



UNIVERSIDADE DA BEIRA INTERIOR
Engenharia

Estudo Paramétrico da separação de fases num escoamento bifásico turbulento numa Junção em T considerando efeitos gravitacionais

Henrique Pedro Coutinho Mendes

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Aeronáutica
(Ciclo de estudos integrado)

Orientadores:

Prof. Doutor André Resende Rodrigues da Silva

Prof. Doutor Francisco Miguel Ribeiro Proença Brójo

Covilhã, Outubro de 2014

Agradecimentos

Gostaria de agradecer em primeiro lugar aos meus orientadores, Professor Dr. André Resende Rodrigues da Silva e Professor Dr. Francisco Miguel Ribeiro Proença Brójo pelo constante acompanhamento e por todos os conhecimentos e experiências compartilhadas durante a elaboração da presente dissertação e ao longo do meu curso na Universidade da Beira Interior.

Quero também expressar um reconhecimento especial à minha família, agradecer ao meu pai pela inspiração, à minha mãe pelo apoio, à Mariana pelo amor e paciência e a todos os meus restantes familiares e amigos chegados que me acompanharam nesta etapa importante.

Por último e mais importante, quero deixar um grande abraço ao meu irmão Gustavo por ter feito parte da minha vida, pelos momentos inesquecíveis que partilhou comigo e por me ter mostrado o que é ser verdadeiramente forte.

Resumo

Foram estudados numericamente na presente dissertação alguns dos principais aspectos a avaliar na separação de fases numa tubagem em T para um escoamento bifásico do tipo “bubbly” considerando efeitos gravitacionais.

O trabalho apresenta inicialmente uma breve revisão bibliográfica acerca dos artigos já desenvolvidos do presente tema, conceitos-base e parâmetros de avaliação na análise a este tipo de junções. São também apresentadas as equações e modelos que governam o sistema do escoamento bifásico ar-água ao longo de uma junção em T de secção retangular, assim como as condições impostas no trabalho computacional utilizando o código comercial FLUENT, sob licença da ANSYS. Apesar de ser sucintamente descrito o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ RNG, é utilizado na simulação o modelo $k - \omega$ SST e as suas devidas considerações.

No final são feitas as variações dos parâmetros propostos a nível da constituição do fluido, como o diâmetro das gotas da fase dispersa e a nível das condições impostas, como por exemplo a variação da razão de extração do ramal lateral da tubagem. Os resultados da separação de fase obtidos para estas variações são comparados com valores apresentados por outros autores e é feita a sua discussão.

Conclui-se por um lado que a consideração da aceleração gravítica não tem efeitos preponderantes nos parâmetros de saída da tubagem, mas sim na distribuição interna dos fluidos. Por outro lado, confirma-se que tanto com o aumento do diâmetro das gotas da fase dispersa como com o aumento da razão de extração do ramal lateral é melhorado o efeito de separação de fase neste tipo de junções.

Palavras-chave: escoamento bifásico, escoamento ar-água, separação de fases, junção em T.

Abstract

The main aspects of the phase separation of a two-phase “bubbly” flow through a T-junction considering gravitational effects have been researched.

This document initially presents a brief resume of already written papers concerning this thematic, as well as basic concepts in the evaluation of the analysis regarding this type of junctions. It’s also presented the governing equations and models of this air-water two-phase flow through a rectangular cross-section area as well as the input conditions of the numerical simulation using commercial code FLUENT, under ANSYS licensing. Despite being presented the $k - \varepsilon$ RNG turbulence model, it’s applied the $k - \omega$ SST for this numerical simulation.

In the end, it’s made an assessment of the results given by the variation of fluid and flow properties, such as the diameter of air bubbles and the extraction rate, also known as liquid taken off, from the side outlet. The phase separation results are compared with available data from other authors and their discussion is made.

The main conclusions are that the gravitational effects do not significantly change the outcome parameters but are important in the internal fluid’s display. In the other hand, it’s also confirmed that increasing the diameter of the air bubbles as well as the extraction rate of the side outlet improve the phase separation phenomena in this type of junctions.

Keywords: two-phase flow, air-water flow, phase separation, T-junction.

Índice

Resumo.....	3
Abstract	4
Lista de Figuras.....	7
Lista de Tabelas	8
Nomenclatura.....	9
PARTE I	12
I.1.Introdução.....	12
I.1.1.Junções em T.....	15
I.1.2.Avaliação do desempenho da junção em T.....	17
I.2.Objectivos de investigação.....	19
I.3.Estrutura da dissertação	20
PARTE II	21
II.1.Problema em Estudo.....	21
II.2.Formulação do problema.....	22
II.2.1.Equações de governo	22
II.2.2.Modelação.....	24
II.2.3.Modelação computacional.....	27
II.2.4.Modelos de turbulência	29
II.3.Modelo numérico.....	35
II.3.1.Geometria	35
II.3.2.Malha	36
II.3.3.Condições fronteira.....	37
II.3.4.Descrição das simulações.....	38
II.3.5.Critérios de convergência.....	38
II.3.6.Critérios de avaliação	39
PARTE III. Resultados.....	40
III.1. Análise da solução numérica.....	40
III.1.1. Convergência do processo iterativo.....	40
III.1.2. Estudo de independência de malha.....	42
III.2.Fenómeno de separação de fase	43
III.2.1.Velocidade de saída	43
III.2.2.Distribuição da separação da fase gasosa.....	44

III.2.3.Caudais mássicos.....	47
III.2.4. Fração volúmica da fase gasosa nas saídas da tubagem.....	48
III.2.5.Discussão da separação de fase	48
III.3. Resultado das variações das simulações propostas.....	49
III.3.1.Característica do fluido	49
III.3.2.Característica do escoamento.....	51
Parte IV. Conclusão	53
Referências.....	54

Lista de Figuras

Ilustração 1 - Exemplo de mapa de escoamento bifásico em tubagens horizontais [14].....	13
Ilustração 2 Padrões de escoamentos em tubagens horizontais [16]	14
Ilustração 3 - Ilustração de uma junção em T	15
Ilustração 4-Ilustração de uma junção em T horizontal com inclinação do "branch"	15
Ilustração 5 -Ilustração da Junção em T em estudo [25].	21
Ilustração 6-Domínio computacional da geometria em estudo em CATIA V5 R19	35
Ilustração 7- Malha da junção em estudo (3D).....	36
Ilustração 8- Zoom da Malha gerada dos elementos na vizinhança da junção (esquerda) e Distribuição dos elementos na fronteira entrada ou inlet (direita).....	36
Ilustração 9 - Gráfico de evolução dos valores dos resíduos ao longo das iterações feitas pelo modelo ao atingir convergência.....	41
Ilustração 10 - Distribuição de velocidade u (direção vertical) para as condições de II.3.3. incluindo a aceleração gravítica	44
Ilustração 11 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa em $Z = 0$	44
Ilustração 12 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa em $Z = 1W$	45
Ilustração 13 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa em $Z = 2W$	45
Ilustração 14 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa para as cotas apresentadas sem aplicação da aceleração gravítica obtida pelos autores de [25]	46
Ilustração 15 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa em $Z=0$, $Z=1W$ e $Z=2W$ sem acção da aceleração gravítica nas condições de II.3.3.	47

Lista de Tabelas

Tabela 1 - Exemplos de trabalhos experimentais e numéricos desenvolvidos sobre junções em T (por ordem cronológica).....	17
Tabela 2- Resumo das condições-fronteira do problema.....	37
Tabela 3 – Resumo das Simulações numéricas efetuadas.....	38
Tabela 4 - Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para as condições de II.3.3. incluindo aceleração gravítica.....	41
Tabela 5 – Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para as condições de II.3.3. incluindo aceleração gravítica para a malha 2.....	42
Tabela 6 - Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para as condições de II.3.3. incluindo aceleração gravítica para a malha 3.....	42
Tabela 7 - Resultados do modelo numérico para as velocidades de saída nas condições de II.3.3. incluindo aceleração gravítica.....	43
Tabela 8 - Resultados dos autores para os caudais mássicos de saída no artigo em estudo [25].....	47
Tabela 9 - Resultados obtidos pelos autores para as frações volúmicas de saída nas condições de II.3.3. [25].....	48
Tabela 10 - Resultados do modelo numérico para as frações volúmicas de saída nas condições de II.3.3 incluindo aceleração gravítica.....	48
Tabela 11 - Resultados obtidos pelo autores para os caudais mássicos de saída para diferentes diâmetros de gotas da fase dispersa para razão de extração de 0.38 [25].	50
Tabela 12 - Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para diferentes diâmetros de gotas da fase dispersa incluindo aceleração gravítica para razão de extração de 0.38.....	50
Tabela 13 - Resultados obtidos pelos autores para as frações volúmicas de saída para diferentes diâmetros de gotas da fase dispersa para razão de extração de 0.38 [25].	50
Tabela 14 - Resultados do modelo numérico para as frações volúmicas de saída para diferentes diâmetros de gotas da fase dispersa incluindo aceleração gravítica para razão de extração de 0.38.....	51
Tabela 15 - Resultados obtidos pelos autores para os caudais mássicos de saída para diferentes razões de extração [25].....	51
Tabela 16 - Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para diferentes razões de extração incluindo aceleração gravítica.	52

Nomenclatura

A	Área
D_1	Diâmetro da tubagem circular à entrada ou “inlet” de uma junção em T
D_3	Diâmetro da tubagem circular na saída lateral ou “branch” de uma junção em T
D_ω	Difusão cruzada
d_B	Diâmetro das gotas da fase dispersa
f_Y	Propriedade de movimento
F	Força
F_1, F_2	Funções de mistura no modelo $k - \omega$
g	Aceleração gravítica
H	Altura da tubagem retangular
G_k	Geração de energia cinética turbulenta dado aos gradientes de velocidade média
I	Tensor unitário
k	Energia cinética turbulenta
\dot{m}	Caudal mássico
\dot{m}_{inlet}	Caudal mássico do ramal de entrada ou “inlet”
\dot{m}_{run}	Caudal mássico do ramal de saída principal ou “run”
\dot{m}_{branch}	Caudal mássico do ramal de saída secundário ou “branch”
p	Pressão estática
P	Pressão média comum
ΔP_{12}	Queda de pressão do escoamento da entrada ou “inlet” para o ramal de saída principal ou “run”
ΔP_{13}	Queda de pressão do escoamento da entrada ou “inlet” para ramal de saída secundário ou “branch”
t	Tempo
U	Velocidade média distribuída
u_i	Velocidade
v	Componente da velocidade
\vec{e}_x	Coordenada cartesiana na direção x
S	Magnitude da taxa de deformação
S_{mass}	Quantidade de movimento mássico
W	Dimensão da largura da seção retangular da tubagem
x_i	Posição
Y_k	Dissipação da energia cinética turbulenta devido à turbulência

