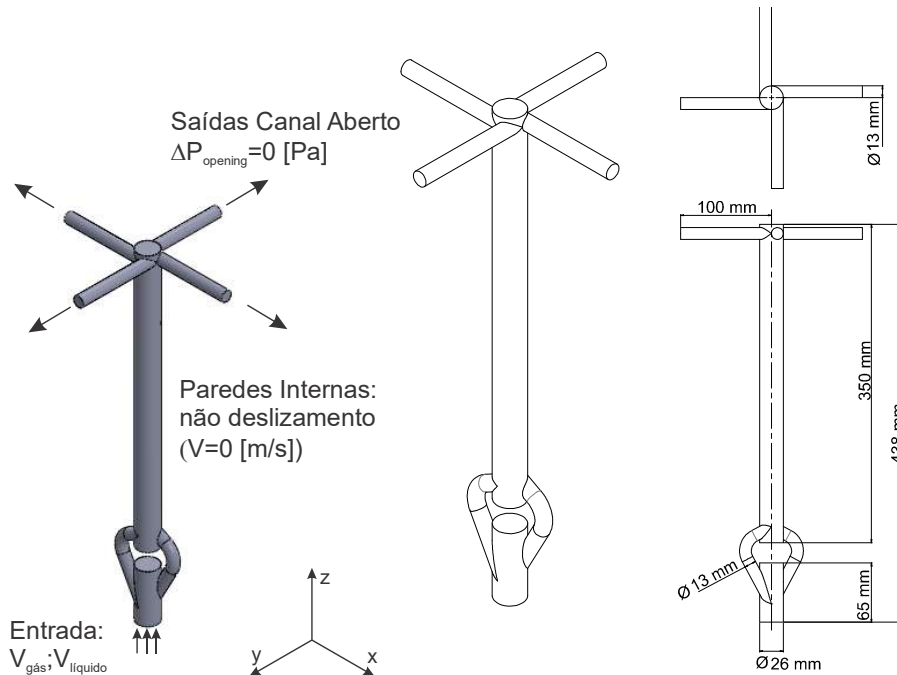


Figura 4.2 – Domínio de estudo.

Observam-se na Figura 4.2 uma entrada na parte inferior, seguida por uma bifurcação em Y, seguido de uma junção em Y, um tubo vertical (câmara ciclônica) e quatro saídas na parte superior. O escoamento entra de forma tangencial na câmara ciclônica e é formado o filme de líquido próximo a parede devido a ação dos campos gravitacional e centrífugo. Logo, as condições de contorno consideradas no presente trabalho são:

- Entrada: será injetado apenas líquido, com perfil de velocidade turbulenta, normal a entrada, ou seja:

$$\text{Para } z = 0 \begin{cases} u_L = 0 \\ v_L = 0 \\ w_L = V_{\text{entrada}} \end{cases}$$

A velocidade máxima para essa equação foi obtida através do tratamento dos dados experimentais realizado pelo projeto Distribuidor do NUEM.

- Saídas: utiliza-se a condição de canal aberto (*opening*), que permite que os fluidos atravessem a superfície de saída em qualquer direção. A diferença de pressão é zero entre o interior do tubo e a parte externa, $\Delta P_{\text{opening}} = 0$;
- Parede interna: é assumida a condição de não deslizamento e de parede lisa;

$$\vec{V}_k = 0 \begin{cases} u_L = 0, v_L = 0, w_L = 0 \\ u_G = 0, v_G = 0, w_G = 0 \end{cases}$$

- Condições iniciais ($t = 0$): considera-se inicialmente que o pré-distribuidor está completamente preenchido de ar com velocidade igual a zero;

Também foi considerado fluido incompressível, propriedades constantes (viscosidade e densidade) e sistema isotérmico.

4.3 Modelos de Turbulência

As equações de Navier-Stokes e da conservação da massa são capazes de descrever o movimento das partículas durante as flutuações espaço-temporais geradas pela turbulência (TENNEKES; LUMLEY, 1972). No entanto, resolver essas equações para um escoamento turbulento, que é intrinsecamente transiente e tridimensional, pode exigir um esforço computacional elevado. Assim, modelos de turbulência foram desenvolvidos para modelar esse fenômeno caótico, exigindo muito menos capacidade computacional de cálculo.

A Figura 4.3 mostra o comportamento de uma propriedade genérica em função do tempo em um escoamento turbulento. Os parâmetros de um escoamento turbulento flutuam em função do tempo e espaço, porém ao avaliar esses parâmetros

por um período de tempo suficientemente longo o valor médio deixa de variar com o tempo.

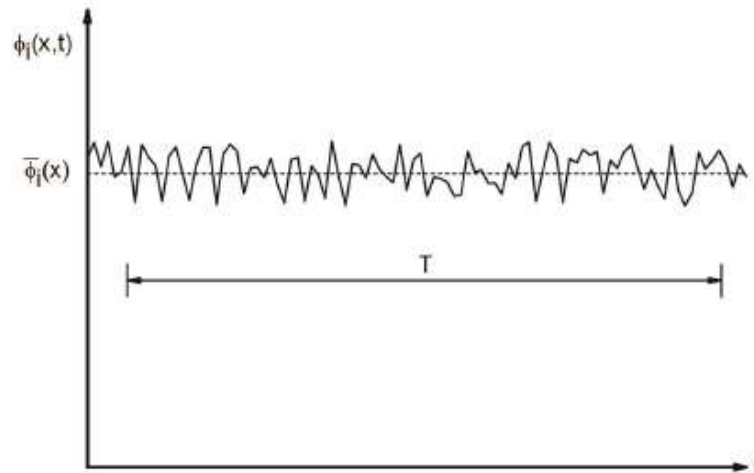


Figura 4.3 - Curva de uma propriedade genérica de um escoamento turbulento em função do tempo. Fonte: Adaptado de Wilcox (2000).

Conforme mostrado na Figura 4.3, um parâmetro genérico $\phi_i(x,t)$ pode ser escrito como uma composição de seu valor médio $\bar{\phi}_i(x)$ e de sua flutuação $\phi_i'(x,t)$. Essa decomposição de uma propriedade instantânea é chamada de decomposição Reynolds:

$$\phi(t) = \bar{\phi}_i + \phi'(t), \quad (4.3)$$

onde $\phi(t)$ é o valor instantâneo, $\phi'(t)$ o valor instantâneo da flutuação e $\bar{\phi}_i$ o valor médio temporal, que é definido por:

$$\bar{\phi}_i(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi(x,t) dt. \quad (4.4)$$

sendo T um período de tempo físico para a realização da média temporal.

Reynolds (1895) aplicou o conceito mostrado pela equação (4.3) nas variáveis das equações de conservação da massa e quantidade de movimento, substituindo as

variáveis instantâneas pela soma das respectivas flutuações com os valores médios. Considerando o fluido incompressível, de propriedades constantes e assumindo que seu tensor de tensões viscosas seja simétrico, chegam-se nas equações (4.5), para equação da continuidade, e (4.6) para a equação de balanço da quantidade de movimento. Esse conjunto de equações é conhecido como Equações Médias de Reynolds Navier-Stokes, ou, em inglês, RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) (WILCOX, 2000).

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (U_i) = 0. \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i U_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right] + g_i \quad (4.6)$$

Sendo U a velocidade média, P a pressão média, $\overline{u'_i u'_j}$ o tensor de tensões de Reynolds, que representa, fisicamente, a contribuição das flutuações turbulentas na tensão total ou aparente do escoamento.

O Tensor de Reynolds, quando considerado como simétrico, possui seis componentes que, somadas com as variáveis de velocidade e pressão, resultam em um total de dez variáveis a serem calculadas. Logo, são necessárias novas equações para solucionar o sistema, que é o problema de fechamento da turbulência. Para resolvê-lo a maioria dos modelos de turbulência utilizados na atualidade se baseia na modelagem das tensões de Reynolds ($\overline{u'_i u'_j}$).

Neste trabalho, apresenta-se a modelagem baseada no conceito de viscosidade turbulenta a partir da hipótese de Boussinesq (1877), isto é, assumindo que as tensões de Reynolds podem ser expressas em função do tensor de deformação relativo ao campo médio de velocidades e da constante de proporcionalidade, análoga ao modelo de Stokes, denominada por viscosidade turbulenta (WILCOX 2000), então:

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (4.7)$$

onde ν_t é a viscosidade cinemática turbulenta, U_i é a velocidade média, enquanto u_i' e u_j' representam as flutuações de velocidade associadas às componentes de velocidade U_i e U_j , respectivamente, δ_{ij} é o tensor delta de Kronecker e k é a energia cinética turbulenta, definida pela equação:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}. \quad (4.8)$$

O próximo passo é determinar a viscosidade cinemática turbulenta e, por meio de uma análise dimensional, percebe-se que essa propriedade é proporcional à velocidade vezes a distância (ANDERSSON et al., 2012), ou seja:

$$\nu_T = C_v \vartheta \ell \quad (4.9)$$

Sendo ϑ e ℓ escalas características da turbulência de velocidade e de comprimento (as que melhor descrevem a turbulência para dado caso), respectivamente e C_v uma constante de proporção (WILCOX, 2000).

Diversos modelos de turbulência foram desenvolvidos realizando diferentes desdobramentos da equação. Atualmente os modelos mais utilizados são os de duas equações de transporte, isto é, os modelos no qual as escalas característica da equação (4.9) são determinadas pela adição de duas equações (ZIKANOV, 2010). Os modelos mais comuns são: Modelo k - ε padrão, Modelo k - ω de Wilcox e o k - ω *Shear Stress Transport* (SST).

4.3.1 Modelo k - ω Shear Stress Transport (SST)

No presente trabalho, a modelagem da turbulência será realizada utilizando o modelo k - ω *Shear Stress Transport* (SST), que é basicamente a combinação dos modelos de turbulência k - ε padrão e k - ω de Wilcox.

No modelo k - ε padrão, desenvolvido por Launder e Spalding (1974), a viscosidade turbulenta é modelada em função da energia cinética turbulenta, k , e da

taxa de dissipação turbulenta, ε . Esse modelo é utilizado nas regiões longe da parede, através da equação:

$$\nu_t = C_\nu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (4.10)$$

onde o coeficiente C_ν é um coeficiente de fechamento e ε a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, definida por:

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}}, \quad (4.11)$$

Neste modelo a equação de transporte para a energia cinética turbulenta, k , é modelada por:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon, \quad (4.12)$$

onde os termos do lado esquerdo representam a taxa de aumento e o transporte convectivo de k , o primeiro termo do lado direito é a dissipação viscosa e turbulenta, ε é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta e P_k é o termo de produção da energia cinética turbulenta, sendo calculado por:

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} \left(3\nu_t \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_k} + k \right) \quad (4.13)$$

A taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, ε , é estimada utilizando a seguinte equação:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{V}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} C_{\varepsilon 1} P_k - \frac{\varepsilon}{k} C_{\varepsilon 2} \varepsilon, \quad (4.14)$$

onde os termos do lado esquerdo representam a taxa de aumento e o transporte convectivo de ε , o primeiro termo do lado direito representa a dissipação viscosa e turbulenta, o último e o penúltimo termos do lado direito são os termos de produção e dissipação de ε , respectivamente. $C_{\varepsilon 1} = 1,44$; $C_{\varepsilon 2} = 1,92$; $\sigma_{\varepsilon} = 1,3$; $\sigma_k = 1,0$ e $C_v = 0,09$.

O modelo de turbulência k- ω , desenvolvido por Komolgorov (1942) e aprimorado por Wilcox (2000), é comumente utilizado por modelar a turbulência próxima à parede, dentro da camada limite. Nesse modelo, a viscosidade cinemática turbulenta é calculada como a razão entre a energia cinética turbulenta, k, e a taxa de dissipação turbulenta específica, ω , através da seguinte equação:

$$\nu_t = \frac{k}{\omega}, \quad (4.15)$$

sendo ν_t entendido como a razão entre ω e k (Wilcox, 2000).

As novas equações de transporte a serem resolvidas para ω e k são:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* k \omega, \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta_\omega \omega^2. \quad (4.17)$$

Os termos do lado esquerdo representam a taxa de aumento e o transporte convectivo de k e ω . Já os difusivos são representados pelo primeiro termo do lado direito de cada equação, ao passo que P_k representa a taxa de produção turbulenta definida anteriormente pela equação (4.13) e os últimos termos representam a dissipação de k ou ω . $\alpha = 5/9$, $\beta^* = 0,09$, $\beta_\omega = 0,075$, $\sigma_k = 2$ e $\sigma_\omega = 2$ são os coeficientes de fechamento das equações (4.16) e (4.17).

O modelo SST, desenvolvido por Menter (1994), modifica as equações do modelo k- ε padrão, transformando a taxa de dissipação turbulenta (ε) em taxa de dissipação específica (ω), através da seguinte equação:

$$\varepsilon = \beta^* k \omega, \quad (4.18)$$

onde β^* é um coeficiente de fechamento, ω é a taxa de dissipação específica e k a energia cinética turbulenta.

Com essa modificação, as equações de transporte do modelo k - ε passam a ser escritas como:

$$\frac{\partial(k)}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{u}_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \beta^* k \omega, \quad (4.19)$$

$$\frac{\partial(\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{u}_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \alpha_2 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_2 \omega^2 + 2 \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad (4.20)$$

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{V}_k}{\partial x_k} \left(3 \nu_t \frac{\partial \bar{V}_k}{\partial x_k} + k \right). \quad (4.21)$$

Nas equações acima, ν_t é a viscosidade turbulenta, P_k a produção de energia turbulenta. $\sigma_{k2} = 1$, $\sigma_{\omega 2} = 1/0,856$, $\beta_2 = 0,0828$, $\alpha_2 = 0,44$ representam coeficientes de fechamento, obtidos experimentalmente. As equações de transporte do modelo k - ω são dadas por:

$$\frac{\partial(k)}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{u}_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k1}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \beta^* k \omega, \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial(\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{u}_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \alpha_1 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_1 \rho \omega^2, \quad (4.23)$$

sendo $\beta^* = 0,09$, $\sigma_{k1} = 2$, $\sigma_{\omega 1} = 2$, $\beta_1 = 0,075$, $\alpha_1 = 5/9$ representam coeficientes de fechamento, obtidos experimentalmente.

Das equações (4.19) à (4.23), observa-se que existem duas equações para modelar a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação turbulenta. Assim, utilizando uma função, F_1 , que combina os modelos, tem-se o modelo SST, dado por:

$$\Phi_3 = F_1\Phi_1 + (1-F_1)\Phi_2, \quad (4.24)$$

onde Φ_3 é o resultado da combinação entre os modelos $k-\omega$ (Φ_1) e $k-\varepsilon$ (Φ_2). F_1 é uma função que mescla os dois modelos de turbulência, dada por:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}\kappa}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (4.25)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right)$$

Para a região próxima da parede $F_1 \rightarrow 1$, assim a contribuição do modelo $k-\omega$ é maior. Já para a região mais afastada da parede, $F_1 \rightarrow 0$, sendo o modelo $k-\varepsilon$ de maior contribuição (y é a distância até a parede mais próxima).

As equações diferenciais da energia cinética turbulenta e da frequência turbulenta ficam:

$$\frac{\partial(k)}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{u}_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \beta^* \rho k \omega, \quad (4.26)$$

$$\frac{\partial(\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{u}_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1-F_1) \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \omega^2, \quad (4.27)$$

em que σ_{k3} , $\sigma_{\omega 3}$, β_3 e α_3 são os coeficientes de fechamento, sendo os seus valores alterados de acordo com o modelo $k-\varepsilon$ ou $k-\omega$.