Y_ω	Dissipação da taxa de dissipação específica devido à turbulência
Z	Cotas da tubagem na direção z

Símbolos gregos:

α	Fração volúmica
α^*	Coefficiente de correção para baixos números de Reynolds
γ	Intensidade de valor indefinido por unidade de massa
Γ	Propriedade indefinida por unidade de volume
Γ_k	Difusidade efectiva da energia cinética turbulenta
Γ_ω	Difusidade efectiva da taxa de dissipação específica
δ_{ij}	Delta de Kronecker
ε	Taxa de dissipação turbulenta
μ	Viscosidade dinâmica
μ_t	Viscosidade turbulenta
ν	Vetor velocidade
ρ	Densidade do fluido
σ_k	Número de Prandtl turbulento para a energia cinética turbulenta
σ_ω	Número de Prandtl turbulento para a taxa de dissipação específica
∇	Operador vetorial
$\bar{\tau}$	Tensor das tensões
ϕ	Propriedades do escoamento
$\bar{\phi}$	Valor médio das propriedades do escoamento
ϕ'	Flutuação das propriedades do escoamento
ω	Taxa de dissipação específica

Subscritos

A	Área
B	Referente a gotas ou “bubbles”
1	Ramal de entrada ou “inlet”
2	Ramal de saída principal ou “run”
3	Ramal de saída lateral ou secundário ou “branch”
F	Fase Fluida
g, G	Fase gasosa
i	Variáveis instantâneas

k	Numeração de fase
l, L	Fase líquida
m	Propriedades da mistura de fases
$mass$	Massa
p	Fase de partículas
t	Carácter turbulento de uma propriedade
V	Volume
$x; y; z$	Vectores de direcção

Acrónimos

CFD	Computational Fluid Dynamics
RANS	Reynolds-Averaged Navier Stokes
RNG	Re-Normalization Group
PC SIMPLE	Phased Coupled Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
SST	Shear-Stress Transport

PARTE I

I.1.Introdução

O escoamento simultâneo de gases e líquidos ocorre numa grande gama de equipamento industrial, desde tubagens de grande diâmetro na indústria de produção petrolífera a microcanais que podem ser empregues em componentes electrónicos de refrigeração. Em muitos desses exemplos é necessária a divisão do escoamento em dois ou mais canais, facto este motivado por restrições de volume ou de requisitos de cada processo. Com a expansão industrial de extração de combustíveis fósseis para plataformas offshore e para centrais de extração no leito marítimo há uma necessidade crescente na eficiência de separadores. Ainda assim é dado destaque a mecanismos ou fenómenos que obtenham grande eficiência e simultaneamente simplicidade.

Para escoamentos simples, constituídos por uma única fase, existem equações empíricas que permitem aos engenheiros analisar e projectar várias aplicações. O caso de escoamentos bifásicos, por outro lado, apresenta vários desafios como o elevado número de variáveis, pormenores de distribuição, tipo de regime e condições fronteira.

Existem dois tipos principais de mecanismos de separação de diferentes fases ou espécies: separação com recurso à força gravítica e separação centrífuga. Um terceiro mecanismo, de grande interesse, é a separação de fases ao longo de uma junção em T. É de salientar que é bastante limitada a informação útil e as metodologias de projecto e análise são de difícil acesso dada a conexão desta área de investigação com indústrias concorrentes de geração energética.

Trabalhos desenvolvidos nas últimas décadas mostram que apesar de se conseguirem obter valores de eficiência de separação de gases elevados para determinadas configurações de junções e de condições de fronteira, esta separação é muito sensível ao regime de escoamento de entrada.

As medições experimentais publicadas são limitadas a aplicações especiais a pequenos diâmetros ou a uma orientação específica do braço lateral [1-4] ou a microcanais ou microtubagens [5-8]. Mais recentemente têm sido feitos estudos experimentais tendo em conta o tipo de regime de escoamento [9-13].

Uma das formas de caracterização de um escoamento é feita pela sua aparência visual, também relacionada com o seu comportamento, tanto para o caso de este ser separado (“stratified”), misturado ou disperso (“dispersed”). A esses tipos de escoamentos chamam-se padrões de escoamentos ou regimes de escoamento. Um padrão de escoamento descreve a distribuição geométrica das fases existentes, as suas velocidades, entre outros factores.

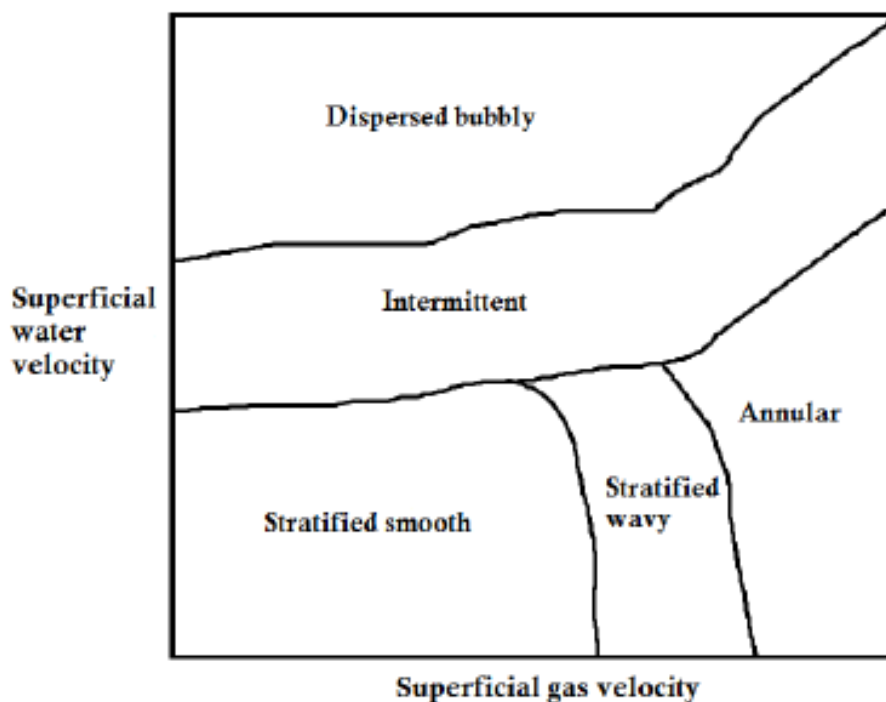


Ilustração 1 - Exemplo de mapa de escoamento bifásico em tubagens horizontais [14]

Nos dois extremos da Ilustração 1 encontram-se os tipos de escoamentos: disperso e separado. Como exemplo de escoamento separado distinguem-se o escoamento estratificado e o escoamento anelar. No primeiro, para baixas velocidades é verificada a separação da fase líquida e da fase gasosa. O gás dirige-se para o topo da tubagem e o líquido para o fundo da tubagem, sendo separados por uma interface intacta. Assim sendo, o líquido e o gás estão completamente estratificados neste regime. Para o escoamento anelar o líquido forma uma película contínua em forma de anel em redor do perímetro da tubagem. A interface entre o anel líquido e o núcleo gasoso pode ser perturbada localmente sob forma de ondas de pequenas amplitudes e podem estar dispersas nesse núcleo algumas gotas.

O escoamento disperso é por outro lado um escoamento onde uma fase é globalmente distribuída como partículas sólidas ou bolhas noutra fase contínua.

O principal regime de escoamento disperso é o tipo “bubbly”, no qual as bolhas de gás estão dispersas no líquido com uma grande concentração na metade superior da tubagem. Quando as forças de corte são dominantes, as bolhas tendem a dispersar-se uniformemente na tubagem [15].

Existem também vários tipos de regime intermédios, sendo um deles o escoamento ondulado ou estratificado-ondulado, que se pode obter com o aumento da velocidade da fase gasosa num escoamento estratificado. Neste, são formadas ondas na interface e na direcção do escoamento. A amplitude das ondas torna-se considerável e depende da velocidade relativa entre as duas fases. No entanto as cristas destas ondas não conseguem atingir o topo da tubagem. As ondas atingem as laterais da tubagem e deixam portanto películas de líquido na parede depois da passagem da ondulação.

Podem ainda surgir escoamentos menos estratificados, nos quais as ondas presentes na interface entre as fases aumentam o suficiente para atingir o topo da tubagem. Este regime é caracterizado por ondas intermitentes de grande amplitude com ondas de menor amplitude entre elas. Ondas de maior magnitude contêm internamente frequentemente bolhas. Este escoamento pode ser ainda dividido em duas subcategorias: escoamentos “plug” e “slug”.

No escoamento “plug” as bolhas gasosas de pequenas dimensões começam-se a agregar e formam uma longa bolha, designada por “plug”. No caso do escoamento “slug”, os diâmetros das bolhas alongadas tornam-se semelhantes em tamanho.

De uma forma geral, o efeito da separação é maior para escoamentos estratificados e menor para escoamentos do tipo “slug” e anelar.