Os modelos de duas equações padrão não consideram o transporte da tensão cisalhante turbulenta, causando a superestimação da viscosidade turbulenta. Uma

maneira de evitar esse problema é aplicar um limite na formulação da viscosidade turbulenta, dado por:

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, SF_2)}; F_2 = \tanh \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right)^2 \right], \quad (4.28)$$

sendo y a distância até a parede mais próxima.

4.3.2 Lei de Parede

Esta seção foi baseada em Versteeg e Malalaskera (2007).

Escoamentos turbulentos possuem um alto número de Reynolds, indicando que as forças de inércia são consideravelmente maiores e mais significativas para o escoamento do que as viscosas. Isso pode ser demonstrado numericamente se o número de Reynolds for determinado com base em uma distância y a partir da parede, ou seja:

$$Re_y = \frac{U_y}{\nu} \quad (4.29)$$

Sendo U a velocidade da corrente livre. Se o valor de y for da mesma ordem de grandeza do raio do tubo, as forças de inércia dominam o escoamento longe da parede. No entanto, conforme y tende a zero, o número de Reynolds tende a diminuir consideravelmente, e as forças viscosas começam a ser significantes.

Perto da parede o escoamento é influenciado pelos efeitos viscosos e não depende de parâmetros da corrente livre. A velocidade média do escoamento só depende da distância y da parede, da densidade ρ do fluido, da viscosidade μ e da tensão de cisalhamento na parede τ_w . Assim:

$$U = f(y, \rho, \mu, \tau_w) \quad (4.30)$$

Uma análise dimensional mostra que:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} = f \left(\frac{\rho u_\tau y}{\mu} \right) = f(y^+) \quad (4.31)$$

A equação (4.31) é a chamada Lei de Parede e contém as definições de dois grupos adimensionais importantes, u^+ e y^+ . Onde $u^+ = \frac{u}{u_\tau} = \frac{u}{\sqrt{\tau_w/\rho}}$, que é conhecido como velocidade de atrito.

Ao avaliar a região onde os efeitos viscosos são importantes, encontram-se duas regiões de interesse: a subcamada linear ou viscosa e a subcamada logarítmica ou da Lei Log. Na subcamada linear considera-se que a tensão de cisalhamento é constante e igual à tensão de cisalhamento na parede. Integrando a velocidade e assumindo a condição de contorno de velocidade U nula quando a posição y é zero, tem-se que:

$$u^+ = y^+ \quad (4.32)$$

Fora dessa subcamada linear, existe uma região onde os efeitos viscosos e turbulentos são importantes. Considerando a escala de turbulência na região (mistura de comprimento, $m = ky^+$, Schlichting, 1979), obtêm-se a relação:

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + B = \frac{1}{k} \ln(Ey^+) \quad (4.33)$$

Onde k e B constantes dependentes da rugosidade da parede. Por causa da relação logarítmica entre u^+ e y^+ , a equação (4.33) é frequentemente chamada de lei-log, sendo válida para $30 < y^+ < 500$. Com o crescimento do y^+ acima dos valores dessa subcamada os efeitos de inércia tornam-se predominantes. A Figura 4.4 ilustra a variação de u^+ em função de y^+ .

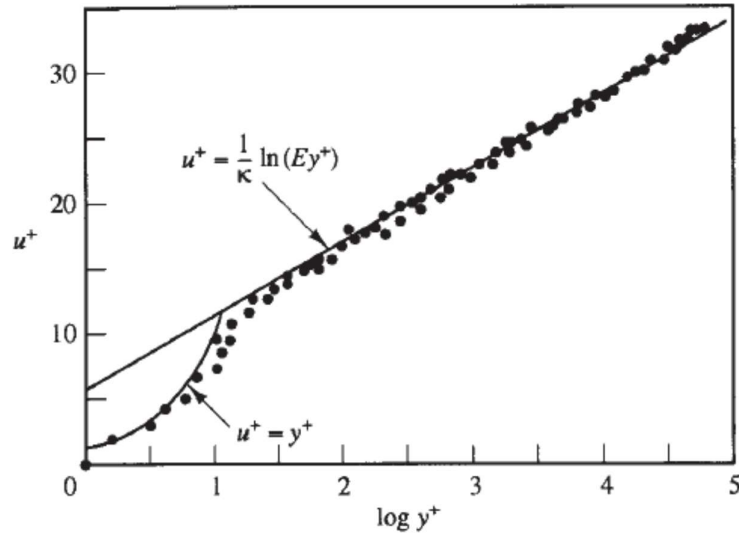


Figura 4.4 – Variação de u^+ com o logaritmo de y^+ (Fonte: Veersteg e Malalasakera, 2007)

4.4 Física do Problema

Nesta seção, um método para calcular a velocidade tangencial, a velocidade axial e a espessura do filme de líquido ao longo de uma linha de corrente média, similar ao de Ninahuanca (2015), é proposto. No modelo do autor, o escoamento ocorria no interior da câmara de expansão do separador bifásico VASPS, no sentido descendente e as equações têm como base a análise direta da física do problema. Entretanto alguns coeficientes que calibram o modelo foram determinados a partir de simulações numéricas.

4.4.1 Balanço de Forças

As forças atuantes em um elemento fluido sobre a parede da câmara de expansão é apresentado esquematicamente na Figura 4.5. Sendo F_w a força de cisalhamento na parede, F_{et} e F_{ez} as forças decorrentes do espalhamento forçado de líquido promovido na entrada da câmara de expansão do distribuidor, nas direções tangencial e axial, respectivamente.

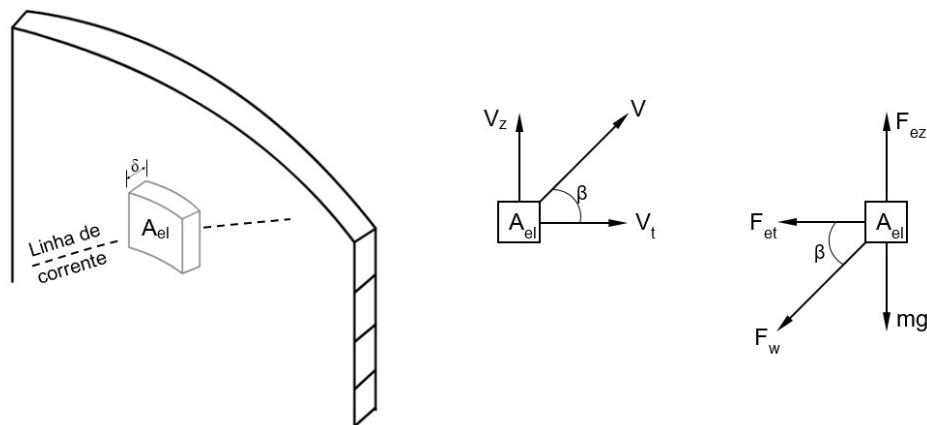


Figura 4.5. Balanço de forças em um elemento de filme de líquido na câmara de expansão em um escoamento descendente. (Fonte: Adaptado de Ninahuanca, 2015).

Na Figura 4.5, A_{el} é a área de contato do elemento fluido com a parede da câmara. A força de cisalhamento, F_w , e a velocidade, V , estão na mesma direção, mas possuem sentidos opostos, ambos formando um ângulo β com a horizontal.

A força centrífuga atua pressionando o fluido contra a parede e produzindo o espalhamento do filme, como mostrado pela Figura 4.6. As deformações causadas pela força centrífuga são Δt , Δr e Δz nas direções tangencial, radial e axial, respectivamente.

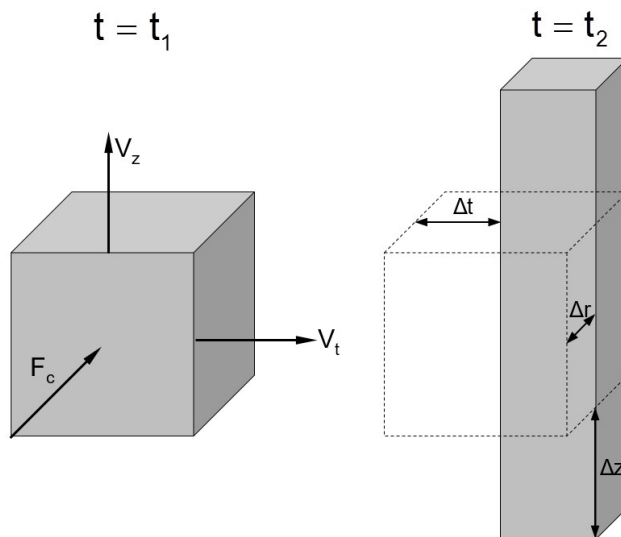


Figura 4.6. Efeito da força de espalhamento sobre um elemento de filme de líquido.

Nota-se que a deformação axial aumenta a velocidade axial, enquanto que na direção tangencial a velocidade diminui. Logo, as acelerações tangencial e axial indicam a direção e o sentido das respectivas forças de espalhamento. Observa-se também que a deformação radial produz uma diminuição na espessura do filme de líquido. Em resumo, essas forças atuam sobre o escoamento através de dois mecanismos, acelerar o fluido na direção axial e a desacelerá-lo na direção tangencial.

A partir da Figura 4.6, nota-se as seguintes relações para as velocidades:

$$V = V_t \cos(\beta) = V_z \sin(\beta) \quad (4.34)$$

$$V = \sqrt{V_t^2 + V_z^2} \quad (4.35)$$

Aplicando a segunda Lei de Newton no diagrama de equilíbrio da Figura 4.5, para as direções tangencial e axial, obtêm-se:

$$(m_{el}) \frac{dV_t}{dt} = -F_{et} - F_w \cos(\beta) \quad (4.36)$$

$$(m_{el}) \frac{dV_z}{dt} = F_{ez} - (m_{el})g - F_w \sin(\beta) \quad (4.37)$$

Sendo (m_{el}) a massa do elemento fluido. Como $(m_{el}) = \rho(A_{el})\delta$ e $F_w = \tau_w (A_{el})$, as Equações 4.34 e 4.35 podem ser escritas da seguinte maneira:

$$\frac{dV_t}{dt} = -\frac{F_{et}}{m_{el}} - \frac{\tau_w \cos(\beta)}{\rho\delta} \quad (4.38)$$

$$\frac{dV_z}{dt} = \frac{F_{ez}}{m_{el}} - g - \frac{\tau_w \sin(\beta)}{\rho\delta} \quad (4.39)$$

As equações 4.38 e 4.39 representam a variação da velocidade tangencial e axial em relação ao tempo, respectivamente.

Ninahuanca (2015) calcula a tensão de cisalhamento na parede de acordo com o regime de escoamento do filme de líquido: laminar, transição ou turbulento.

Para o regime turbulento, a tensão de cisalhamento na parede pode ser calculada a partir do fator de atrito, utilizando a equação de Darcy:

$$\tau_w = \frac{f\rho V^2}{8} \quad (4.40)$$

Sendo o fator de atrito na parede estabelecido pela lei de Potência de Blasius para canais (White, 1974):

$$f = 0.2\text{Re}_\delta^{-0.25} \quad 1500 < \text{Re} < 10^5$$

Substituindo o fator de atrito na Equação 4.40, tem-se a tensão de cisalhamento para o regime turbulento:

$$\tau_{w(\text{Turbulento})} = \frac{0.24\text{Re}_\delta^{-0.25} \delta V^2}{8} = \frac{0.24}{8} \rho^{0.75} \mu^{0.25} V^{.75} \delta^{-0.25} \quad (4.41)$$

4.5 Síntese do capítulo

Neste capítulo foi apresentada a modelagem matemática do projeto. As equações do balanço da massa, equação (4.1), da quantidade de movimento, equação (4.2), e as equações do modelo de turbulência formam um sistema de equações que podem ser resolvidas utilizando um método numérico. O processo de discretização e a forma de solução numérica das equações são apresentadas no próximo capítulo.

5 MODELAGEM NUMÉRICA

Neste capítulo é apresentado o método numérico adotado para a discretização e solução das equações de balanço do modelo matemático apresentado no capítulo anterior. Primeiramente será apresentado o Método de Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos (MVbEF), em seguida o tratamento da interface e, por fim, a geração e o teste de malha.

5.1 Método de volumes finitos baseado em elementos finitos

Na modelagem numérica será usado o Método de Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos (MVbEF) para a discretização das equações de conservação. O MVbEF, é um método numérico híbrido que utiliza método de volumes finitos para discretizar as equações de conservação da massa e balanço da quantidade de movimento e elementos finitos para a discretização espacial. O método numérico de volumes finitos apresenta problemas de instabilidade ou convergência, por garantir que, em cada volume discretizado, a propriedade em questão obedece à lei da conservação (MALISKA, 2004).

No MVbEF os volumes de controle são construídos em torno do centro de cada elemento finito da malha. Na Figura 5.1, um volume de controle poliédrico é indicado esquematicamente como a região sombreada. O domínio utilizado no presente trabalho é tridimensional, no entanto para facilitar o entendimento será apresentada uma malha bidimensional.

Os elementos finitos, na Figura 5.1, são definidos pelas linhas sólidas, enquanto os volumes de controle o são pelas tracejadas. Nos vértices das linhas sólidas, são calculadas as propriedades dos fluidos e as variáveis do problema, marcados como círculos em branco. Já os fluxos de superfície (conservação da massa e balanço da quantidade de movimento), são avaliados entre os volumes de controle adjacentes, em posições denominadas pontos de integração (ip), marcados como círculos abertos.

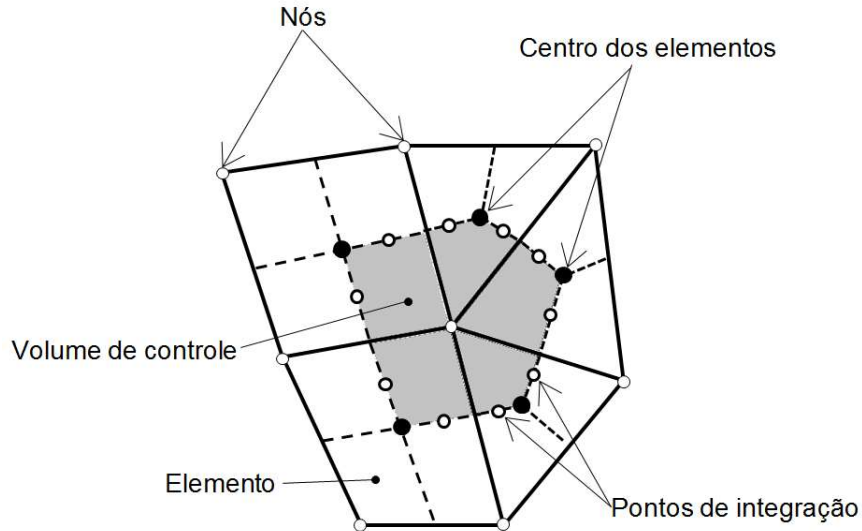


Figura 5.1 - Volume de controle criado num vértice dos elementos finitos. Fonte: Adaptado de MALISKA, 2004.

As equações de conservação são integradas em cada volume de controle e a partir uso do teorema de divergência de Gauss, as integrais volumétricas envolvendo operadores, divergente são convertidas em integrais de superfície. Os fluxos através das superfícies são quantificados pelas integrais de superfície, enquanto as integrais volumétricas representam termos fontes ou de acumulação. O efeito gravitacional e a força de arrasto são incorporados no termo fonte.

Integrando as equações do balanço da massa e do balanço da quantidade de movimento, equações (5.1) e (5.2), sobre um volume de controle resultam nas seguintes equações:

$$\frac{d}{dt} \int_{\forall} \rho_k d\forall + \int_{\text{S}} \rho_k \mathbf{v}_k dA = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\forall} \alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k d\forall + \int_{\text{S}} \alpha_k \rho_k \frac{\partial}{\partial x_i} (\mathbf{v}_k \mathbf{v}_k) dA = - \int_{\text{S}} \frac{\partial}{\partial x_i} (\alpha_k p_{ik}) dA + \int_{\text{S}} \frac{\partial}{\partial x_i} (\alpha_k \mathbf{T}_k) dA + \int_{\forall} \mathbf{S}_{ik} d\forall \quad (5.2)$$

onde ρ_k a massa específica, \mathbf{v}_k é a velocidade, \mathbf{T}_k é o tensor de tensões e S_{ik} o termo fonte da fase k. Os subscritos \forall e S são o volume e a superfície de controle de integração e \mathbf{n} é o vetor normal à superfície.

Após discretizar as equações (5.1) e (5.2), as integrais de superfície e volumétricas tornam-se:

$$\forall \alpha_k \left(\frac{\rho_k - \rho_k^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\alpha_k \rho_k \mathbf{v}_k \Delta \mathbf{n})_{ip} = 0 \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} \forall \alpha_k \left(\frac{\rho_k \mathbf{v}_k - \rho_k^0 \mathbf{v}_k^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \alpha_k (\rho_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k \Delta \mathbf{n})_{ip} \Delta A_{ip} = \\ = \sum_{ip} (\alpha_k p_k \Delta \mathbf{n})_{ip} \Delta A_{ip} + \sum_{ip} (\alpha_k \mathbf{T}_k \Delta \mathbf{n})_{ip} \Delta A_{ip} + \overline{\mathbf{S}_{kv_i}} \forall \end{aligned} \quad (5.4)$$

onde \forall é o volume de controle, Δt é o passo de tempo, ΔA é o vetor na direção normal à superfície e o subscrito ip indica a avaliação no ponto de integração. Os somatórios são realizados sobre todos os pontos de integração do volume de controle, e o sobrescrito 0 refere-se ao tempo anterior, utilizando a formulação implícita.

Uma representação esquemática em 2-D do volume de controle é mostrada na Figura 5.2. Esta figura será utilizada para realizar a aproximação dos termos advectivos, difusivos e de pressão. Considera-se que o ponto P, central ao volume de controle, sobre o qual se discretizam as equações, está cercado por um ponto leste (E) e oeste (W) na direção x, e por pontos norte (N) e sul (S) na direção y.

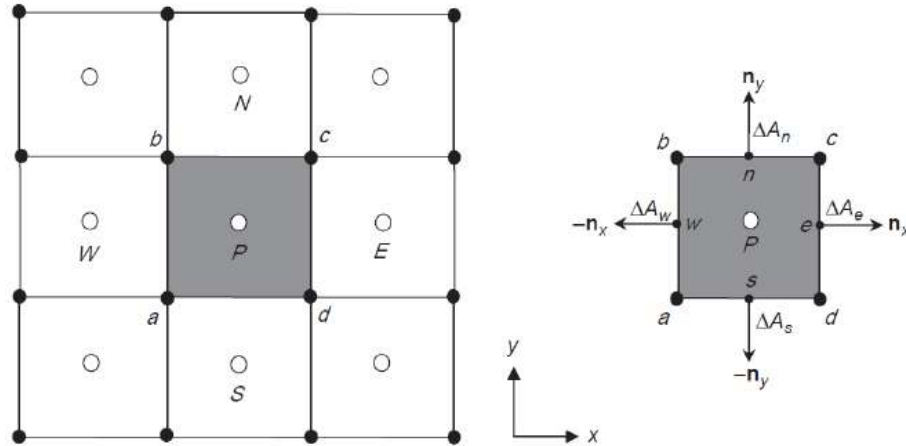


Figura 5.2 - Volume de controle bidimensional para a discretização das equações.

5.1.1 Aproximação do termo difusivo

Por aproximação do termo de difusão, compreende-se de modo geral a técnica usada para aproximar as derivadas presentes no segundo termo do lado direito da equação 5.1. A aproximação usual da literatura consiste em se discretizar tais derivadas por uma diferença centrada linear de segunda ordem (YEOH e TU, 2009). Assumindo-se as notações da Figura 5.2, tem-se:

$$\left. \frac{\partial \phi_k}{\partial x} \right|_e \approx \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x_E}; \quad \left. \frac{\partial \phi_k}{\partial x} \right|_w \approx \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x_W}; \quad \left. \frac{\partial \phi_k}{\partial y} \right|_n \approx \frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta y_N}; \quad \left. \frac{\partial \phi_k}{\partial y} \right|_s \approx \frac{\phi_P - \phi_S}{\Delta y_S}, \quad (5.5)$$

onde ϕ pode ser qualquer propriedade, $\Delta x_E = x_E - x_P$, $\Delta x_W = x_P - x_W$, $\Delta y_N = y_N - y_P$ e $\Delta y_S = y_P - y_S$.

Assim, o termo difusivo da equação (5.4) fica:

$$\sum_{ip} (\alpha_k \mathbf{T}_k \Delta \mathbf{n})_{ip} \Delta A_{ip} = D_e^k (\phi_E^k - \phi_P^k) + D_w^k (\phi_P^k - \phi_W^k) + D_n^k (\phi_N^k - \phi_P^k) + D_s^k (\phi_P^k - \phi_S^k), \quad (5.6)$$

onde os parâmetros $D_{(e,w,n,s)}^k$ são dados por:

$$D_e^k = \frac{(\alpha_k \mathbf{T}_k \Delta A)_e}{\Delta x_E}, D_w^k = \frac{(\alpha_k \mathbf{T}_k \Delta A)_w}{\Delta x_W}, D_n^k = \frac{(\alpha_k \mathbf{T}_k \Delta A)_n}{\Delta y_N}, D_s^k = \frac{(\alpha_k \mathbf{T}_k \Delta A)_s}{\Delta y_S}, \quad (5.7)$$

As áreas das faces e, w, n e s são dadas apenas por fatores geométricos e são conhecidas. As propriedades fração volumétrica, α_k , e tensor de tensões, \mathbf{T}_k , podem ser calculadas por meio de médias ponderadas dos valores dos nós vizinhos, como mostrado, por exemplo, em Versteeg e Malalasekera (2007).

5.1.2 Aproximação do termo advectivo

Os termos advectivos são aproximados por funções que conectam os nós, local de armazenamento da variável genérica ϕ (MALISKA, 2004). O programa computacional ANSYS-CFX possui diversos modelos para interpolar os termos convectivos. Em geral, as propriedades dos termos advectivos são aproximadas com a seguinte equação:

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \mathbf{r}, \quad (5.8)$$

onde ϕ_{ip} é o valor da variável genérica no ponto de integração, ϕ_{up} é o valor da variável genérica no nó a montante, \mathbf{r} é o vetor do nó a montante até o ponto de integração, β é a função que varia entre os valores de 0 a 1 e $\nabla \phi$ é o gradiente da variável genérica em um nó. A formulação de β e $\nabla \phi$ será alterada conforme o esquema de aproximação dos termos advectivos adotado.

ANSYS-CFX desenvolveu um esquema de advecção denominado Alta Resolução (*High Resolution*) que será utilizado no presente trabalho, e faz uso de uma formulação não linear para a função β em cada nó. O fluxo advectivo é avaliado usando os valores calculados de β e $\nabla \phi$ do nó a montante.

Essa metodologia consiste em atribuir um valor mínimo e máximo para a variável genérica ϕ em cada nó, usando um arranjo geométrico envolvendo os nós vizinhos e o próprio nó. Dessa forma, resolve-se a equação (5.8) para cada ponto de integração ao redor do nó para β , garantindo que a variável genérica não ultrapasse ϕ_{\max} e nem fique abaixo de ϕ_{\min} . O valor nodal de β adotado é a de menor medida entre todos os pontos de integração ao redor do nó.

5.1.3 Acoplamento pressão-velocidade

O programa computacional ANSYS-CFX utiliza uma malha co-localizada para realizar o acoplamento pressão-velocidade e considera que todos os volumes de controles presentes na malha sejam idênticos para todas as equações de transporte. Dessa forma não é possível utilizar algoritmos clássicos, como SIMPLE ou PISO. Para resolver esse problema o programa computacional utiliza uma equação de transporte similar ao da quantidade de movimento em cada ponto de integração, método desenvolvido por Rie e Chow (1983) e depois aprimorado por Majumdar (1988):

$$V_{i,ip} = \bar{V}_{i,ip} - \frac{\nabla \Delta t}{\mathbf{a} \Delta t + \rho \nabla} \left(\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{ip} - \left. \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \right|_{ip} \right) + \frac{\rho \nabla}{\mathbf{a} \Delta t + \rho \nabla} \left(V_{i,ip}^0 - \bar{V}_{i,ip}^0 \right), \quad (5.9)$$

sendo ∇ o volume de controle, \mathbf{a} a aproximação ao coeficiente central da equação da quantidade de movimento, excluindo o termo transiente, e Δt é um passo de tempo (*timestep*). As barras acima dos termos indicam a média dos valores dos vértices vizinhos ao ponto de integração, enquanto o expoente ⁰ indica valores no intervalo de tempo anterior.

5.1.4 Aproximação do termo transiente

Os termos transientes são tratados com o esquema de segunda ordem atrasada de Euler (*Second Order Backward Euler*), em que os valores no início e no fim de um passo de tempo (*timestep*) são aproximados da seguinte forma:

$$(\rho\phi)^{n-1/2} = (\rho\phi)^0 + \frac{1}{2}[(\rho\phi)^0 - (\rho\phi)^{00}], \quad (5.10)$$

$$(\rho\phi)^{n+1/2} = (\rho\phi) + \frac{1}{2}[(\rho\phi) - (\rho\phi)^0], \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\forall} \rho\phi d\forall \approx \frac{\forall}{\Delta t} \left[\frac{3}{2}(\rho\phi) - 2(\rho\phi)^0 + \frac{1}{2}(\rho\phi)^{00} \right], \quad (5.12)$$

sendo os termos sem sobrescritos são referentes ao passo de tempo atual, os que possuem ⁰ são do passo de tempo anterior e ⁰⁰ são do penúltimo passo de tempo.

Este esquema é implícito, conservador no tempo, e funciona para qualquer tamanho de passo de tempo. Tem precisão de segunda ordem, porém ainda pode originar algumas oscilações numéricas.

5.2 Tratamento da interface

A transferência de quantidade de movimento na interface, \mathbf{M}_k ocorre devido às forças interfaciais que atuam numa fase devido à interação com outra. A força interfacial total pode surgir de vários efeitos físicos independentes.

As simulações numéricas foram realizadas para entender a dinâmica do líquido, isto é, não foi inserido gás dentro do escoamento líquido na entrada do separador e não foram realizados estudos numéricos de separação. Entretanto, mesmo para escoamento puramente líquido na entrada, existe uma interface entre líquido e gás na superfície livre do filme líquido. A interação na interface é modelada com a força de arrasto para superfícies livres, sendo desconsiderada a influência de outras forças.

5.2.1 Força de arrasto

O arrasto, neste caso, é uma força que atua sobre a massa de gás presente inicialmente no distribuidor, em contato com um meio fluido que possui diferente velocidade. O arrasto resulta de dois mecanismos: o primeiro é devido à tensão de cisalhamento na superfície, enquanto que o segundo à distribuição de pressão em todo o corpo, sendo chamado arrasto de forma. A força de arrasto total é expressa, geralmente, em termos do coeficiente de arrasto adimensional, C_D . A seguir é apresentado o modelo da força de arrasto para superfície livre.

$$M^D = C_D \rho_1 A_{12} |\hat{v}_1 - \hat{v}_2| (\hat{v}_1 - \hat{v}_2), \quad A_{12} = |\nabla \alpha_1| \quad (5.?)$$

Onde A_{12} é a densidade interfacial, sendo que na superfície livre essa área é calculada em função da fração volumétrica da fase contínua (ANSYS, 2014).

5.2.2 Esquema compressivo para a superfície livre

O esquema compressivo, segundo Zwart (2008), é um método utilizado para obter maior resolução nos resultados numéricos para as interfaces, por meio de uma compressão da interface. Nesse método, a fração volumétrica de cada fase sobre cada ponto de integração, $\alpha_{k,ip}$, é recalculado em função de valores dos vértices vizinhos, como pode ser visto na Equação (5.13):

$$\alpha_{k,ip} = \alpha_{k,up} + k_{comp} (\nabla \alpha_k \cdot \vec{R}), \quad (5.13)$$

onde $\alpha_{k,up}$ é o valor da fração volumétrica no nó a montante, \vec{R} é o vetor do vértice vizinho para o ponto de integração e k_{comp} é o coeficiente que permite a compressão da interface quando, $k_{comp} > 1$, (ANSYS, 2015).

A Figura 5.3 mostra um estudo realizado por Ninahuanca (2015), para avaliar a interface utilizando o modelo de dois fluidos com o esquema compressivo. Segundo o

autor, a interface é resolvida de forma dispersa se apenas o modelo de dois fluidos for utilizado (Figura 5.3a), ou seja, há uma região de probabilidade para a interface líquido-gás.

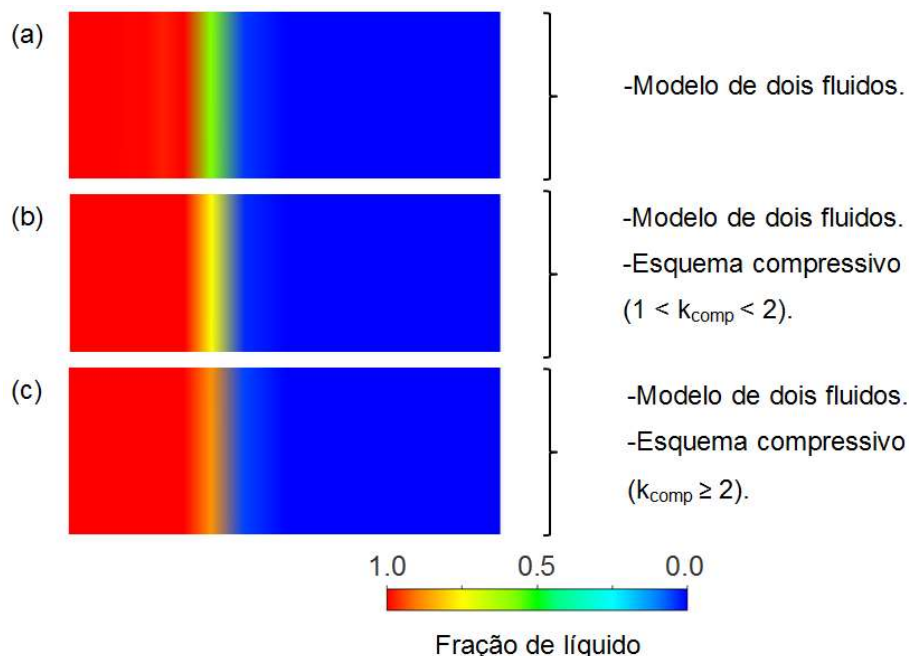


Figura 5.3 - Progressivo aumento da compressão de um filme de líquido escoando com superfície livre através da utilização do esquema compressivo. (FONTE: NINAHUANCA, 2014).

Ativando-se o esquema de compressão, porém com valor de k_{comp} ainda ligeiramente maior que 1, a região onde a interface pode estar diminui, como observado em (b). Adotando-se uma compressão agressiva, essa região reduz ainda mais, como mostrado em (c).