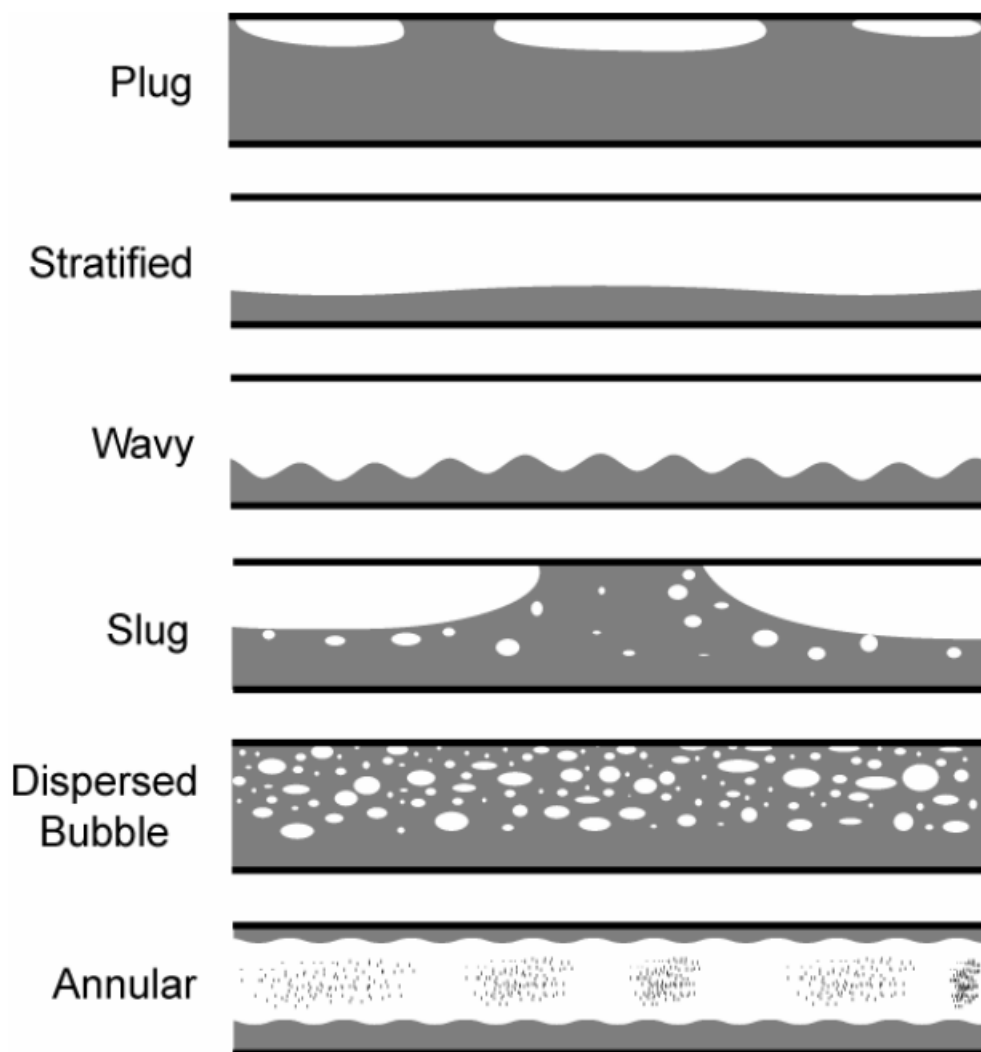


Ilustração 2 - Padrões de escoamentos em tubagens horizontais [16]

I.1.1. Junções em T

A geometria base deste tipo de junções, apresentada na Ilustração 3, consiste em três principais fronteiras numa tubagem de formato em T. Estas podem-se nomear como a entrada do escoamento ou “inlet” e duas saídas, mais concretamente “run” (saída no sentido axial do escoamento de entrada da tubagem) e o “branch” (braço da tubagem disposto perpendicularmente ao sentido do escoamento de entrada).

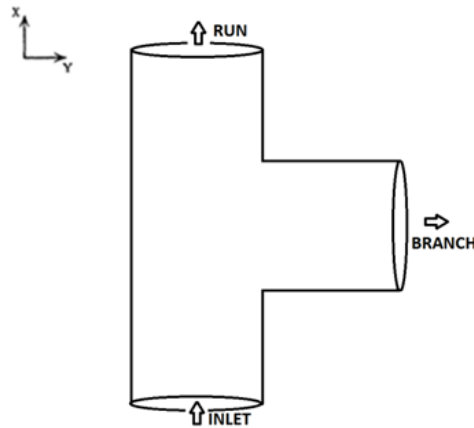


Ilustração 3 - Ilustração de uma junção em T

Adicionalmente têm surgido vários estudos tendo em conta uma certa configuração e associação de junções em T, desde junções em T em série [17,18], e nesse contexto duas junções em série nas quais foi feito o estudo do impacto da distância entre estas para a separação de fases [19] e ainda junções em T colocadas paralelamente [20].

Quanto à sua disposição existem já inúmeros artigos relativos à disposição horizontal desta junção e a variação da inclinação do “branch” tanto para montante ou jusante [1,2], como se pode ver na Ilustração 4, e quanto à verticalidade do “branch” [21,22] no sentido ascendente e descendente [23].

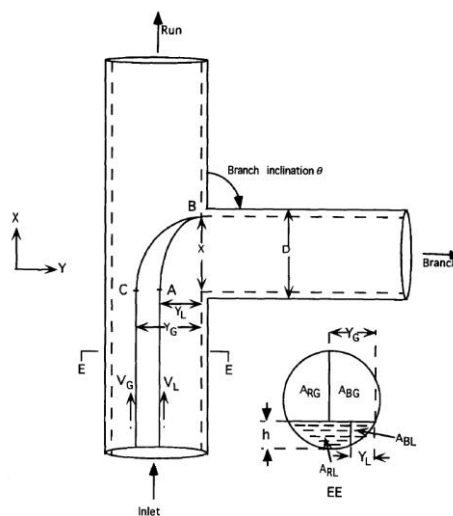


Ilustração 4-Ilustração de uma junção em T horizontal com inclinação do "branch"

Outra possível configuração da junção em T em estudo é na disposição vertical [24-28,32]. É exemplo desses estudos o desenvolvido por M.R.Davis e B.Fungtamasan [28]. Neste sentido o escoamento bifásico disperso é introduzido na parte inferior da tubagem e é dividido em duas saídas.

Em vários artigos já mencionados, como [25], foi referido que com o aumento da razão de extração imposta (fração mássica do escoamento de entrada que extraída pelo “branch”) aumenta também a fração de ar que entra no mesmo. Outros autores, tal como [5] consideraram também que a influência da razão entre o diâmetro do “branch” e da entrada D_3/D_1 é dos aspectos mais importantes na divisão do escoamento e que numa junção em T reduzida, $D_3 < D_1$, a separação das fases era muito mais pronunciada.

Vários autores concluem que a orientação da tubagem principal (“inlet” e “run”) não exerce uma grande influência no comportamento da redistribuição. Tanto o autor Seeger [29] como o Hwang [30] mencionaram que os dados apresentados por Saba & Lahey [31] numa junção em T horizontal se assemelhavam bastante com os de Honan & Lahey [32] de uma junção em T vertical. Aparentemente, as diferenças inerciais entre as fases têm um impacto mais evidente na separação de fases do que os efeitos gravitacionais [4,34], excepto no caso de inclinação do “branch”[1,2].

Assim sendo, foi utilizado e analisado o artigo “Two phase flow through T-Junctions” de R.I.Issa e P.J.Oliveira (1993) [25] para validação numérica do algoritmo descrito na presente dissertação.

Este artigo engloba um escoamento bifásico de ar-água com um tipo de padrão de escoamento “bubbly” que percorre uma junção em T vertical com um braço horizontal com ausência de efeitos gravitacionais. Neste estudo teórico e numérico foram analisadas a separação de fase, as distribuições de velocidade, tamanho de bolhas da fase dispersa, frações volúmicas, entre outras características. Esse escoamento disperso com bolhas de diâmetro médio de 1mm é introduzido na parte inferior da tubagem e é dividido em duas saídas. Quanto à modelação da turbulência é utilizado pelos autores o modelo $k - \varepsilon$ RNG.

Um ponto a salientar neste artigo é que a secção desta junção em T é retangular e não circular como na maior parte dos estudos desenvolvidos até agora.

Repare-se que este artigo é validado pelo estudo experimental de M.Popp and D.W.Sallet: “Experimental investigation of one- and two-phase flow through a tee-junction” (1983) [26]. No referido artigo, devido à ausência de informações, R.I.Issa e P.J Oliveira assumiram um determinado leque de condições. É portanto lógica a escolha de analisar e confirmar os resultados obtidos na presente dissertação com os obtidos por estes autores.

As principais conclusões retiradas deste estudo foram que uma maior porção de gás penetra na tubagem lateral, como verificado em tantas outras experiências já citadas [30]. A quantidade de gás que circula para o “branch” aumenta com o aumento da fração volúmica e com o aumento da velocidade de entrada da mistura. No entanto, já foi correlacionado também que o padrão de entrada do escoamento e a separação do escoamento afectam severamente esta quantidade de fase gasosa que é dirigida para o braço lateral.

Este artigo foi seleccionado pelo interesse que representa para a análise da influência da ausência da aceleração gravítica nos resultados obtidos comparando com os constatados no presente trabalho onde são contemplados efeitos gravitacionais.

São apresentados na Tabela 1 alguns dos principais trabalhos desenvolvidos sobre este assunto.

Tabela 1 - Exemplos de trabalhos experimentais e numéricos desenvolvidos sobre junções em T (por ordem cronológica)

Autores	Posição		Fluidos	D_3/D_1	Regime	Fluido extraído
	Branch	Run				
Honan & Lahey (1981) [32]	H	V	A/W	1.0	Sl	A
Saba & Lahey (1984) [31]	H	H	A/W	1.0	Sl	A
Seeger, Reimann & Muller (1986) [29]	H/V	H	A/VA/W	1.0	St,B,An	A
R.I.Issa & P.J.Oliveira (1993) [25]	H	V	A/W	1.0	B	A
Hwang, Soliman & Lahey (1998) [30]	H	H	A/W	1.0	Sl	A
Wang & Shoji (2002) [3]	H	V	A/W	1.0	C	A
Wren & Azzopardi (2004) [18]	V	H	A/W	1.0	St,An	A
Das, Das & Azzopardi (2005) [10]	H	H	A/W	1.0	St	A
Mak, Omebere-Iyari & Azzopardi (2006) [4]	H	V	A/W	1.0	An	A
Dionissios Margaris (2007) [21]	V	H	A/W	0.25	Sl	A
Wang, Wu, Zehng, Guo, Jun & Chi (2008) [27]	V	H	O/W	1.0	St	O
He, Wang, Huang (2011) [13]	H	H	N/W	1.0	Sl,An	N

Legenda:

Posição: H - Horizontal; V - Vertical

Fluidos: A- Ar; O-Óleo; N – Nitrogénio; W – Água (“water”)

Regimes: An-“Annular” flow; B-“Bubbly” flow ; C-“Churn” flow; Sl- “Slug” flow; St-“Stratified” flow ;

Os trabalhos referenciados na tabela servem como base de estudo para a confirmação de alguns dados relativamente ao modelo numérico em estudo, tendo em conta os aspectos de desempenho apresentados seguidamente.

I.1.2.Avaliação do desempenho da junção em T

Para o estudo numérico do escoamento numa junção em T é fundamental definir à partida as variáveis de entrada do problema e alguns conceitos-base.

Mecanismo de separação

O mecanismo de separação pode ser compreendido se analisarmos as forças principais que controlam este fenómeno físico. Estas forças podem ser enumeradas da seguinte forma:

Forças gravíticas: Caso se verifique, por exemplo, algum tipo de inclinação no “branch”, as forças gravíticas actuantes na fase líquida tendem a forçar o líquido a escoar a favor ou contra o “branch” dependendo se este estiver disposto de forma descendente ou ascendente, respectivamente. Este facto é verificado tanto para junções em T regulares como para junções em T de reduzidas dimensões.

Forças de inércia/Efeito de tempo de deslocação: A quantidade de movimento axial da fase líquida tende a forçar o escoamento líquido na direcção axial e a evitar a abertura do braço. O líquido que não entra na secção transversal ao escoamento segue para jusante pelo ramal principal.

Queda de pressão: Em toda a extensão da bibliografia analisada sabe-se que as fases não se distribuem igualmente na junção e que existem quedas de pressão significativas ao longo da tubagem [33]. Neste contexto é vital referenciar que há já vários modelos empíricos que prevêem a queda de pressão para ΔP_{13} (a queda de pressão da entrada 1 para a saída 3 da junção) e ΔP_{12} (a queda de pressão da entrada 1 para a saída 2 da junção) como para uma mistura ar-água numa junção em T horizontal [23]. No que toca a trabalhos experimentais, foram feitos estudos para vários tipos de junções em T para a mesma queda de pressão, tal como em junções em T, junções em Y e junções em Y de 135° [35]. O aumento deste diferencial de pressão promove o escoamento da fase líquida para o ramal secundário.

É de referenciar que em vários estudos experimentais foram analisadas diferentes formas de medir a referida queda de pressão ao longo da tubagem recorrendo a sondas [28]. Assim, podemos distinguir três métodos: Através de manómetros do tipo fluido/fluido, de subtracção de sinais a partir de dois transdutores de pressão montados localmente e utilizando transdutores de pressão diferencial.

O primeiro método determina a diferença de pressão através da diferença de altura manométrica sabendo a densidade do fluido. No entanto, como se trata de um conjunto de fluidos, esse valor não é conhecido. Logo este método não pode ser utilizado no nosso problema.

O segundo método é o único que consegue cumprir o seu objectivo se for exigida uma resposta rápida. O problema mais notório é que sinais de diferentes instrumentos, sendo medidos e sequencialmente subtraídos aumentam significativamente o erro.

Finalmente o método através de transdutores de pressão diferencial apresenta ser a melhor solução, sendo que estes têm uma sensibilidade e tempo de resposta bastante apropriados.

Parâmetros do escoamento numa junção em T

Velocidade de entrada ou saída

Esta variável indica a velocidade, v , junto da fronteira de entrada ou “inlet” e que é extremamente condicionante a todo o processo de separação ou junto das fronteiras de saída ou “outlets” como resultado da simulação. É conhecido que a velocidade influencia o tipo de padrão de escoamento e para o caso de escoamentos do tipo “bubbly”, o aumento de velocidade tende a reduzir o tamanho das bolhas e a tornar o escoamento o mais disperso possível [6]. No que toca a separação das fases na junção em T, o aumento da velocidade favorece a separação e redireccionamento da fase gasosa para o ramal secundário ou “branch” [1,4].

Fração volúmica de entrada ou saída

Este aspecto representa a quantidade de volume de cada fase num conjunto do volume total do escoamento, isto é, do somatório dos volumes da fase líquida e gasosa.

$$\left(\alpha_{g\,inlet}\right)_V = \frac{V_{g\,inlet}}{V_{g+l\,inlet}} \quad (1)$$

Neste caso é apresentada a definição de fração volúmica da fase gasosa na fronteira de entrada.

É possível no entanto fazer uma correlação semelhante mas referente à secção transversal do escoamento, isto é à área que cada uma das fases ocupa num corte transversal.

$$\left(\alpha_{g\,inlet}\right)_A = \frac{A_{g\,inlet}}{A_{g+l\,inlet}} \quad (2)$$

Caudal mássico do escoamento de entrada ou de saída

O caudal mássico é um parâmetro físico crítico para o estudo deste problema. Este pode ser definido por:

$$\dot{m} = \rho \cdot v \cdot A \quad (3)$$

Sendo ρ a densidade do fluido, v a velocidade desse fluido numa superfície de área A .

Este indica a massa da substância ou fase (com o seu valor respetivo de densidade) que atravessa uma dada superfície por unidade de tempo.

No contexto deste problema o caudal mássico global (de ambas as fases) extraído pelas saídas é denominado por razão de extração. Este, juntamente com o diâmetro das gotas da fase gasosa são na verdade os principais parâmetros utilizados para a avaliação do desempenho da junção em estudo.

I.2.Objectivos de investigação

Na presente dissertação pretende-se modelar numericamente o escoamento de dois fluidos específicos com um respetivo padrão de escoamento ao longo de uma tubagem de junção em T e em condições pré-determinadas. Este estudo será essencial para investigar qual a influência dessas mesmas condições nos parâmetros de avaliação de uma junção em T, nomeadamente o diâmetro das gotas da fase gasosa e razão de extração, ambas características descritas por autores como cruciais na separação de fase [25].

Para além disso, este estudo irá também contemplar e comparar resultados obtidos do modelo com acção e com ausência da aceleração gravítica, confirmando assim as declarações de alguns autores mencionados quanto à influência deste parâmetro para a separação de fases.

I.3. Estrutura da dissertação

Este documento encontra-se organizado em quatro capítulos principais, designadas doravante como partes. Na primeira parte, o primeiro subcapítulo consiste numa apresentação sucinta do interesse no estudo deste tipo de tubagens nas mais variadas áreas de conhecimento e é de seguida apresentada uma revisão bibliográfica sumária relativamente a alguns estudos já desenvolvidos, incluindo o trabalho numérico-experimental que serve como inspiração, base de trabalho e finalmente como elemento de validação do ponto de investigação desta dissertação. Para além disso é iniciada a contextualização de alguns dos fenómenos envolvidos num escoamento bifásico e na sua separação de fases.

A segunda parte é referente correspondente ao modelo matemático. Nesta, o primeiro subcapítulo apresenta o conjunto de considerações a ter em conta na particularização do nosso caso em estudo e os respetivos critérios de avaliação deste tipo de tubagens. O segundo subcapítulo formula as equações base da mecânica de fluidos que se aplicam neste problema e que o governam. Adicionalmente são apresentados os diferentes tipos de aproximações à modelação numérica na análise de escoamentos multifásicos, tipos de algoritmos ou “solvers” e de que forma é considerada a turbulência nesta aplicação.

O modelo numérico, constituído pela geometria em estudo, a malha computacional de análise e as condições de fronteira consideradas, são detalhados no terceiro subcapítulo desta segunda parte, bem como a descrição das simulações efetuadas.

Os principais resultados obtidos são discutidos na terceira parte, por sua vez subdivida em 3 tópicos. No primeiro, a qualidade da solução numérica, isto é, a convergência do seu processo de iteração e estudo de independência de malha. No segundo tópico são analisados os resultados dos principais parâmetros do escoamento simulado segundo as condições de [25] com a adição da aceleração gravítica. Por último, os resultados das simulações propostas no capítulo II.3.4 são apresentados em III.3 onde é simultaneamente discutida a importância da variação dos parâmetros em estudo no desempenho da junção em T.

Finalmente são listadas as principais conclusões a reter deste trabalho e simultaneamente é feita uma avaliação crítica aos resultados obtidos.

PARTE II

II.1.Problema em Estudo

O presente trabalho é referente ao escoamento bifásico turbulento ao longo de uma junção em T, no qual pretende-se estudar efeitos da variação de condições referentes ao fluido e referentes ao escoamento.

Considerações iniciais

No estudo teórico-numérico citado anteriormente [25] foi analisada uma tubagem em T vertical, com um braço lateral em 90°. Esta tubagem tem uma secção retangular com largura de 25mm (W) e uma altura de 100mm (H) na qual os comprimentos dos braços são de 250mm (10W) para o braço 2 e 3 e de 125mm (5W) para o braço 1. Esta tubagem é representada na Ilustração 5.