O comportamento da interface líquido-gás mostrado na Figura 5.3 é apresentado graficamente na Figura 5.4. Segundo Ninahuanca (2015), o uso do esquema compressivo reduz a região onde se encontra a interface, da espessura (1) para a espessura (2) como indicado no gráfico, permitindo uma maior precisão na identificação da interface e maior confiabilidade nos resultados da espessura do filme de líquido.

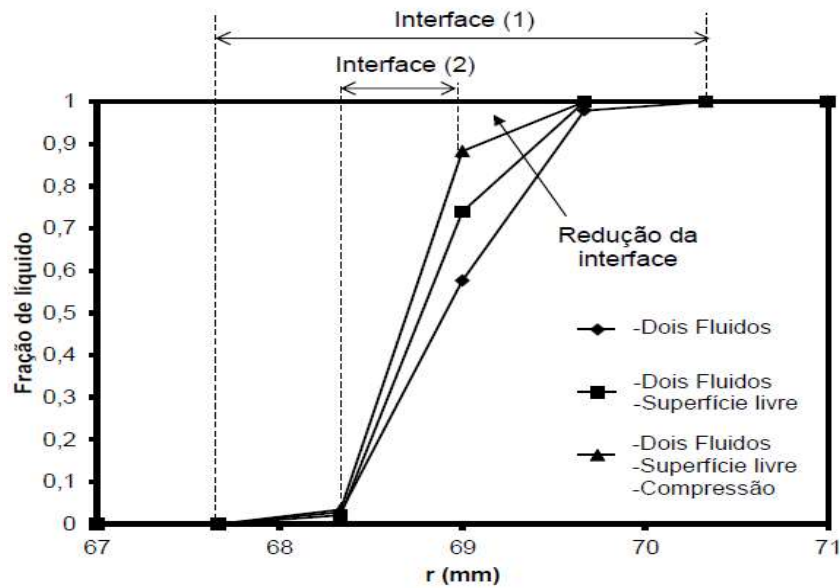


Figura 5.4 - Redução da espessura da interface ao utilizar o esquema compressivo (Fonte: Ninahuanca, 2015).

5.3 Geometria e Malha

O domínio físico é mostrado na Figura 5.5. Essa geometria foi definida pelo projeto Distribuidor do NUEM em parceria com a Petrobrás e está na mesma escala que a bancada experimental desse projeto, utilizado na validação dos resultados.

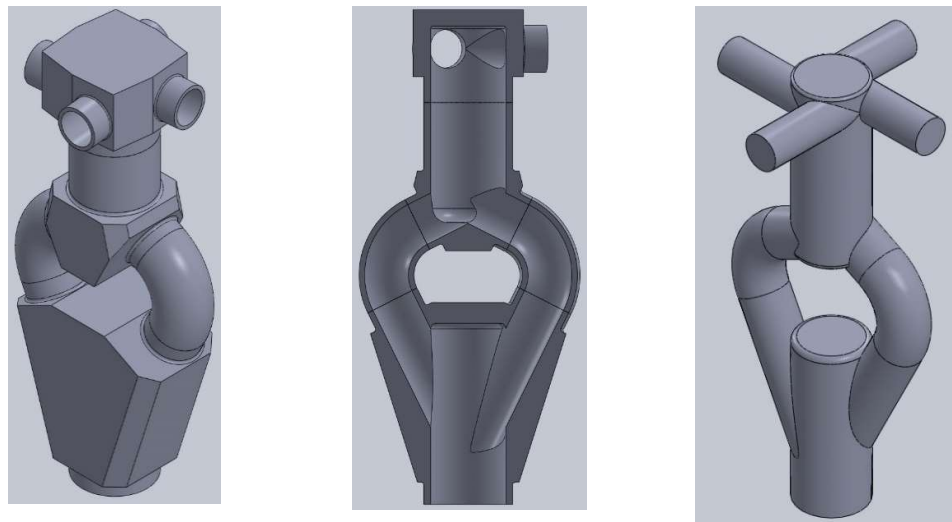


Figura 5.5—Extração do domínio fluido.

Para realizar a solução numérica das equações de conservação, o domínio fluido mostrado na Figura 5.5 é dividido em pequenos volumes de controles, de modo a criar uma malha de discretização espacial. As equações são integradas no tempo e no espaço em cada um dos volumes de controle, obtendo um sistema algébrico de equações que podem ser resolvidas iterativamente. O programa comercial ANSYS/CFX, utilizado nesse estudo, utiliza o método de discretização de Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos.

Para resolver o problema de camada limite, necessita-se realizar um refino de malha próximo à parede da câmara, para aplicar com maior exatidão as leis de parede. Nesses casos, é recomendado utilizar malhas estruturadas (MALISKA, 2004).

Na geometria utilizada, desenvolveu-se uma malha híbrida, no programa computacional ICEM-CFX, com a geometria dividida em três regiões, com prismas na parede e divididos em várias seções para obter melhor refino, como pode ser visto na Figura 5.6.

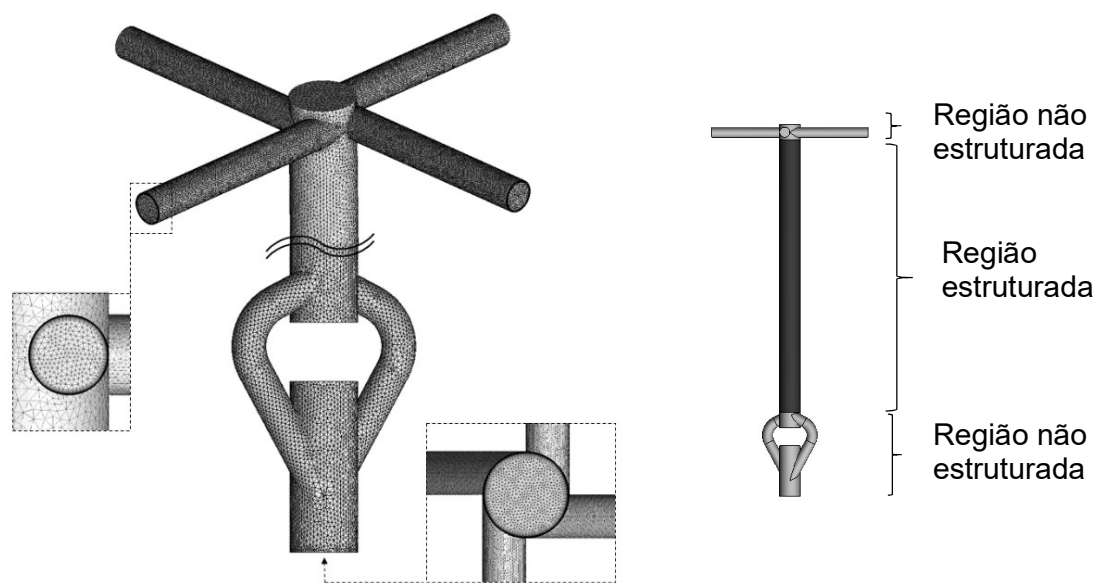


Figura 5.6 - Malha numérica não estruturada.

5.3.1 Teste de malha

Durante a etapa de modelagem numérica são realizados os testes de malha com o objetivo de obter um modelo que apresente o melhor resultado com o menor custo

computacional possível. Esses testes possibilitam determinar alguns parâmetros da simulação numérica, como número de elementos da malha, tempo do passo de tempo para a simulação em regime transiente e o tempo total de simulação para o sistema atingir o regime permanente. Nas seções seguintes serão apresentados os resultados obtidos para os testes de malha executados.

O objetivo do estudo de refinamento de malha é selecionar uma de forma que os resultados não sejam afetados pelo número de elementos dessa malha, dentro de um erro máximo admissível. No entanto, o tempo computacional da simulação deve ser levado em consideração, pois um alto número de elementos pode levar a um elevado tempo de simulação, impossibilitando a obtenção dos resultados dentro do prazo.

O refinamento necessário para utilização do modelo de turbulência escolhido é outro fator que influencia no número final de elementos da malha. Para o caso do uso do modelo de turbulência SST é necessário que a distância adimensional y^+ seja menor do que dois (ANSYS, 2015). Portanto, para garantir que todos os parâmetros necessários para a correta caracterização do modelo sejam respeitados, diversas malhas foram testadas e os resultados obtidos para a espessura do filme de líquido foram comparados. Esses resultados são apresentados na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Comparação da espessura de filme de líquido para as malhas testadas.

Malha	M1	M2	M3	M4
Número de elementos	488 440	958 911	2 509 770	3 326 003
y^+	0,975	0,968	0,972	0,973
Espessura (mm)	8,39	7,78	7,76	7,53
Diferença (%)	11,48	3,42	0,44	-

Para avaliar a malha numérica com relação ao passo de tempo e ao tempo total de simulação, foram mantidas as mesmas condições de contorno, velocidade de entrada e viscosidade do líquido. A espessura média do filme de líquido em função do

tempo entre as quatro malhas foi analisada na altura de 200 mm e 300 mm da câmara ciclônica.

Observa-se que existe uma pequena diferença entre os resultados da malha M3 e M4, como pode ser visto na Figura 5.7. A diferença máxima porcentual dos resultados de cada malha comparados com a malha M4 é exposto na Tabela 5.1.

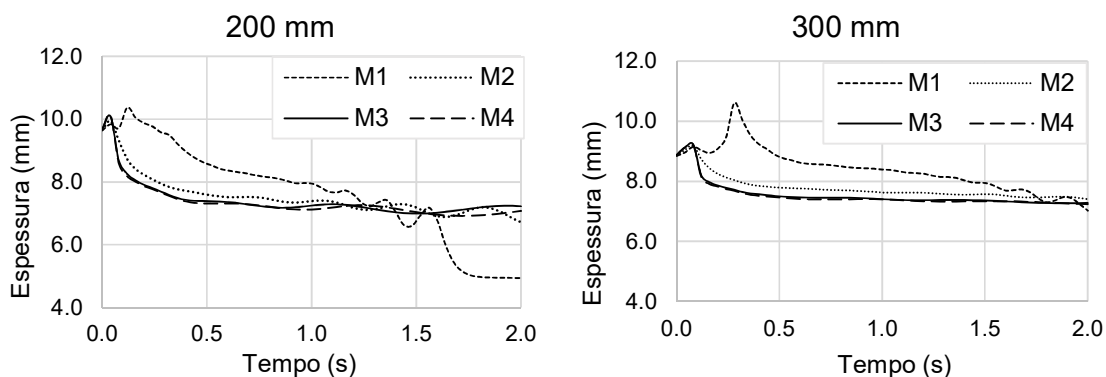


Figura 5.7 - Gráficos da espessura média em função do tempo nas alturas de 200mm e 300mm.

Após definir a malha, foi realizado o teste de tempo total com um passo de tempo de 0,001s, afim de verificar quantos segundos seriam necessários para o escoamento preencher a câmara ciclônica, com o objetivo de garantir que o escoamento bifásico inicial fosse representado da forma mais realista. Para essa análise, a fração volumétrica de líquido foi monitorada ao longo do tempo na saída da câmara ciclônica, como pode ser visto na Figura 5.8.

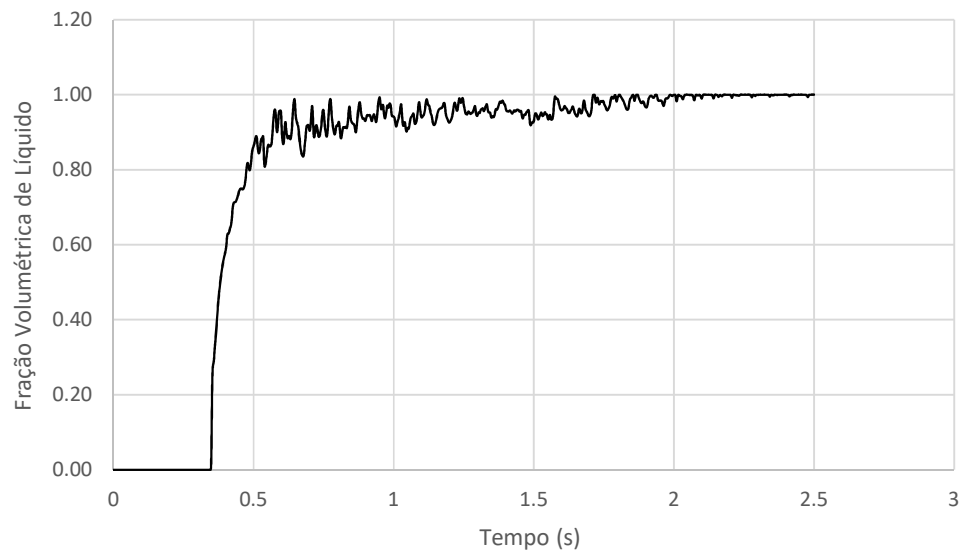


Figura 5.8 – Gráfico da fração volumétrica de líquido ao longo do tempo.

A partir de dois segundos, não há mais variação significativa na fração volumétrica, ou seja, o plano de análise está praticamente cheio de líquido. A Tabela 5.2 apresenta os valores médios da fração volumétrica de líquido na saída da câmara ciclônica e o seu desvio percentual em relação ao tubo cheio de líquido (fração volumétrica igual a 1).

Tabela 5.2– Média da fração volumétrica de líquido a cada meio segundo.

Intervalo de tempo (s)	Média	Desvio (%)
0 a 0.5	0.1906	80.9371
0.5 a 1	0.9176	8.2395
1 a 1.5	0.9516	4.8400
1.5 a 2	0.9730	2.6956
2 a 2.5	0.9984	0.1589

Os dados da Tabela 5.2 são ilustrados pela Figura 5.9. Pelo gráfico é possível perceber que em 2 segundos a variação da fração volumétrica de líquido não é significativa, justificando este como o tempo total para a simulação.

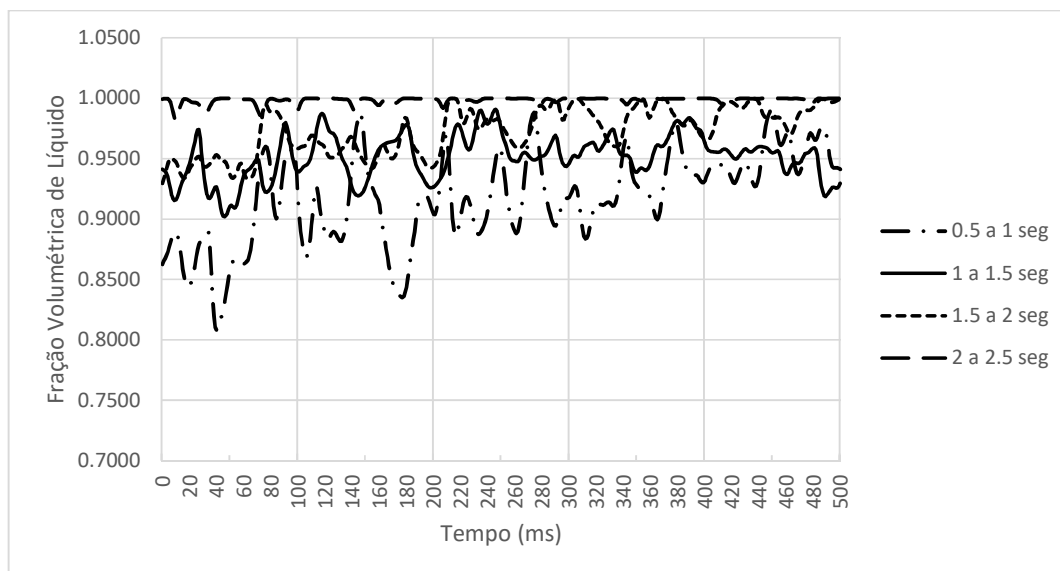


Figura 5.9 - Fração volumétrica de líquido a cada meio segundo sobrepostas.

Com o tempo total da simulação definido, verifica-se qual o maior passo de tempo que pode ser utilizado, possibilitando ainda um resultado confiável ao ser comparado com passos de tempo mais refinados. Para esse teste, também foi analisada a fração volumétrica de líquido. A Tabela 5.3 mostra as médias obtidas a cada meio segundo.

Tabela 5.3– Comparação do valor médio da fração volumétrica de líquido para os passos de tempo.

Passo de Tempo	Média					
	0 a 0,5 s	Desvio (%)	0,5 a 1 s	Desvio (%)	1 a 1,5 s.	Desvio (%)
0,001	0,1902	-	0,9175	-	0,9516	-
0,003	0,1904	0,0702	0,9185	0,1116	0,9630	1,1974
0,005	0,1841	3,2337	0,9131	0,4739	0,9379	1,4388
0,007	0,1825	4,0872	0,9222	0,5168	0,9193	3,3881

Como o objetivo desse trabalho é analisar o escoamento bifásico inicial, a Tabela 5.4 apresenta a média da fração de líquido durante o primeiro segundo de líquido na câmara ciclônica e o primeiro meio segundo, para ter a certeza de que o passo de

tempo escolhido capte a formação do filme de líquido inicial do escoamento, antes de a câmara ciclônica ser preenchida por líquido.

Tabela 5.4- Comparação da fração volumétrica de líquido no primeiro 0,5 s e 1 s.

Passo de Tempo	0,34 a 1,34 s (intervalo de 1 s)		0,34 a 0,84 s (intervalo de 0,5 s)	
	Média	Desvio	Média	Desvio
0,001	0,8764	-	0,8035	-
0,003	0,8809	0,5132	0,8069	0,4231
0,005	0,8587	2,0141	0,7988	0,5789
0,007	0,8584	2,0506	0,7967	0,8319

O passo de tempo escolhido foi de 0,007 segundos, por ainda apresentar um desvio inferior a 5% em todas as comparações realizadas, como é ilustrado na Figura 5.10.

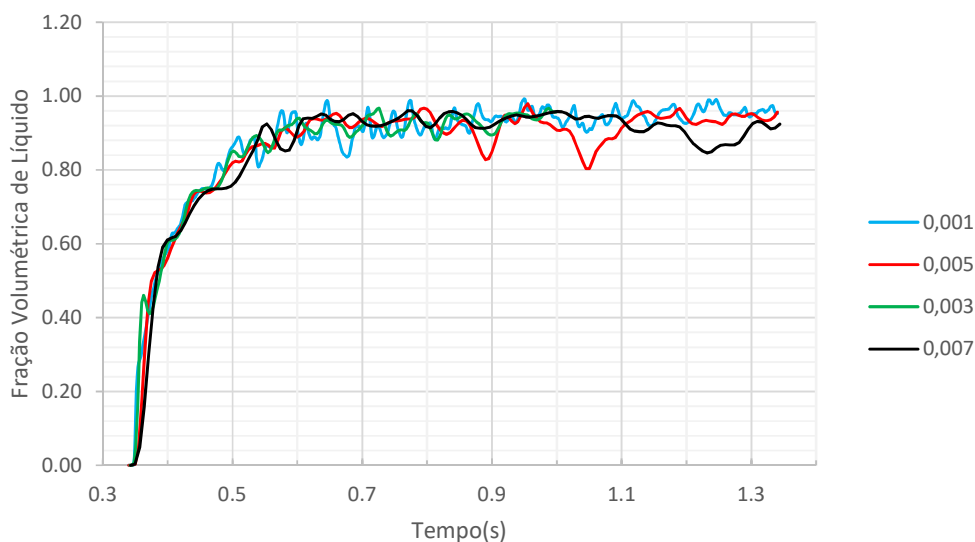


Figura 5.10 – Gráfico da fração volumétrica de líquido para diferentes passos de tempo.

5.4 Síntese do Capítulo

Neste capítulo foram apresentados resumidamente como é feita a discretização das equações, a aproximação utilizada para cada termo e a geração da malha computacional. Com auxílio do programa computacional ANSYS-CFX, as equações foram resolvidas de forma iterativa para a obtenção do comportamento do escoamento no interior do distribuidor.

6 RESULTADOS

Nesse Capítulo são apresentados os resultados obtidos das simulações numéricas realizadas. Primeiro é apresentada a comparação dos resultados numéricos com os dados experimentais de fração volumétrica de líquido fornecidos pelo NUEM/UTFPR a fim de validar o modelo numérico. Em seguida, são apresentados os resultados das simulações para diferentes alturas da câmara ciclônica utilizando água como fluido.

6.1 Validação do modelo numérico

A validação das simulações numéricas foi feita utilizando dados experimentais fornecidos pelo projeto Distribuidor do NUEM/UTFPR. A geometria da simulação para este fim possui as mesmas dimensões que a geometria da bancada experimental e a velocidade máxima para implementar no perfil de velocidade turbulenta da simulação (dado de entrada) foi obtida através do experimento, utilizando dois sensores de malha resistiva (conhecido em inglês por *Wiremesh Sensor – WMS*).

Vale a pena salientar que por ser um equipamento em desenvolvimento pela parceria entre NUEM/UTFPR e PETROBRAS, não existem dados experimentais na literatura para comparação até o conhecimento da autora. Foram utilizadas duas velocidades obtidas experimentalmente para a validação: 1 m/s e 2 m/s. As comparações entre os dados numéricos e experimentais a respeito da fração volumétrica de líquido em função do tempo, utilizando água como fluido, são apresentadas na Figura 6.1.

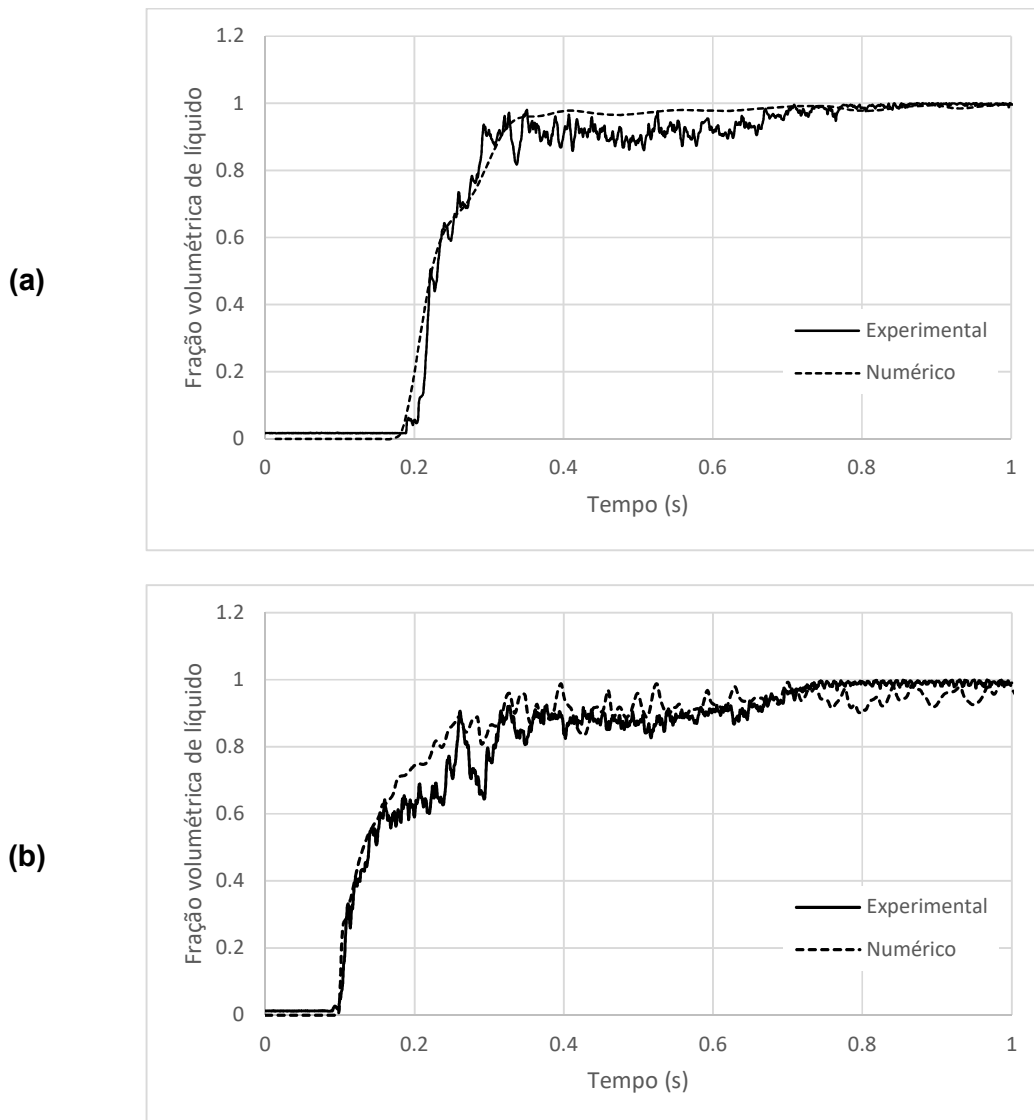


Figura 6.1 – Comparação entre numérico e experimental da fração volumétrica de líquido ao longo do tempo para a altura de 350 mm, com velocidade de entrada de (a) 1 m/s e (b) 2 m/s.

Observa-se que os resultados numéricos possuem boa concordância com os dados experimentais para as duas velocidades. Para a velocidade de 1 m/s, o desvio numérico máximo foi de 14,6% para o instante de tempo de 0,5 s e para a velocidade de 2 m/s foi de 14,4% no instante de tempo de 0,3 s. Logo, pode-se afirmar que o modelo numérico está validado.

6.2 Análise do escoamento no distribuidor para diferentes alturas de câmara ciclônica

Nesta seção é apresentado um estudo do escoamento na câmara ciclônica, avaliando frações volumétricas, linhas de corrente, campos de velocidade e de energia cinética turbulenta, espessura de filme de líquido e vazão mássica nas saídas, para diferentes alturas da câmara ciclônica.

As alturas para esta análise foram definidas com base no diâmetro da câmara ciclônica, com exceção da geometria referente a bancada experimental. Além disso, foram realizadas simulações para duas velocidades de entrada de líquido: 1 e 2 m/s. A Tabela 6.1 apresenta os valores selecionados para as alturas.

Tabela 6.1 - Diferentes alturas da câmara ciclônica estudadas.

Altura - H (mm)	26 mm	156 mm	312 mm	350 mm
Altura - H (em diâmetros da câmara)	1 D	6 D	12 D	13,46 D

A Figura 6.2 mostra as frações volumétricas de líquido para as diferentes alturas em alguns instantes de tempo, para a velocidade de entrada do líquido de 1 m/s. Observa-se que a altura de 1 D é insuficiente para a formação de filme de líquido, com escoamento monofásico na entrada. No entanto, é possível visualizar que a medida que a altura da câmara ciclônica aumenta, o escoamento de filme ocorre e se mantém por alguns instantes de tempo, cerca de um segundo para as alturas de 12 e 13,46 D.

É possível também perceber que uma bolha de ar permanece próximo à entrada da câmara ciclônica. Para a altura de 1 D a bolha permanece, pois o líquido entra tangencialmente a câmara ciclônica, que somado a curvatura da câmara, desloca o líquido para a parede, fazendo com que o ar fique na região central. Além disso, como a entrada e a saída são muito próximas, é formada uma coluna de fluido acima da localização da bolha que faz com que a bolha permaneça no mesmo lugar. Devido ao arrasto na interface água-gás, parte do ar é carregado pelo escoamento de líquido ao passar do tempo, diminuindo o tamanho da bolha. À medida que a altura da câmara aumenta, é observado que o filme de líquido se forma e desenvolve.

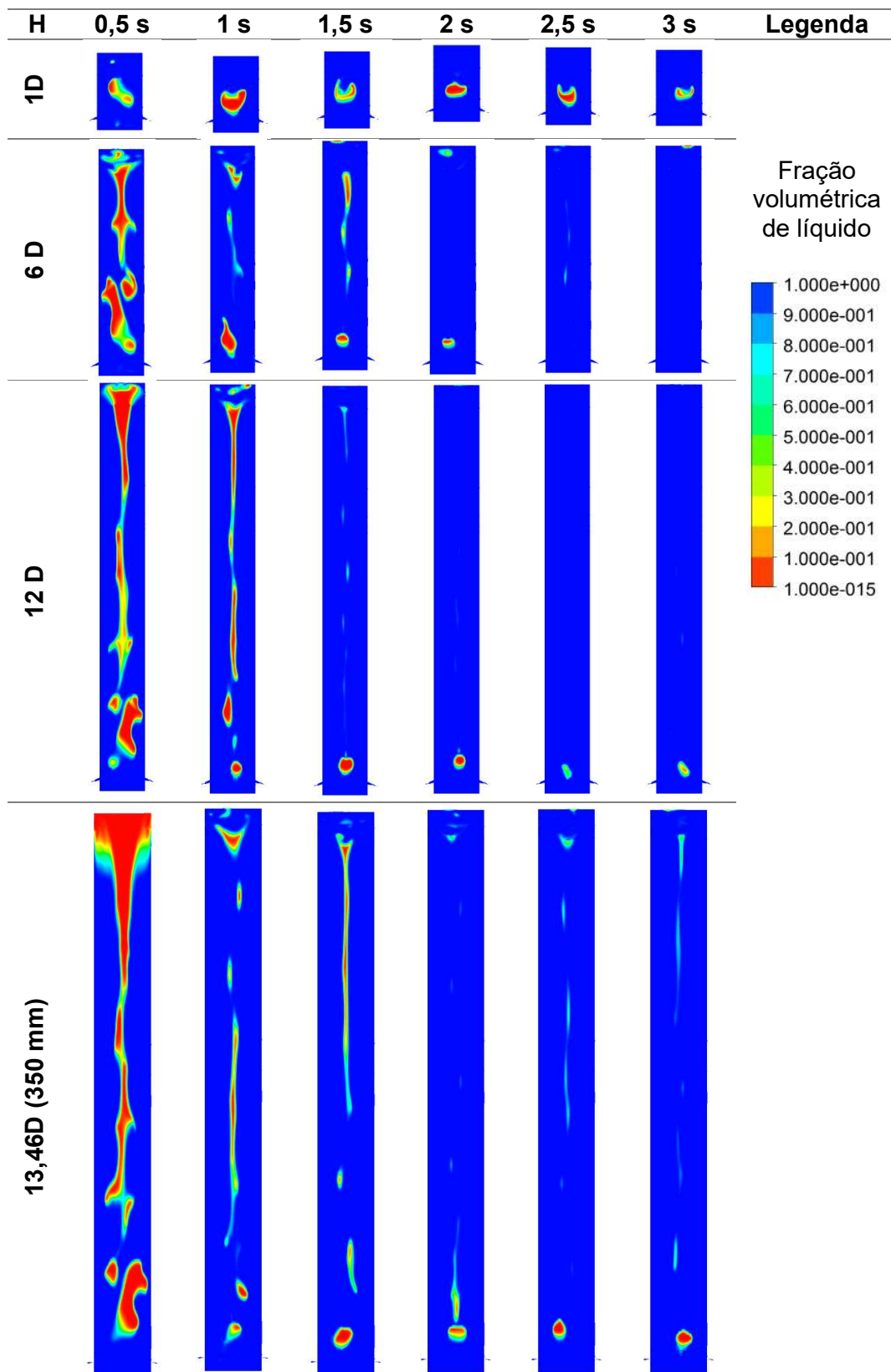


Figura 6.2 – Fração volumétrica de líquido para diferentes alturas em alguns instantes de tempo para uma velocidade de entrada de 1 m/s.