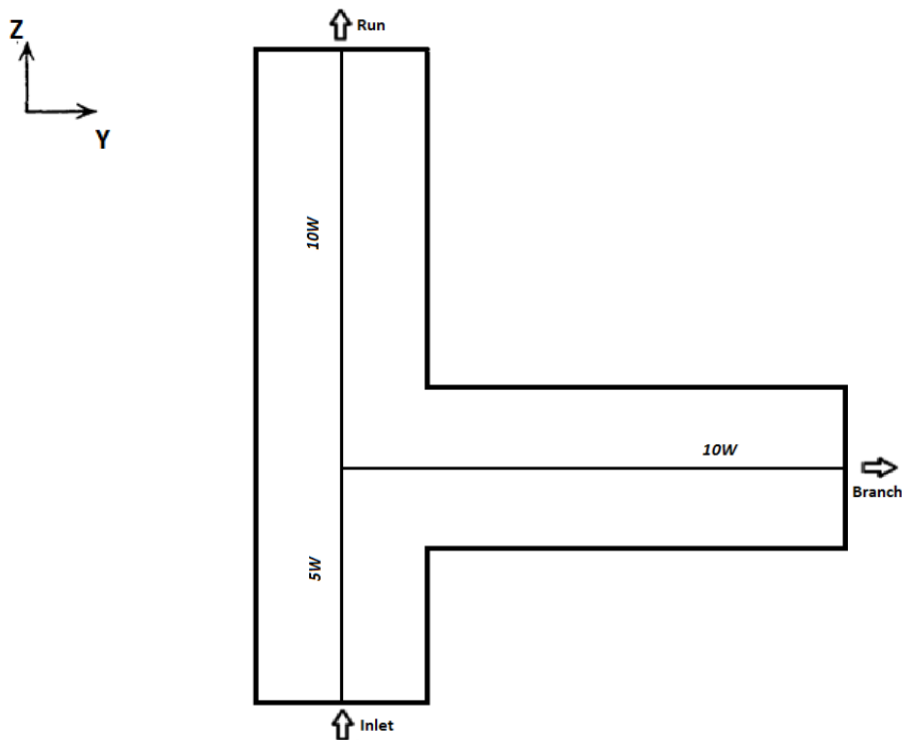


Ilustração 5 -Ilustração da Junção em T em estudo [25].

II.2. Formulação do problema

Neste capítulo são formulados os conceitos físico-matemáticos para modelar o problema em estudo. O modelo será resolvido a partir dos princípios de conservação de massa, quantidade de movimento e consequentemente pelas equações de Navier-Stokes.

II.2.1. Equações de governo

As equações de governo em que a dinâmica de fluidos computacional (CFD) se baseia são na verdade uma formulação matemática das conhecidas leis da física para escoamentos, nomeadamente: lei da conservação de massa e a lei de conservação da quantidade de movimento.

Sabemos que da interacção de dois corpos de matéria com diferentes valores de uma certa propriedade, satisfazendo uma lei de conservação, resultam, em geral, efeitos de transferência de propriedade de um corpo para o outro, de tal modo que o corpo exibindo menor valor da propriedade tende a aumentar esse valor à custa da diminuição da quantidade da propriedade noutro. Esses efeitos de transferência são conhecidos por fenómenos de transporte e as equações de conservação, dado que incluem também esses efeitos, são por isso muitas vezes apelidadas de equações de transporte. Geralmente reserva-se “conservação” para massa e utiliza-se “transporte” para quantidade de movimento e energia [36].

Considere-se uma propriedade qualquer por unidade de volume Γ , digamos, com uma intensidade por unidade de massa γ , isto é $\Gamma = \gamma\rho$, em que ρ é a massa específica. Para massa temos $\gamma = 1$, para quantidade de movimento será $\gamma = \vec{v}$, onde \vec{v} é o vector velocidade e para energia cinética $\gamma = \frac{1}{2}v^2$, com $v = |\vec{v}|$.

No exemplo do caso da propriedade em estudo ser a quantidade de movimento, f_γ corresponderá à resultante das forças aplicadas, pois, de acordo com a 2ª lei de Newton (variação da quantidade de movimento igual à resultante das forças aplicadas), forças são os entes com capacidade para alterar o valor da propriedade quantidade de movimento.

Para uma relação integral da conservação da propriedade $\rho\gamma$ seja válida independente da escolha do volume de controlo arbitrário, pode-se escrever:

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\gamma\vec{v}) = \rho f_\gamma \quad (4)$$

Em que ∇ representa o operador vectorial

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial}{\partial z} \vec{e}_z \quad (5)$$

Escrito em coordenadas cartesianas, sendo $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ os versores das direcções x, y, z .

II.2.1.1. Conservação da massa

A equação de conservação da propriedade massa específica pode ser obtida diretamente da relação geral expressa na equação 4 fazendo $\gamma = 1$.

Assim sendo e supondo que a massa se conserva, para um sistema de coordenadas inercial, a equação para a conservação de massa, ou equação da continuidade, pode ser descrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (6)$$

Onde \vec{v} é o vector da velocidade do escoamento e se considerarmos o fluido incompressível, isto é ρ é constante, a equação torna-se:

$$\nabla \cdot (\vec{v}) = 0 \quad (7)$$

II.2.1.2. Conservação da quantidade de movimento

A conservação da quantidade de movimento para um sistema de coordenadas inercial, considerando o fluido newtoniano, é descrita pela equação seguinte:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \vec{g} \quad (8)$$

Onde p representa a pressão estática e \vec{g} a aceleração gravítica. O tensor das tensões $\bar{\tau}$ é dado por:

$$\bar{\tau} = \mu \left[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} I \right] \quad (9)$$

Onde μ é a viscosidade dinâmica e I o tensor unitário. O segundo termo do lado direito da equação anterior corresponde ao efeito da dilatação volumétrica.

Podemos simplificar agora a equação 8 na seguinte igualdade:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla \vec{v}) + \rho \vec{g} \quad (10)$$

Escrevendo as equações 8 e 10 para as três coordenadas obtêm-se três igualdades conhecidas como as equações de Navier-Stokes. Estas traduzem, por um lado, para a unidade de volume de um fluido newtoniano em escoamento, um balanço entre produto da sua massa pela correspondente aceleração e, por outro lado, o conjunto das forças de corpo, de pressão e de atrito viscoso a que a mesma se encontra sujeita.

A necessidade de utilizar mais equações como a equação de energia e equações de modelação turbulenta depende da natureza de cada escoamento.

II.2.2. Modelação

Para a análise de simulações de escoamentos bifásicos existem vários métodos e esquemas. Como anteriormente referido, modelar um escoamento multifásico é bastante complexo. Para além disso, em estudos numéricos existem várias limitações como tempo e poder de computação entre outros. Estas inúmeras limitações favoreceram o aparecimento de diferentes modelos independentes e adequados a cada caso particular. Seguidamente são apresentados alguns desses modelos.

II.2.2.1. Euler-Langrange

Numa visão Euleriana-Langrangiana são seguidas partículas singulares, podendo ser tanto uma partícula sólida como uma bolha de fase gasosa ou fluida. As equações de conservação são resolvidas para a fase contínua e a fase correspondente da partícula é seguida resolvendo as equações de movimentos de cada partícula. Podemos observar isso pelas seguintes equações:

$$\frac{\partial \alpha_f \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_f \rho_f v_f) = S_{mass} \quad (11)$$

$$\frac{\partial \alpha_f \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_f \rho_f v_f) = \alpha_f \nabla p - \alpha_f \nabla \cdot \tau_f - S_p + \alpha_f \rho_f g = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial v_p}{\partial t} = \sum F \quad (13)$$

Onde α é a fração volúmica, S_{mass} é um termo de quantidade de movimento mássico que existe pelas trocas de quantidade de movimento entre as fases, F representa a força e os subscritos f e p são as fases fluido e de partículas, respectivamente [37].

É de notar que este tipo de modelo utiliza a informação do escoamento ao nível da partícula e que é portanto muito dispendioso em termos computacionais. Para diminuirmos o custo

computacional podemos optar por analisar um agregado de partículas. No entanto esta aproximação é ainda bastante complexa e portanto conclui-se que a modelação do tipo Euleriana-Lagrangiana é adequada a escoamentos dispersos mas preferencialmente muito diluídos, isto é para valores baixos de fração volúmica da fase dispersa.

II.2.2.2. Euler-Euler

Em modelos Euler-Euler todas as fases são tratadas como contínuas. Por esta razão, estes são por vezes designados por modelos multi-fluidos e daí a sua utilização na presente dissertação. Este tipo de modelos são apropriados para modelos separados onde ambas as fases podem ser descritas como um escoamento contínuo. No entanto aproximações Euler-Euler podem também ser usadas para modelos dispersos quando é do nosso interesse controlar o movimento de partículas individuais. Para descrevermos o movimento de escoamentos dispersos a fração volúmica deve ser elevada. A junção entre as múltiplas fases do mesmo escoamento é feita através de uma pressão partilhada e de coeficientes de intercâmbio. Em adição às equações de transporte normais também é resolvida a equação de transporte para a fração volúmica de cada fase, sendo que o somatório das frações volúmicas das fases constituintes deve ser igual a um. São apresentadas seguidamente as equações de governo de um modelo bifásico para duas fases consideradas como contínuas.

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k U_k) = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k U_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k U_k U_k) = -\alpha_k \nabla P - \alpha_k \nabla \cdot \tau_k + \alpha_k \rho_k g_k + S_k = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k U_k) = 0 \quad (16)$$

Em que U é a velocidade média distribuída e P é a pressão média comum às diferentes fases. O subscripto k é referente à fase definida com essa mesma numeração. [37].

Tanto na visão Euleriana-Lagrangiana como na Euleriana-Euleriana, é necessário modelação para descrever a fase dispersa. A solução mais simples e talvez mais utilizada é de descrever a fase dispersa como partículas esféricas que mantêm um diâmetro constante ao longo de todo o regime de escoamento. No entanto uma das principais limitações desse modelo é a mudança de forma ou tamanho da gota dado à coalescência ou ao rompimento das mesmas, factos muito comuns em escoamentos “bubbly”.

Inseridos neste tipo de modelação podemos encontrar três sub-modelos que são apresentados seguidamente:

Modelo Mistura

O modelo “mixture” é uma versão simplificada do modelo Euler-Euler. Tal como no modelo Euler-Euler ambas as fases são tratadas como um escoamento contínuo e mutuamente penetrante mas no modelo de mistura as equações de transporte são baseadas em propriedades mistas como velocidade e viscosidade da mistura, entre outras. De forma a controlarmos as diferentes fases, a equação de transporte da fração volúmica é também solucionada. Que seja claro no entanto que as fases podem estar a velocidades diferentes, utilizando o conceito de velocidade “slip”, isto é, a o valor da diferença das velocidades das fases.

Modelo “Volume of fluid”

Outra forma de aproximação à modelação de um escoamento multifásico é através do método “Volume Of Fluid”(VOF). Este pode enquadrar-se no pensamento Euler-Euler onde todas as fases são tratadas como contínuas mas diferencia-se de todas as outras aproximações porque este considera as fases como não penetrantes entre si. O modelo VOF analisa a interface entre as duas fases através de uma função indicadora da sua concentração num dado volume finito, podendo esta função ter o valor zero (quando essa fase analisada não está presente) ou um (quando só está presente essa mesma fase no volume de controlo). Por sua vez, quando a interface entre as fases está presente nesse volume de controlo a função indicadora, que indica no fundo as propriedades da fração volúmica, pode assumir o intervalo de valores entre o zero e um. As equações de transporte são resolvidas para propriedades de mistura não tendo em conta a velocidade “slip” o que significa que se assume que todas as variáveis são partilhadas entre as fases. Para obter uma linha de interface bem definida a discretização da já referida função indicadora é crucial e propõe se a resolução das seguintes equações [37]:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m v) = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial \rho_m v}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m v v) = -\nabla P + \nabla \cdot \tau + \rho_m g + S = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha v) = 0 \quad (19)$$

Onde $\rho_m = \sum \alpha_k \rho_k$. O subscrito m refere-se as propriedades de mistura. Em suma, dado que a grande capacidade do método VOF é de rastrear a interface entre as fases este é mais adequado a escoamentos com interfaces claras e delimitadas como o escoamento estratificado ou “plug”.

Modelo Euleriano

Este modelo permite a modelação separada dos fluidos ainda que eles interajam entre si. Isto significa que as fases primária e secundária são tratadas como contínuas e separadas já que as equações da quantidade de movimento são resolvidas para cada fase.

A descrição de um escoamento bifásico contínuo interpenetrante neste modelo incorpora o conceito de fração volúmica por fase, como apresentado no capítulo 1.1.2. Partindo deste conceito podemos escrever que o volume de uma fase V_k é definido por:

$$V_k = \int_V \alpha_k dV \quad (20)$$

Onde

$$\sum_{k=1}^n \alpha_k = 1 \quad (21)$$

Com base na pesquisa efetuada ao longo deste trabalho, foi concluído que este seria um modelo bastante apropriado para o tipo de escoamento proposto, onde a fase dispersa está bastante “diluída” e com densidade bastante inferior à fase principal.

II.2.3. Modelação computacional

As equações de governo de escoamento apresentadas no II.2.1 são equações diferenciais parciais e não lineares. Estas podem ser resolvidas analiticamente apenas para casos simples. Para escoamentos reais, onde a complexidade da sua análise é bastante mais acentuada, devemos recorrer a métodos numéricos para transformarmos as equações referidas em aproximações algébricas. Em dinâmica de fluidos computacional, aproximações numéricas das soluções para as equações de governo são obtidas pelo uso de computadores.

Para a discretização das equações de transporte existem várias técnicas, entre as quais o Método de Volumes Finitos, Método de Elementos Finitos, Método de Diferenças Finitas, Método de Elementos Espectral, entre outros.

Podemos destacar o principal método para a discretização das equações de transporte que serão seguidamente inseridas em códigos CFD como o Método de Volumes Finitos, onde o domínio computacional é dividido em volumes de controlo e onde são aplicados princípios de conservação. Este facto garante conservação tanto na célula como no domínio global [38].

II.2.3.1. Tipos de Algoritmos

Na forma de discretização de equações de governo, a pressão e a velocidade são fortemente agregadas. Os gradientes de pressão aparecem nas equações de conservação de movimento e portanto para a resolução destas equações necessitamos da distribuição de pressão. Este aspecto não é simples uma vez que as equações de quantidade de movimento podem ser solucionadas para a velocidade sabendo a pressão, mas a quarta equação, a equação da continuidade não pode ser usada diretamente para se obter o campo de pressão. O referido facto da “interligação” entre campos de pressão e de velocidades é um obstáculo complexo que requiere a sua resolução através de códigos CFD. Para solucionar esta agregação entre a velocidade e a pressão existem dois tipos de algoritmos ou também chamados por “solvers”: “solvers” segregados e “solvers” acoplados.

Algoritmos segregados

Este tipo de “solvers” utiliza a equação de correcção de pressão. Inicialmente as equações de conservação de movimento são resolvidas usando um valor de pressão estimado. Se as velocidades resultantes não satisfizerem a equação da continuidade, o campo de pressão é atualizado com um valor corrigido a partir da equação de correcção de pressão. Com este valor atualizado de pressão, os valores de velocidades também são atualizados e assim o processo se repete de forma iterativa.

Algoritmos acoplados

Num “solver” acoplado, as equações da continuidade e de conservação de momento são resolvidas simultaneamente. Visto que o sistema discreto de todas as equações tem de ser armazenadas no mesmo instante, os requisitos de memória computacional são maiores no caso de o “solver” acoplado e leva mais tempo a completar cada “loop” de iteração. Apesar de cada iteração demorar mais tempo, também é mais eficiente a atingir convergência e portanto o número de iterações para atingir essa mesma convergência é menor num “solver” acoplado do que num “solver” segregado.[37].

II.2.3.2. Software

Para esta dissertação e solução do respetivo problema em estudo foi utilizado o programa CFD comercial “FLUENT” da marca ANSYS. A geometria foi concebida em CATIA V5 R19 e gravada no tipo de ficheiro “.stp” e foi finalmente transferida para o sistema de geração de malhas do software ANSYS.

O “solver” deste código comercial é baseado no método de Método de Volumes Finitos e oferece tanto “solvers” segregados como acoplados. Este software disponibiliza três modelos de cálculos “multifase” Euler-Euler: um modelo Euleriano, modelo de mistura e um modelo VOF.

Quanto ao problema em estudo, o FLUENT contempla três aproximações de modelação de fases dispersas em escoamentos bifásicos. É assumido por defeito que a fase dispersa tem um diâmetro constante e que pode ser definido pelo utilizador e portanto foi utilizado o modelo multifásico Euleriano.

Relativamente ao código de resolução numérica das equações que regem o escoamento ou “solver”, o FLUENT disponibiliza dois métodos, um método baseado na pressão chamado de “Pressure-Based solver” e outro baseado na densidade “ Density-Based Solver”. Estes apresentam apenas uma única diferença na abordagem usada na linearização da solução das equações discretizadas em que para o primeiro uma manipulação da equação da continuidade e da quantidade de movimento se obtêm o campo de pressão e no segundo método se obtêm o campo de densidade. Em ambos os métodos, o campo de velocidade é obtido a partir das equações de quantidade de movimento [37].

Para a realização da presente dissertação foi utilizado o método “Pressure-Based solver”, que por sua vez integra os dois tipos de algoritmos de solução para resolver as equações de governo, apresentados em II.2.3.1.

Este método baseado na pressão é aplicável para uma vasta gama de regimes de escoamento, desde escoamentos incompressíveis a baixa velocidade, a escoamentos compressíveis a alta velocidade. Outra vantagem importante deste método é de este requerer menor capacidade de armazenamento, e de permitir uma maior flexibilidade no processo de solução.

Dos vários tipos de algoritmos disponíveis nos “Pressure-Based Solvers” no código comercial FLUENT, o método de solução aconselhado para escoamentos multifásicos com o modelo Euleriano é o PC-SIMPLE (Phase Coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) por ser um método bastante robusto e vastamente utilizado. Este método é considerado como uma extensão do método SIMPLE original mas para escoamentos multifásicos e resolve as velocidades acoplando as fases, mas de uma maneira segregada [37].

II.2.4. Modelos de turbulência

A maior parte dos escoamentos reais são escoamentos turbulentos e têm portanto como características predominantes a aleatoriedade, movimento caótico e fenómenos tridimensionais. Os principais aspectos contribuintes para este facto é o número de Reynolds característico atingir valores suficientemente elevados e uma extensa gama de perturbações amplificadas que tornam este tipo de escoamentos num desafio de análise para os Engenheiros.

As variáveis instantâneas existentes nestes escoamentos variam com elevada frequência o que significa um elevado custo computacional na simulação de problemas práticos. Assim, Reynolds decompõe essas variáveis instantâneas ϕ_i como a soma do valor médio no tempo $\bar{\phi}$ com a flutuação em torno deste ϕ' .

$$\phi_i = \bar{\phi} + \phi' \quad (22)$$

Em que ϕ_i representa as várias propriedades do escoamento, nomeadamente velocidade, pressão e outras quantidades escalares. Nesta decomposição de Reynolds, o valor médio no tempo é dado por:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi_i dt \quad (23)$$

Tendo em conta que Δt é um tempo muito superior ao tempo característico das flutuações.

Aplicando a decomposição da equação 22 nas equações instantâneas da continuidade (equação 6) e da quantidade de movimento (equação 10), considerando a equação 23 e que $\bar{\phi} = \phi$, temos:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} - (\overline{\rho u_i u'_j}) \quad (25)$$

Nesta última equação, x_i e u_i correspondem à posição e à velocidade respectivamente, t ao tempo, p à pressão estática, ρ à massa específica e δ_{ij} o delta de Kronecker. As equações 24 e 25 são conhecidas por equações médias de Reynolds Navier-Stokes ou RANS. Repare-se que têm a mesma forma geral das equações Navier-Stokes instantâneas, com as variáveis do escoamento agora representadas em termos dos valores médios e no aparecimento dos termos das tensões de Reynolds, $-\overline{\rho u_i u'_j}$, termos estes representantes dos efeitos da turbulência [39].

Para escoamentos de densidade variável, as equações 24 e 25 podem ser interpretados como equações médias Favre Navier-Stokes. Este caso é presente também na flutuação do valor da fração volúmica instantânea [40].

A aproximação da modelação da turbulência média de Reynolds requer um método apropriado, sendo o mais comum o uso da hipótese de Boussinesq, que relaciona o tensor de Reynolds com os gradientes de velocidade média, dado pela seguinte equação:

$$-\overline{\rho u_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (26)$$

Na qual μ_t consiste na viscosidade turbulenta e k a energia cinética turbulenta.