A Figura 6.3, mostra três componentes de velocidade (axial, tangencial e radial) em vários pontos de uma linha de corrente média. A hipótese de velocidade radial nula pode ser utilizada para escoamentos em tubos ou dutos (FOX *et al.*, 2006) e partir da Figura 6.3 é possível visualizar que a velocidade radial (componente em azul) é praticamente nula em todo o comprimento da câmara ciclônica. Dessa forma, o vetor velocidade é composto pelas componentes tangencial e axial. A primeira é importante, pois é ela a força motriz do campo centrífugo, que faz com que o fluido se desloque para a parede. Enquanto que a velocidade axial é importante para o fluido subir.

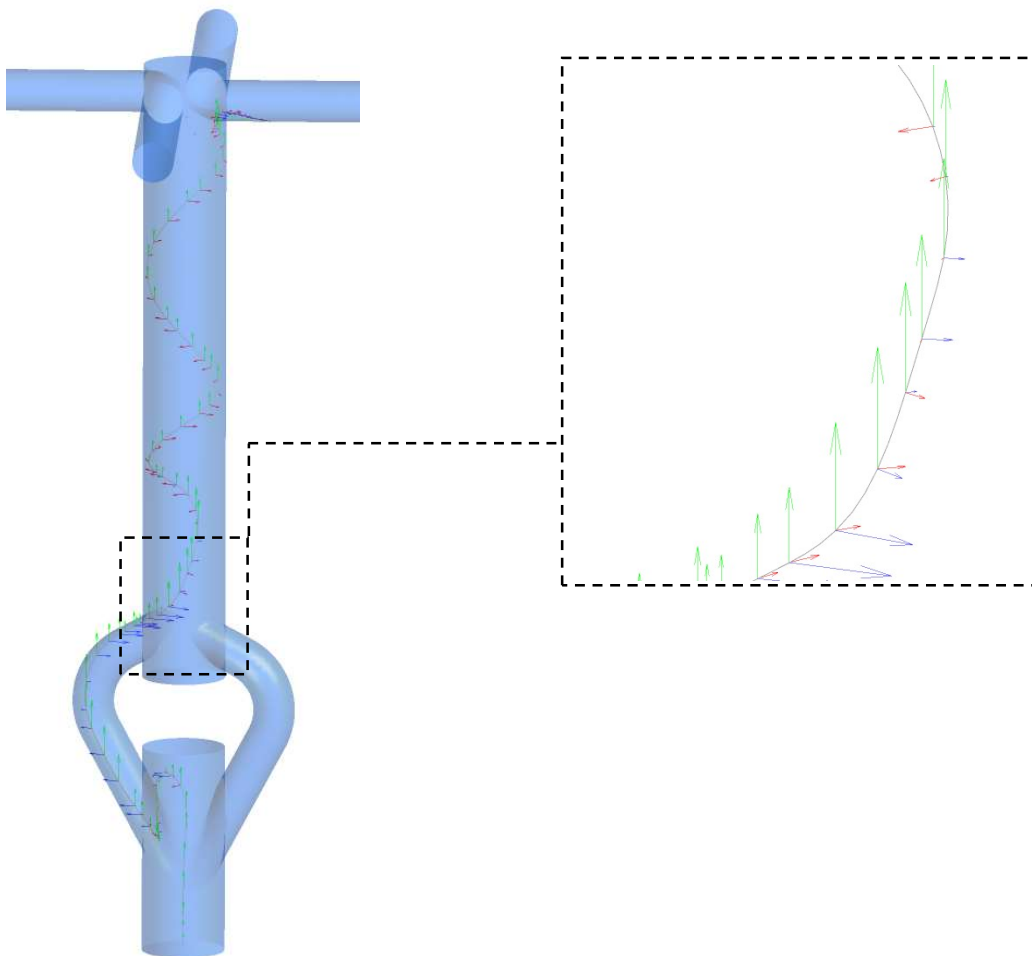


Figura 6.3 – Vetores de velocidade axial, radial e tangencial em uma linha de corrente média para a altura de 6 D com velocidade de entrada de 1 m/s.

Ao analisar um ponto qualquer na câmara ciclônica, percebe-se que a medida que a altura aumenta a velocidade diminui, devido a força da gravidade e ao peso da coluna de líquido, que se encontra acima do ponto em análise. Ou seja, quanto maior for a altura da câmara ciclônica, menor será a força centrífuga e menor será a velocidade axial, fazendo com que o fluido não se desloque tanto para a parede do tubo e seja compactado, preenchendo toda a extensão radial da câmara. Isso é válido até que a força peso do líquido se iguale a força proporcionada pela velocidade do fluido.

A partir da Figura 6.4 é possível visualizar o campo de velocidades e o campo de energia cinética turbulenta para a geometria com altura de 6 D e velocidade de entrada de 1 m/s. Os tubos em azul claro na parte inferior e superior são as entradas e saídas da câmara ciclônica, respectivamente, e foram mantidos para facilitar o entendimento dos fenômenos de entrada e de saída.

Analisando a geometria de 6 D (Figura 6.4-a), é possível distinguir com facilidade a região de alta velocidade, que ocorre devido a uma junção em 'Y', e a região de recirculação imposta pela bifurcação em 'T'. Além disso, é possível notar uma região de desaceleração do fluido, na região central da câmara ciclônica, ocasionada pela força de gravidade e de cisalhamento.

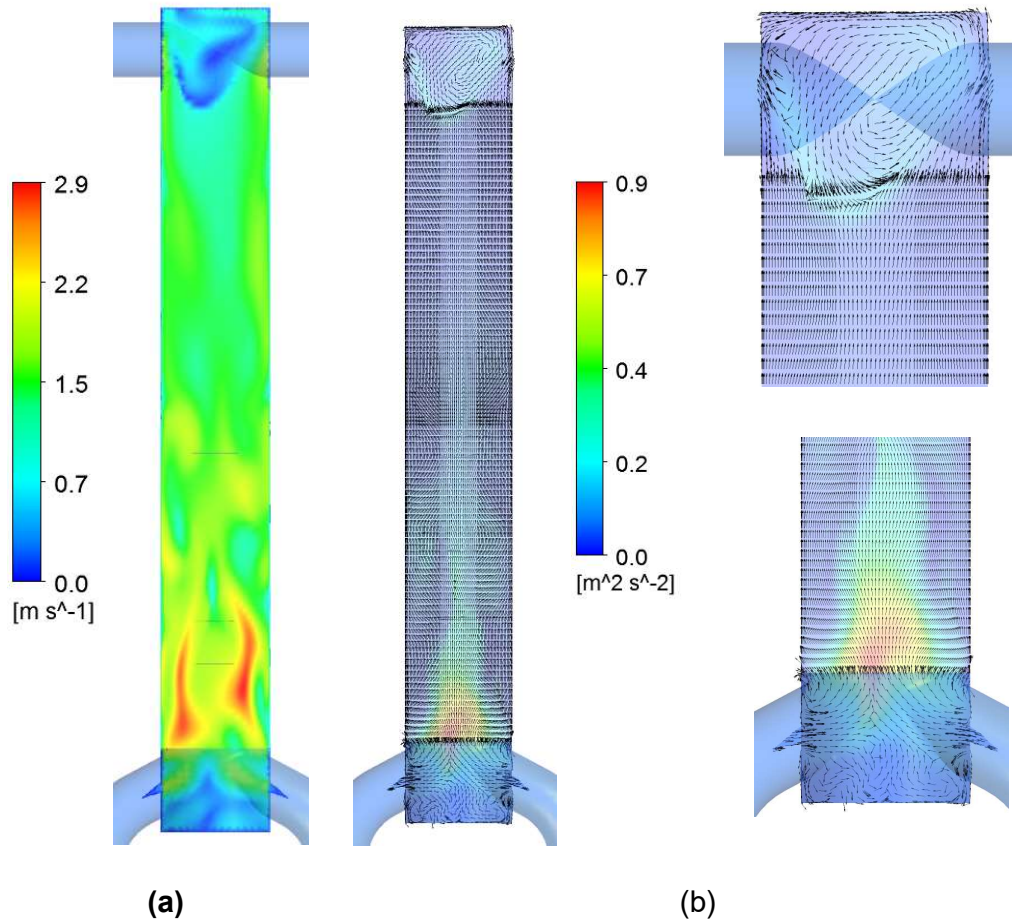


Figura 6.4 – (a) variação da velocidade do líquido e da (b) energia cinética turbulenta ao longo da câmara ciclônica para as alturas de 6 D.

Ao analisar a parte inferior da câmara ciclônica, nota-se que há uma região de recirculação com energia cinética turbulenta baixa (Figura 6.4). Essa energia é a média das flutuações da velocidade no tempo, então dizer que a energia cinética turbulenta é baixa significa dizer que as flutuações da velocidade ao longo do tempo são pequenas. Ou seja, a velocidade nessa região tende a permanecer com o mesmo sentido, direção e intensidade. Em outras palavras, o escoamento nessa região não se altera com o tempo e por isso, não contribui para a formação de filme de líquido. Logo acima, há uma região de alta velocidade devido ao encontro dos fluidos injetados na câmara ciclônica e, por ter uma energia cinética turbulenta alta, sofre alterações significativas ao longo do tempo.

Para a geometria de altura equivalente a 1 D (Figura 6.5), a região de entrada e saída são muito próximas. Então, apesar de o escoamento tentar formar um filme de líquido, este logo é desestabilizado pela recirculação que ocorre por causa dos efeitos de saída, que força o escoamento mudar da direção axial para a radial.

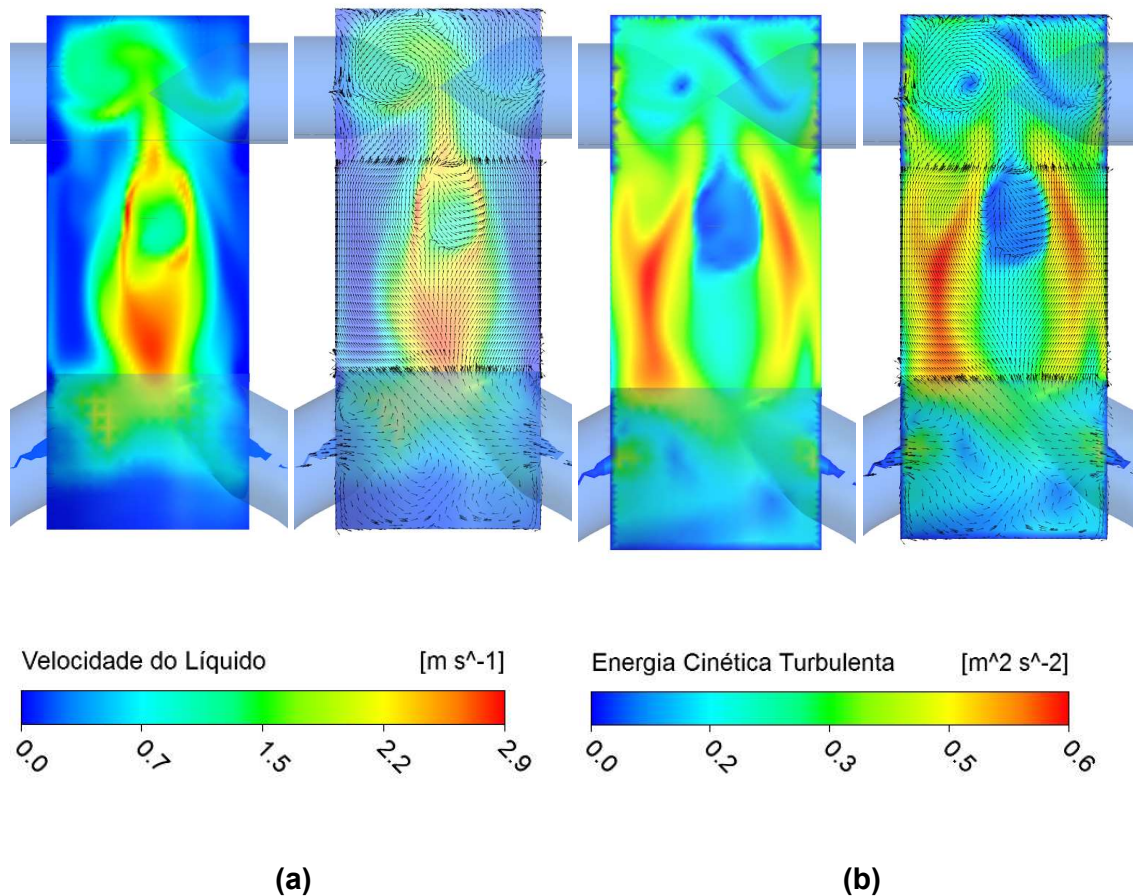


Figura 6.5 – Variação (a) da velocidade do líquido e (b) da energia cinética turbulenta ao longo da câmara ciclônica para uma altura de 1 D (26 mm).

A espessura de líquido ao longo da altura da câmara ciclônica, observadas na Figura 6.2, é mostrada graficamente na Figura 6.6 com exceção da altura referente a 1 D, pois nesta condição não houve formação de filme de líquido.

A partir da Figura 6.3, observa-se para a altura igual a 6 D que apenas no instante de tempo de 0,5 s é formado um filme de líquido. Observa-se ainda para os instantes de tempo 1 e 1,5 s que existe uma variação da espessura do filme, entretanto esta variação é devido a bolhas remanescentes, conforme mostrado na Figura 6.2.

Para a altura igual a 12 D, observa-se que o filme de líquido é formado para os instantes de tempo iguais a 0,5 s e 1 s. O mesmo pode ser observado para a altura de 13,46 D.

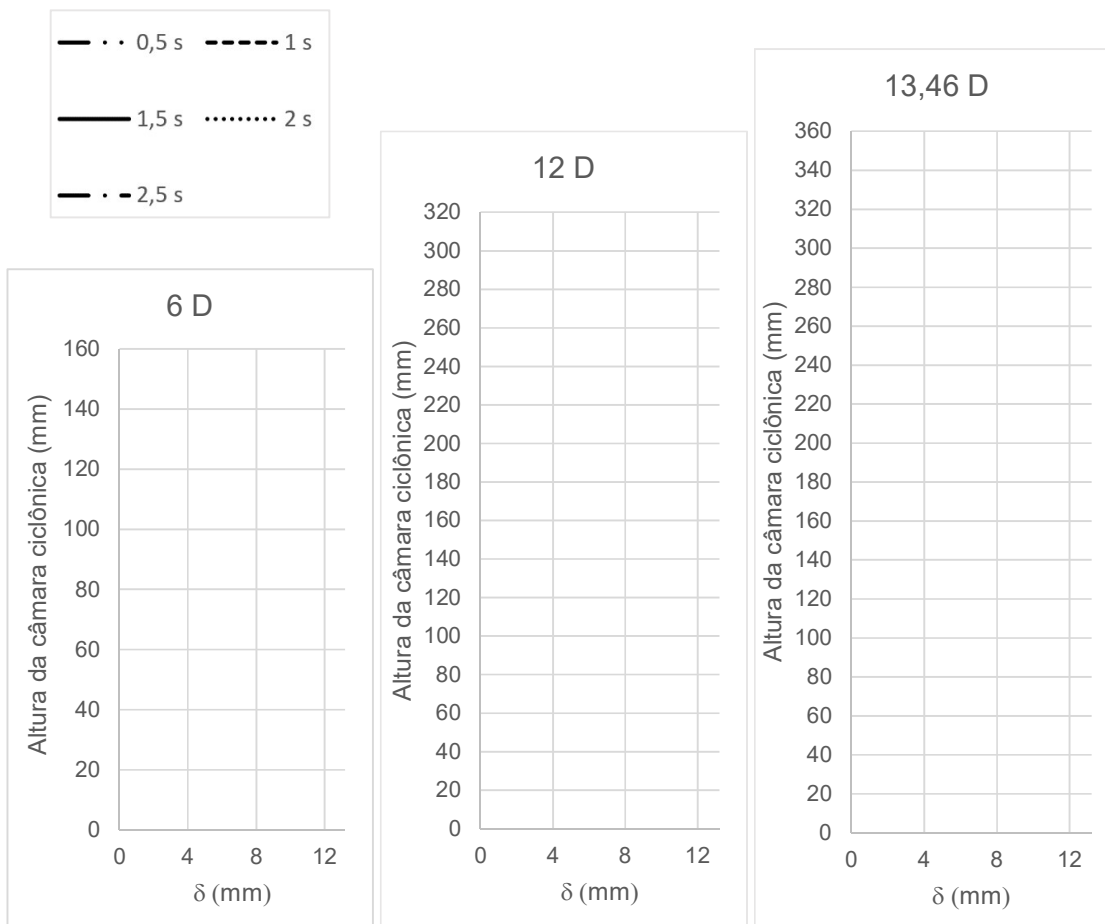


Figura 6.6 - Gráficos da variação de líquido (filme ou bolhas) ao longo da câmara ciclônica para alguns instantes de tempo para uma velocidade de entrada de 1 m/s.