A hipótese de Boussinesq é utilizada nos modelos de turbulência Spalart-Allmaras, $k - \varepsilon$ e $k - \omega$. No caso do modelo Spalart-Allmaras, apenas uma equação adicional de transporte, relativa à viscosidade turbulenta μ_t , é resolvida. Já nos modelos de turbulência $k - \varepsilon$ e $k - \omega$, duas equações adicionais de transporte são resolvidas: uma para a energia cinética turbulenta k , e a outra para a sua taxa de dissipação turbulenta ε (no modelo $k - \varepsilon$) ou para a taxa de dissipação específica ω (no modelo $k - \omega$). Adicionalmente também é calculada a viscosidade turbulenta μ_t em função de k e ε ou de k e ω .

A vantagem desta abordagem é o baixo custo computacional no cálculo da viscosidade turbulenta μ_t . A grande desvantagem é no entanto o facto de que esta hipótese assume esta mesma variável como escalar isotrópica, o que não é verdadeiro [38].

II.2.4.1. Modelo de turbulência $k - \varepsilon$ RNG

O modelo de turbulência $k - \varepsilon$ RNG foi o modelo utilizado pelos autores do artigo numérico de [25] e nesse sentido é aqui apresentando de forma sucinta.

Este modelo $k - \varepsilon$ RNG é um dos principais constituintes dos modelos do tipo $k - \varepsilon$. Outros dois tipos de modelos de turbulência $k - \varepsilon$ que podemos destacar são o modelo “standard” $k - \varepsilon$ e o modelo $k - \varepsilon$ realizável. O modelo $k - \varepsilon$ RNG é derivado das equações instantâneas de Navier-Stokes através de uma técnica chamada como método de grupo renormalização (RNG-Re-normalization group) [41]. Este modelo é semelhante ao modelo standard $k - \varepsilon$ mas com vários aperfeiçoamentos, entre eles um termo adicional na equação da taxa de dissipação turbulenta (o que melhora a exactidão de alguns resultados), a inclusão do efeito de vorticidade no cálculo (que por sua vez melhora a exactidão no estudo de escoamentos com vórtices) e a adição de uma fórmula analítica para o número de Prandtl turbulento enquanto no modelo “standard” esses valores têm que ser impostos pelo utilizador. Outra característica que torna o modelo RNG $k - \varepsilon$ mais apropriado para o estudo de um vasto leque de tipos de escoamentos é a utilização de uma fórmula diferencial da viscosidade que tem em conta efeitos de valores de Reynolds baixos, sendo esse efeito dependente do tipo de tratamento dado às regiões perto da parede [37].

As equações de transporte para o modelo $k - \varepsilon$ RNG, para o cálculo da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação turbulenta são as seguintes:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (27)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (28)$$

Nestas equações G_k representa a geração de energia cinética turbulenta dado aos gradientes de velocidade média. Sendo $C_{2\varepsilon}^*$ dado por:

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \left(\frac{Sk}{\varepsilon}\right)^3 \left(1 - \frac{Sk}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \left(\frac{Sk}{\varepsilon}\right)^3} \quad (29)$$

Na qual S é o módulo tensor médio da taxa de deformação.

Nas equações 27 e 28 a viscosidade turbulenta, μ_t , é calculada da seguinte forma:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (30)$$

Finalmente, para a resolução de 27 e 28, as constantes deste modelo de turbulência apresentam os seguintes valores:

$$C_\mu = 0,0845, \sigma_k = 0,7194, \sigma_\varepsilon = 0,7194, C_{1\varepsilon} = 1,42, C_{2\varepsilon} = 1,68, \eta_0 = 4,38, \beta = 0,012$$

Pode-se encontrar uma descrição mais abrangente da teoria RNG e do seu modelo de turbulência em [37].

II.2.4.2. Modelo de turbulência $k - \omega$ SST

Os modelos de turbulência $k - \omega$ baseiam-se na modelação das equações de transporte para a energia cinética turbulenta e a sua taxa de dissipação específica ω . Os principais modelos deste tipo são o modelo padrão e o modelo $k - \omega$ SST (Shear-Stress Transport). Numa perspectiva comparativa com o modelo $k - \varepsilon$, o modelo $k - \omega$ apresenta um melhor desempenho quanto à modelação de escoamentos junto à parede sólida com gradientes de pressão adversos. No entanto o modelo $k - \varepsilon$ era menos propício a problemas referentes à modelação de escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos. Foi futuramente sugerida a combinação entre estes dois modelos utilizando o modelo $k - \varepsilon$ na região exterior e o modelo $k - \omega$ junto à parede sólida. Foi no delinear dessa fronteira que foi desenvolvido o modelo $k - \omega$ SST [42].

O modelo $k - \omega$ SST é portanto idêntico ao modelo $k - \omega$ padrão com as seguintes modificações:

- Contempla a transição entre o modelo $k - \omega$ padrão na região interior da camada limite junto a paredes para o seu exterior para números elevados de Reynolds através do modelo $k - \varepsilon$.
- Formula de forma diferente a viscosidade turbulenta tendo em conta os efeitos de transporte das tensões de corte turbulentas principais.

É este último aspecto que oferece ao modelo $k - \omega$ SST uma vantagem distinta em termos de performance tanto do modelo $k - \omega$ padrão como do modelo $k - \varepsilon$, sendo por isso o modelo de turbulência seleccionado para a presente dissertação.

As equações de transporte para o modelo de turbulência SST são as seguintes:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (31)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (32)$$

Nestas equações G_k representa a geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade média e G_ω a geração de ω , taxa de dissipação específica.

Adicionalmente Γ_k e Γ_ω constituem a difusividade efectiva de k e ω , respectivamente. Y_k e Y_ω representam respectivamente a dissipação de k e ω causadas pela turbulência. Por último D_ω indica o termo de difusão cruzada.

Quanto à modelação das difusividades efectivas do modelo SST, estas podem ser obtidas por:

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (33)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (34)$$

Onde σ_k e σ_ω são os números de Prandtl turbulentos para k e ω .

Aqui a viscosidade turbulenta é calculada pela seguinte fórmula:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{a^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (35)$$

Na qual S é a magnitude da taxa de deformação e

$$\sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{k,1}} + \frac{1 - F_1}{\sigma_{k,2}}} \quad (36)$$

$$\sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{\omega,1}} + \frac{1 - F_1}{\sigma_{\omega,2}}} \quad (37)$$

Finalmente, α^* representa um coeficiente de correcção para baixos números de Reynolds, enquanto que F_1 e F_2 são as funções de mistura que devem assumir um valor unitário junto à parede sólida, o que activa o modelo $k - \omega$ padrão e deve ser nula num determinado espaço mais afastado da parede, activando o modelo $k - \varepsilon$.

As constantes deste modelo são dadas por:

$$\sigma_{k,1} = 1,176, \sigma_{\omega,1} = 2,0, \sigma_{k,2} = 1,0, \sigma_{\omega,2} = 1,168, a_1 = 0,31, \beta_{i,1} = 0,075, \beta_{i,2} = 0,028$$

Sendo que os restantes valores constantes são apresentados detalhadamente na referência [37].

II.3.Modelo numérico

Neste capítulo é apresentada a metodologia para a simulação da questão de investigação. Inicialmente são discutidas as geometrias e malhas criadas para a referida análise. De seguida é apresentado o conjunto de condições fronteira que caracterizam o modelo e apresentação de algumas das definições das simulações efetuadas.

II.3.1.Geometria

A geometria foi criada no software comercial CATIA V5 R19. Foi elaborado o domínio computacional com as dimensões expressas no capítulo II.1. Foi dimensionada uma secção retangular de largura de 25mm e de altura 100mm. Os comprimentos destes domínios foram também respeitados: o braço da tubagem de saídas (tanto o “run” como o braço lateral ou “branch”) de valor de 250mm, iguais a 10 vezes a dimensão da largura da tubagem e o braço da tubagem de entrada com comprimento de 5 vezes esse valor perfazendo 125mm.

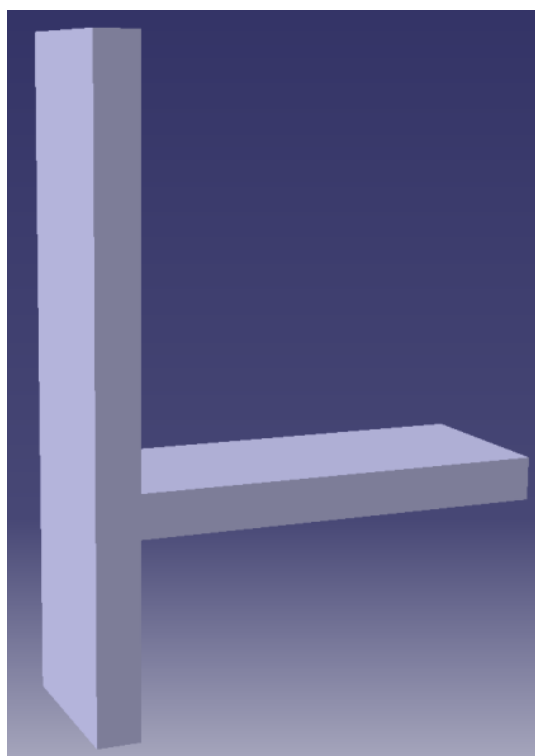


Ilustração 6-Domínio computacional da geometria em estudo em CATIA V5 R19

II.3.2.Malha

Foi utilizada uma abordagem de malhagem em estrutura de blocos com células quadradas ou hexagonais. Foram feitos refinamentos mais próximos da junção de forma a ser feita uma análise mais precisa dada as mudanças repentinas características desta região. A distribuição das células da malha está apresentada na Ilustração 7, com destaque à vizinhança da junção e à fronteira de ramo de entrada (“inlet”) na Ilustração 8.