A partir desses resultados, observou-se que se a altura da câmara ciclônica for muito pequena (1 D) não ocorre formação de filme de líquido. Por outro lado, aumentando a altura da câmara a formação do filme foi limitada ao tempo. Ou seja, se o intervalo de tempo entre a entrada do líquido e a entrada do gás para um escoamento bifásico for menor ou igual a 0,5 s (equivalente a uma frequência de 2Hz), o filme de líquido seria formado de forma satisfatória para uma altura de 6 D. Para uma frequência menor, é necessário o aumento da altura da câmara.

Para a altura de 12D, o filme de líquido permaneceu estável até o instante de tempo de 1 s (equivalente a uma frequência de 1Hz). Já para a altura de 13,46 D no instante de tempo 1 s ocorreu a desestabilização do filme de líquido, mostrando que se faz necessário um estudo mais detalhado da estabilidade do filme em função da altura da câmara.

O intuito da formação do filme de líquido na câmara ciclônica é propiciar uma divisão equitativa de líquido e gás nas quatro saídas do distribuidor. Para avaliar essa distribuição entre as fases, foi avaliada a vazão mássica de líquido ao longo do tempo nas saídas do distribuidor para diferentes alturas (Figura 6.7).

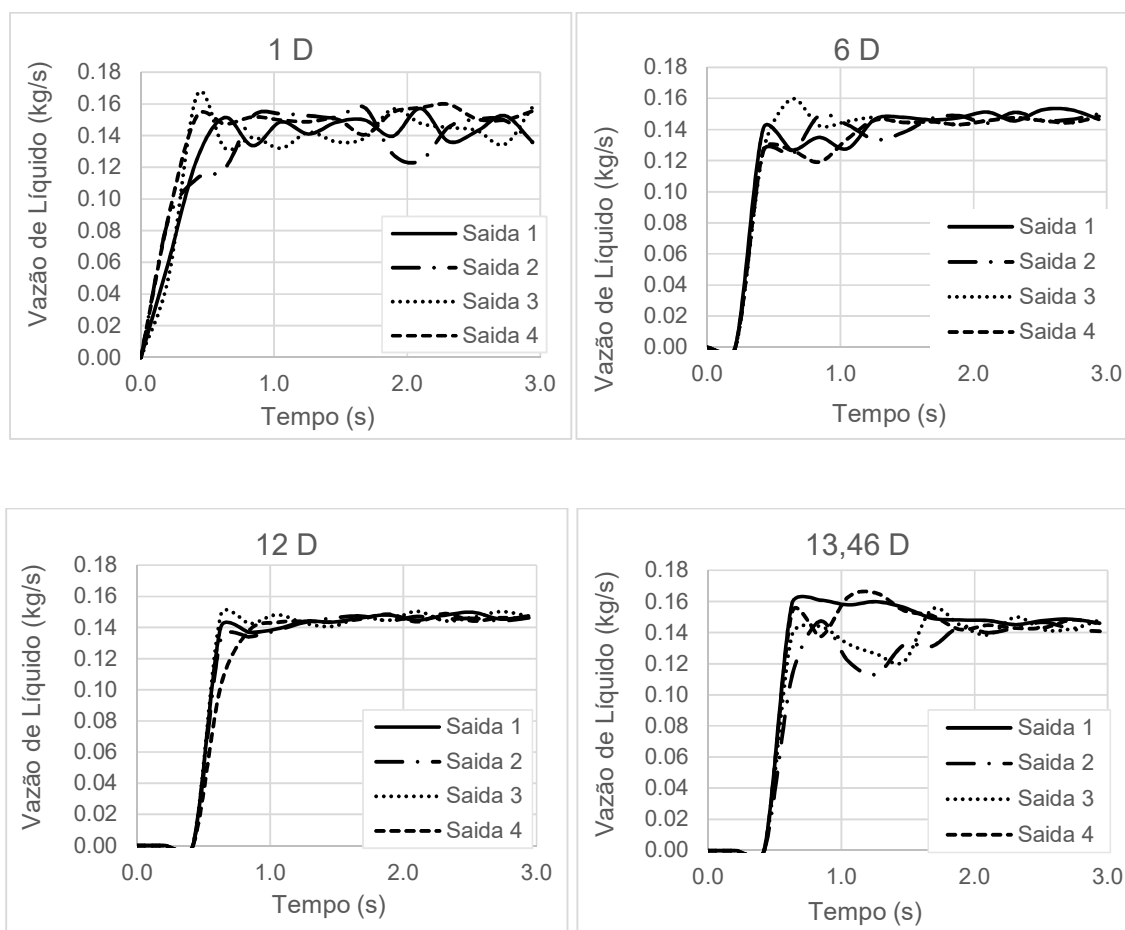
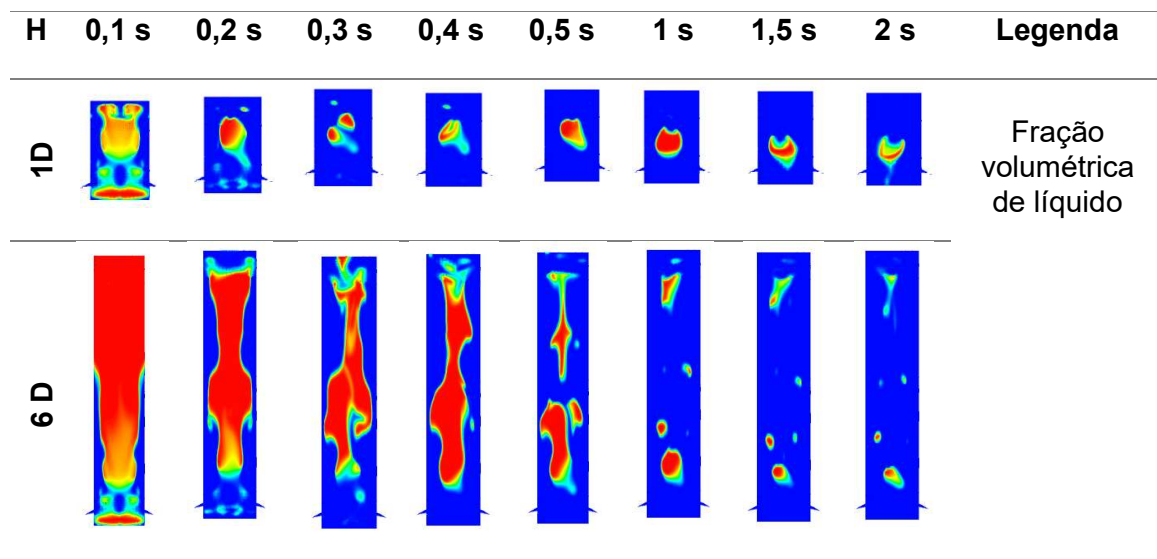


Figura 6.7 - Gráficos da fração volumétrica de líquido ao longo do tempo, nas quatro saídas para diferentes alturas para uma velocidade de entrada de 1 m/s.

A Figura 6.7 apresenta resultados para a velocidade de entrada de líquido de 1 m/s. Observa-se para altura 1 D que há uma variação entre as vazões mássicas de cada saída. Enquanto que, para as geometrias de 6 e 12 D a distribuição é aproximadamente equitativa, com uma diferença de até 2 kg/s entre uma saída e outra. No entanto, para a altura de 13,46 D as vazões voltam a variar significativamente.

Fazendo uma média no tempo das vazões para cada configuração de altura percebeu-se que há uma boa concordância entre as vazões mássicas de líquido nas saídas (erro percentual máximo de 11,51%, que foi observado para altura de 13,46 D).

A Figura 6.8 mostra as frações volumétricas de líquido para as diferentes alturas agora para a velocidade de entrada do líquido de 2 m/s. Os instantes de tempo para essa velocidade foram menores, uma vez que a vazão é maior. Observa-se que a altura de 1 D é insuficiente para a formação de filme de líquido, assim como para a velocidade de 1 m/s (Figura 6.2). No entanto, o escoamento de filme ocorre e se mantém por alguns instantes de tempo à medida que a altura da câmara aumenta, como dito anteriormente. Para as alturas de 12 e 13,46 D, o filme de líquido consegue se manter até o intervalo de 0,3 e 0,4 s.



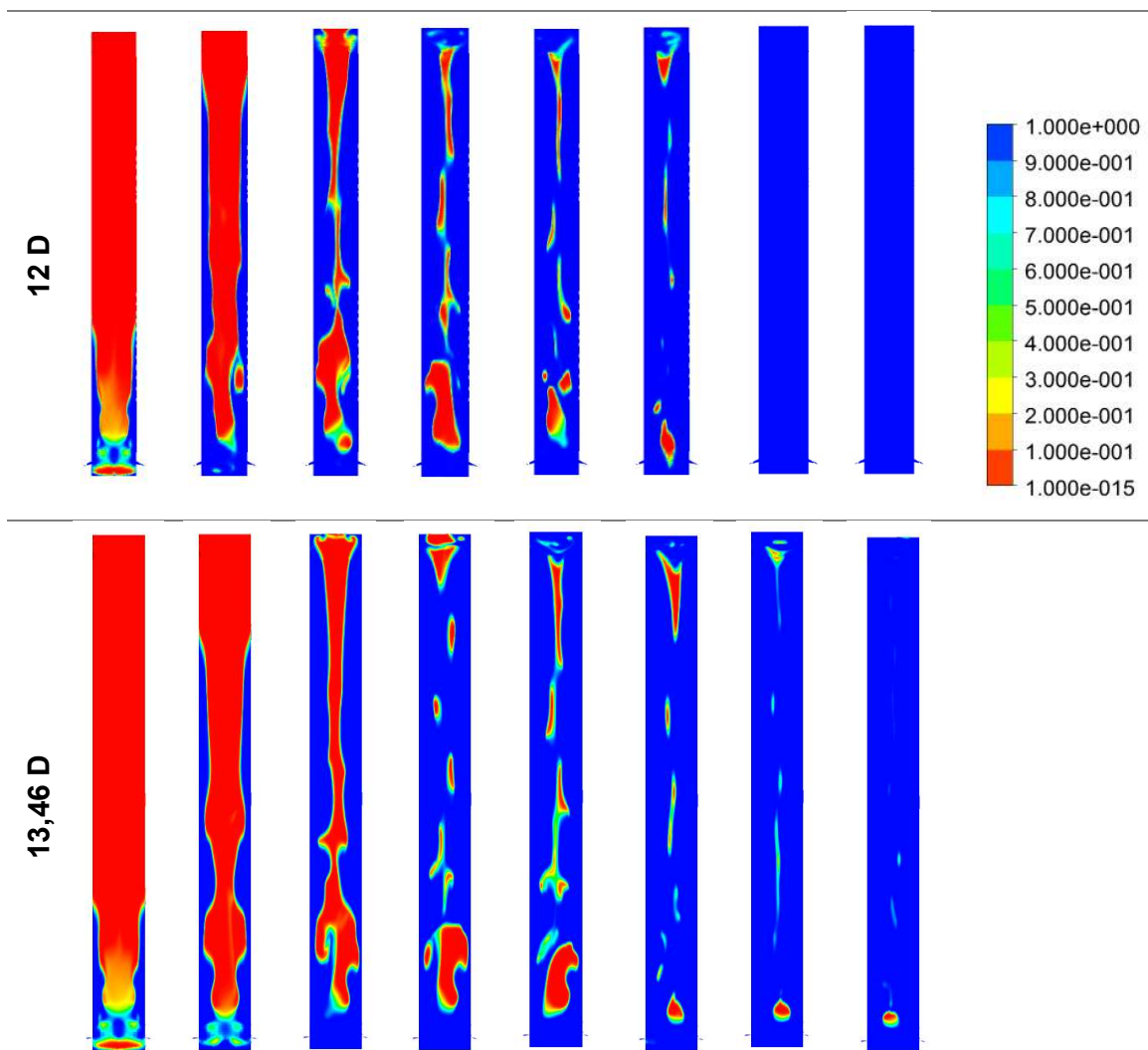


Figura 6.8 – Fração volumétrica de líquido para diferentes alturas em alguns instantes de tempo para uma velocidade de entrada de 2 m/s.

A espessura de líquido ao longo da altura da câmara ciclônica, observadas na Figura 6.8, é mostrada graficamente na Figura 6.9 com exceção da altura referente a 1 D, pois nesta condição não houve formação de filme de líquido.

A partir das Figura 6.8 e 6.9, nota-se que para a altura igual a 6 D ocorre um escoamento de filme de líquido no intervalo de tempo entre 0,4 e 0,5 s. Para o instante de tempo de 0,5 s, de acordo com a Figura 6.9 existe um filme de líquido, entretanto a variação da espessura do filme é devido a bolhas remanescentes (*vide* Figura 6.8). Para as alturas iguais a 12 e 13,46 D, o filme de líquido se manteve até o intervalo 0,3 e 0,4 s, pois no instante de 0,4 s o filme já está desestabilizado.

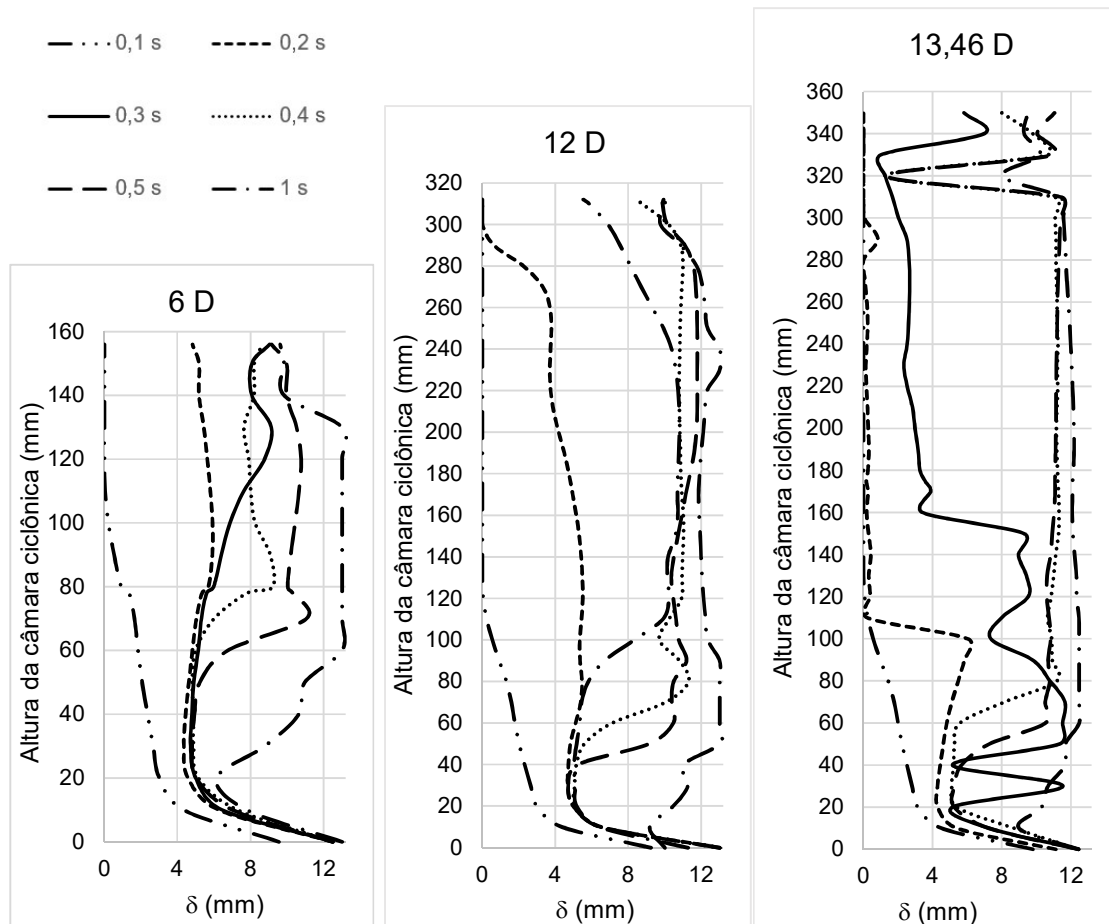


Figura 6.9 - Gráficos da variação de líquido (filme ou bolhas) ao longo da câmara ciclônica para alguns instantes de tempo para uma velocidade de entrada de 2 m/s.

A partir desses resultados, observou-se que além da altura da câmara ciclônica é preciso analisar uma faixa de velocidades operacionais para então poder estimar a melhor altura da câmara ciclônica. Assim como na análise anterior, o escoamento de filme de líquido ficou limitado ao tempo, porém para intervalos de tempo menores. Ou seja, quanto maior a velocidade do escoamento, menor precisa ser o intervalo de tempo entre a entrada do líquido e a entrada do gás para um escoamento bifásico.

Para a altura de 13,46 D com a velocidade de entrada da câmara de 1 m/s (Figura 6.2), o filme de líquido permaneceu estável até o instante de tempo de 0,5 s (equivalente a uma frequência de 2 Hz). No entanto, para a velocidade de 2 m/s (equivalente a uma frequência de 1 Hz) no instante de tempo 0,5 s o filme de líquido

já estava desestabilizado, mostrando que se faz necessário um estudo mais detalhado da estabilidade do filme em função da velocidade.

A fração volumétrica de líquido ao longo do tempo nas saídas do distribuidor para diferentes alturas (Figura 6.10), também foi avaliada para a velocidade de entrada da câmara de 2 m/s.

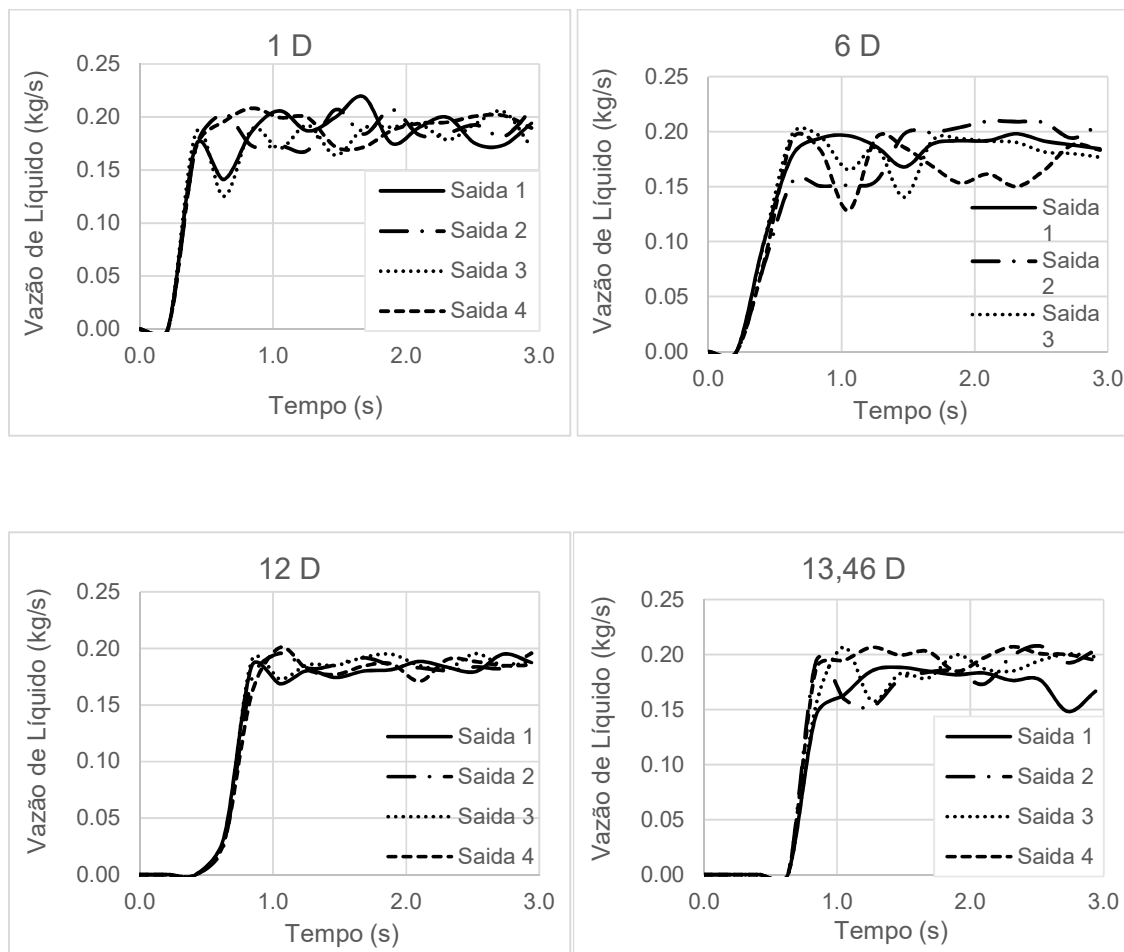


Figura 6.10 - Gráficos da fração volumétrica de líquido ao longo do tempo, nas quatro saídas para diferentes alturas para uma velocidade de entrada de 2 m/s.

Observa-se que não há uma boa concordância entre as saídas para as alturas da câmara ciclônica iguais a 6 e 12 D (erro percentual máximo de 96% - altura de 12 D). A altura de 13,46 D possui uma boa concordância na maioria dos instantes de tempo, no entanto possui erro máximo de 43%. A distribuição da fração volumétrica de líquido nas saídas para a velocidade de entrada de 1 m/s teve a altura de 12 D com

os menores erros e a de 13,46 D com os maiores. Já para a velocidade de entrada de 2 m/s, ocorreu o inverso: os menores erros máximos estavam na altura de 13,46 D e os maiores na de 12 D.

Através do estudo realizado foi possível perceber que uma otimização da geometria é necessária para melhorar a eficiência da distribuição equitativa. É importante ressaltar que as conclusões desse trabalho são apenas para duas velocidades e avaliando apenas o escoamento bifásico inicial de um escoamento monofásico. Por isso, um estudo bifásico, com uma variação de velocidade e viscosidade é recomendado para um melhor entendimento do escoamento.

7 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho de conclusão de curso foi realizado um estudo numérico do escoamento bifásico líquido-gás vertical ascendente em um distribuidor, com auxílio de simulações numéricas tridimensionais e transientes.

O modelo de dois fluidos euleriano-euleriano não homogêneo foi utilizado, junto com o modelo de turbulência SST (Shear Stress Transport) e o esquema compressivo para a captura da interface líquido-gás. Na modelagem numérica utilizou-se o método dos volumes finitos baseados em elementos finitos através do *software* ANSYS-CFX 15.0. O modelo foi validado através de dados fornecidos pelo projeto Distribuidor

Alguns parâmetros tais como formação da espessura do filme de líquido, fração de vazio e distribuição das fases na saída do distribuidor foram analisados para duas velocidades de líquido do escoamento (1 e 2 m/s) e diferentes alturas da câmara ciclônica (1, 6, 12 e 13,46 D).

Para as velocidades de 1 e 2 m/s foi possível perceber que a altura de 6 D na câmara ciclônica é mais do que suficiente para o escoamento de filme de líquido se desenvolver. No entanto, a geometria que obteve melhor distribuição nas saídas foi a de 12 D.

Um estudo mais detalhado da influência da altura se faz necessário, analisando intervalos menores de altura como por exemplo: 2, 3, 4, 5 e 6 D. Além disso, a influência da velocidade e da viscosidade precisam ser analisadas. É importante ainda ressaltar que este foi um estudo com entrada monofásica, porém a realidade do escoamento para o distribuidor é um escoamento bifásico na entrada, que precisa ser estudado.

REFERÊNCIAS

ANSYS, Inc. ANSYS-CFX® – SOLVER THEORY GUIDE, 2015.

AZZOPARDI, B. J.; e SMITH, P. A.: **Two-Phase Flow Split At T Junctions: Effect Of Side Arm Orientation And Downstream Geometry**, Department of Chemical Engineering, University of Nottingham, Nottingham, Inglaterra (1992).

AZZOPARDI, B. J.; PURVIS, A.; e GOVAN, A. H.: **Annular Two-Phase Flow Split At An Impacting T**, Thermal Hydraulics Division, Harwell Laboratory, Didcot, Oxon, Inglaterra (1987).

BARNEA, Dvora; LUNINSKI, Y.; TAITEL, Yehuda. Flow pattern in horizontal and vertical two phase flow in small diameter pipes. **The Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 61, n. 5, p. 617-620, 1983.

DEWAN, A. **Tackling turbulent flows in engineering**. Berlin: Springer, 2011.

DO VALE, O. R. et al. VASPS installation and operation at Campos Basin. In: Offshore Technology Conference. **Offshore Technology Conference**, 2002.

FOX, R. F., MCDONALD, A. T. e PRITCHARD, P. J. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**, 6 ed. Rio de Janeiro: LTC, 2006.

HREIZ, Rainier et al. On the effect of the nozzle design on the performances of gas-liquid cylindrical cyclone separators. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 58, p. 15-26, 2014.

ISHII, M.; MISHIMA, K. Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations. **Nuclear Engineering and design**, v. 82, n. 2, p. 107-126, 1984.

ISHII, Mamoru.; Hibiki, Takashi.: **Thermo-Fluid Dynamics of Two Phase Flow**. França, 2006.

KOLEV, Nikolay Ivanov. **Multiphase flow dynamics**. Vol. 1. New York, Heidelberg, Berlin: Springer, 2005.

LEVICH, Veniamin G. et al. **Physicochemical hydrodynamics**. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-hall, 1962.

MALAMATENIOS, Ch; GIANNAKOGLU, K. C.; PAPAILIOU, K. D. A coupled two-phase shear layer/liquid film calculation method. Formulation of the physical problem and solution algorithm. **International journal of multiphase flow**, v. 20, n. 3, p. 593-612, 1994.

MALISKA, C. R.: **Transferência De Calor E Mecânica Dos Fluidos Computacional**, 2ª edição, editora LTC, Rio de Janeiro (2004).

MARTI, O.; Shoham, O.: **Unified Model For Stratified-Wavy Two-Phase Flow Splitting At A Reduced T-Junction With An Inclined Branch Arm**, Petroleum Engineering Department, The University of Tulsa, Tulsa, EUA (1997).

MARTI, O., Erdal, F., Shoham, O., Shirazi, S. and Kouba, G.: **Analysis of Gas Carry-Under in Gas-Liquid Cylindrical Cyclones**, paper, University of Tulsa (1996).

MENTER, F.R.: Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, **AIAA-Journal.**, 32(8), pp. 1598 – 1605 (1994).

MORANDIN, Marcelo L. **Modelagem de um Filme Líquido Sob a Ação Combinada dos Campos Centrífugo e Gravitacional de Forças: Hidrociclones**. 1999. 155 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Departamento de Energia, Universidade Estadual de Campinas, Campinas (1999).

NINAHUANCA, H. E. M. et al. Characterization of the liquid film flow in a centrifugal separator. **AIChE Journal**, 2016.

NINAHUANCA, Hans EM et al.: **Study Of The Nozzle Diameter Influence In The Fluid Dynamics Of A Cylindrical Hydrocyclone Separator**. IV Journeys in Multiphase Flows, Campinas, São Paulo, Brasil (2015).

NINAHUANCA, Hans. M. **Caracterização do escoamento na Câmara de Expansão de um Separador Ciclônico**. 2014. 198 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Departamento de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, Brasil, 2014.

OFUCHI, E. M.: **Desenvolvimento de um método para correção de curvas de desempenho em bombas centrífugas operando com fluidos viscosos**. 2015. Dissertação, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba.

OFUCHI, E. M., Genaro, J., Stel, H., Franco, A., Augustus, M., Estevam, V. and Morales, R.: **Estudo Numérico Do escoamento Com Superfície Livre em um Hidrociclone**. 3º Encontro Brasileiro sobre Ebulição, Condensação e escoamentos Multifásicos, Brasil (2012).

OFUCHI, E., Stel, H., Franco, A., Genaro, J. and Morales, R.: **Numerical Study of the Free Surface Flow in a Centrifugal Gas-Liquid Separator**. International Mechanical Engineering Congress & Exposition IMECE2012, ASME, Houston, Texas, USA (2012).

ROSA, E., França, F. and Ribeiro, G.: **The Cyclone Gas-Liquid Separator: Operation and Mechanistic Modeling**. Journal of Petroleum Science and Engineering, Brasil (2001).

ROSA, E., Morandin, M., Dias, S. and França, F.: **Liquid Film Motion Under The Action of Gravitational and Centrifugal Fields**. ENCIT, Brazil (1996).

SANT'ANNA, F.: **Simulação Numérica do escoamento na Câmara de Expansão do Separador Líquido-Gás VASPS**. Trabalho de Conclusão de Curso, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Brasil (2010).

SHOHAM, Ovadia. **Mechanistic modeling of gas-liquid two-phase flow in pipes**. Richardson, TX: Society of Petroleum Engineers, 2006.

STORTI, F. C., **Estudo Experimental da Eficiência de Separação da Câmara de Expansão do Separador VASPS** Tese de Doutorado em Engenharia. Universidade Estadual de Campinas, Brasil (2013).

TAITEL, Yehuda; BORNEA, Dvora; DUKLER, A. E. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. **AIChE Journal**, v. 26, n. 3, p. 345-354, 1980.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. **A first course in turbulence**. Cambridge: The MIT press, 1972.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKRA, W. **An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method**. 2. ed. Harlow: Pearson Education Limited, 2007.

WILCOX, D. C. **Turbulence modeling for CFD**. 2. ed. Anaheim: DCW Industries, 2000.

ZWART, Philip J. et al. Simulation of unsteady free-surface flow around a ship hull using a fully coupled multi-phase flow method. **Journal of marine science and technology**, v. 13, n. 4, p. 346-355, 2008.