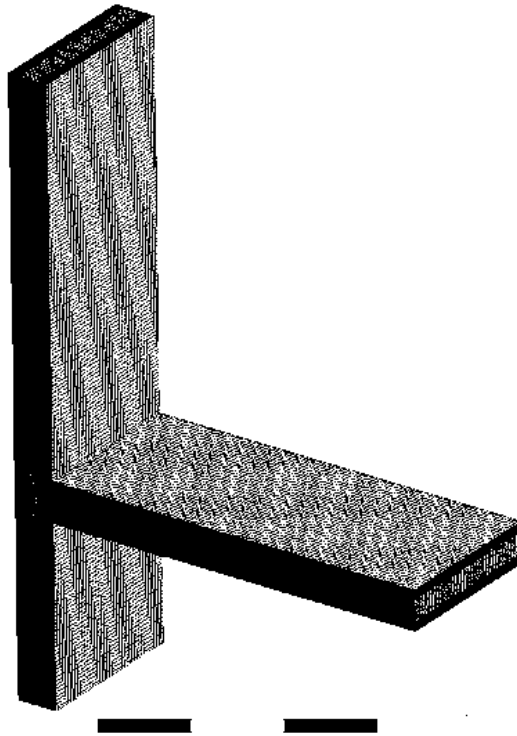


Ilustração 7- Malha da junção em estudo (3D)

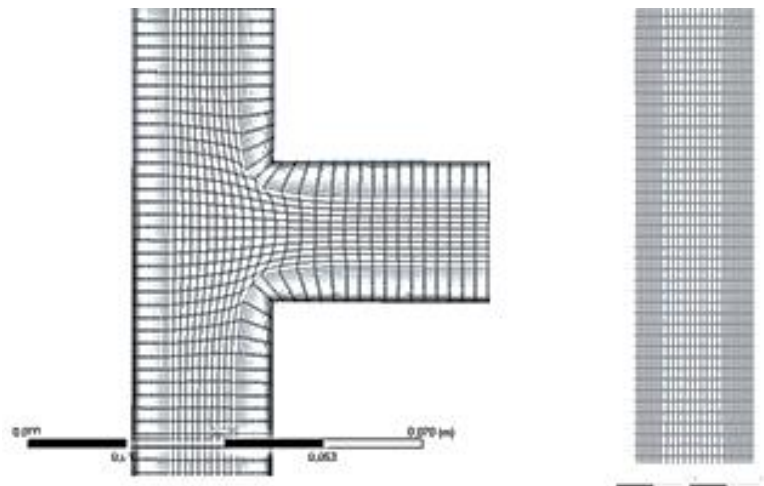


Ilustração 8- Zoom da Malha gerada dos elementos na vizinhança da junção (esquerda) e Distribuição dos elementos na fronteira entrada ou inlet (direita)

II.3.3. Condições fronteira

A velocidade e fração volúmica de entrada são conhecidas tanto para a fase líquida como para a fase gasosa no artigo em estudo [25]. Para as saídas, a divisão do escoamento pelos dois ramos é conhecida. O artigo experimental [26], no qual se baseia o estudo numérico de [25] e por conseguinte a presente dissertação, essa divisão do escoamento foi controlada pela variação de pressões às saídas dos dois ramos, mas no entanto os valores destas não foram indicados pelos autores. Assim sendo, foi imposto por R.I.Issa e P.J.Oliveira um determinado leque de condições no qual era especificada a divisão do escoamento junto às saídas.

Um resumo das condições-fronteira aplicadas no modelo numérico é apresentado na Tabela 2.

Tabela 2- Resumo das condições-fronteira do problema em estudo

Fronteira	Condição
Entrada (Inlet)	$v_L = 1.53m/s, v_G = 1.6m/s, \alpha_G = 2.08\%$
Saída horizontal (Branch)	$\dot{m}_{branch} = 80\%$ ou pressão de saída
Saída vertical (Run)	$\dot{m}_{run} = 20\%$ ou pressão de saída
Diâmetro das gotas da fase gasosa	$d_B = 1 mm$

II.3.4.Descrição das simulações

Foram feitas várias combinações para os parâmetros em estudo, tendo estes sido alterados sistematicamente de forma a investigar os seus efeitos nos resultados. Numa fase inicial, foram estudados os efeitos da variação do diâmetro das gotas da fase gasosa (característica do fluido) com o aumento proposto por R.I.Issa e P.J.Oliveira [25] de diâmetro de 3mm e de seguida com uma redução para um valor arbitrário de 0,5mm. Numa fase, foram estudados os efeitos da diferente formulação do escoamento nas saídas, i.e. pela razão de extração (característica do escoamento e não do fluido) cujos valores são os propostos pelos autores de [25] de forma a haver elementos comparativos.

Esse conjunto de combinações está resumido na Tabela 3.

Tabela 3 – Resumo das Simulações numéricas efetuadas

Simulação	Definições
Primeira parte do projeto- Estudo comparativo entre resultados de [25] e os resultados do modelo numérico incluindo a aceleração gravítica	
Segunda parte do projeto- Estudo comparativo do efeito da variação do diâmetro de gotas da fase gasosa entre [25] e resultados do modelo numérico incluindo efeitos gravitacionais	
1	Diâmetro das gotas da fase gasosa: $d_B = 3 \text{ mm}$
2	Diâmetro das gotas da fase gasosa: $d_B = 0,5 \text{ mm}$
Terceira parte do projeto- Estudo comparativo do efeito da variação da razão de extração entre [25] e resultados do modelo numérico incluindo efeitos gravitacionais	
3	$\dot{m}_{branch} = 70\%$ e $\dot{m}_{run} = 30\%$
4	$\dot{m}_{branch} = 50\%$ e $\dot{m}_{run} = 50\%$
5	$\dot{m}_{branch} = 30\%$ e $\dot{m}_{run} = 70\%$

II.3.5.Critérios de convergência

Na grande maioria dos códigos comerciais CFD, o sistema de equações algébrica é resolvido iterativamente. Ao operar os mesmos códigos existem três aspectos importantes a considerar, entre outros, e sobre esses critérios a convergência foi avaliada. O primeiro deles é para as equações normalizadas da quantidade de movimento, equação da turbulência, e frações volúmicas para cada fase, devem ter residuais monitorizados abaixo de 1×10^{-3} . No entanto, este critério não é suficiente para a validação da solução. Para alguns casos, o critério de residuais pode nunca ser cumprido apesar da validade da solução e para outros casos a solução pode estar incorrecta apesar de residuais baixos. Assim sendo, é dado um intervalo de valores residuais aceitáveis para a simulação em causa. Adicionalmente, e para uma validação mais correcta dos resultados foi averiguada também a diferença das frações de massa ou caudal mássico nas entradas e saídas do domínio que não deve exceder 1%. Por último o terceiro aspecto é que a solução numérica não se altere com iterações adicionais.

II.3.6.Critérios de avaliação

A análise de uma solução numérica pode ser realizada através da reflexão sobre um conjunto de parâmetros latentes ao processo iterativo que culminam na convergência do resultado, entre estes a consistência, a estabilidade e ainda a duração do cálculo para se atingir a convergência desejada. No entanto, o que é julgado como bons resultados depende do tipo de análise a ser feita. Por exemplo, para um estudo puramente conceptual a análise mais adequada poderá ser uma simulação de curta duração conjugada com uma compreensão básica da situação do escoamento apesar de que poderiam ser obtidos resultados mais precisos com um modelo computacional mais complexo. Este é o conceito base de performance-custo computacional de cada modelo.

Quanto à análise da precisão dos resultados ou a sua consistência foi comparada a solução obtida pela simulação com alguns valores conhecidos (como a diferença das frações do caudal mássico nas fronteiras do domínio). A componente da estabilidade numérica foi baseada tanto na dificuldade de se obter uma solução convergente (dadas as correctas informações de "input") como a mudança de resultados com a variação do número de iterações. Finalmente quanto ao terceiro critério, requisito temporal, a sua análise foi bastante directa, sendo que a solução pode ser considerada mais fidedigna e o cálculo mais adequado quanto menos tiver demorado a solução a ser atingida.

PARTE III. Resultados

Nesta parte, são apresentados os resultados da simulação e são comparados com os resultados obtidos pelos autores do artigo em estudo [25].

Em III.1. é analisada a solução numérica obtida quanto a sua convergência e à independência de malha. Na secção III.2. é discutida a previsão do fenómeno de separação de fase na junção em T, os resultados obtidos da mesma e é comprovada a validação do modelo numérico aplicado com os do problema em estudo [25]. Finalmente, no terceiro subcapítulo são apresentados os resultados das variações propostas da simulação e é feita a sua discussão.

III.1. Análise da solução numérica

Ao longo das simulações efetuadas do problema em estudo, com a ausência da aceleração gravítica foi constatada uma grande variação dos resultados obtidos, da sua convergência e da sua validação teórica. Alterando sucessivamente a malha utilizada nas simulações, o tipo de modelo turbulento ou o número de iterações foram se obtendo resultados bastante díspares. Não provando assim uma validação do artigo em estudo já que não era possível comprovar a independência de malha ou independência quanto ao número de iterações.

No entanto, ao prosseguir com a modelação-objetivo desta dissertação, com a aplicação da aceleração gravítica, a solução aproxima-se bastante dos critérios de convergência, da independência de malha, e mais importante ainda, dos resultados previstos tanto pelos autores do artigo em estudo [25] em termos dos caudais mássicos como nos mais variados artigos citados anteriormente em termos de distribuição.

Assim sendo e tendo em conta que o estudo da influência da aceleração gravítica era algo previamente proposto para esta dissertação, foi considerado este elemento teoricamente e numericamente válido não só para as variações em estudo e seus resultados, mas também para a avaliação de convergência e veracidade do presente modelo.

III.1.1. Convergência do processo iterativo

Os critérios de convergência propostos na parte anterior são globalmente verificados uma vez que os três aspectos mais importantes desta avaliação são cumpridos.

Em primeiro lugar, os residuais no decorrer das simulações do problema em estudo com a aplicação da gravidade são todos para valores menores a 1×10^{-3} , com excepção de dois residuais referentes a componentes da velocidade da fase dispersa, sendo que mesmo estes são inferiores a 1×10^{-2} , que devem ser analisados com um intervalo de valores aceitáveis como proposto em II.3.5. já que globalmente a solução convergiu como verificado na Ilustração 9.

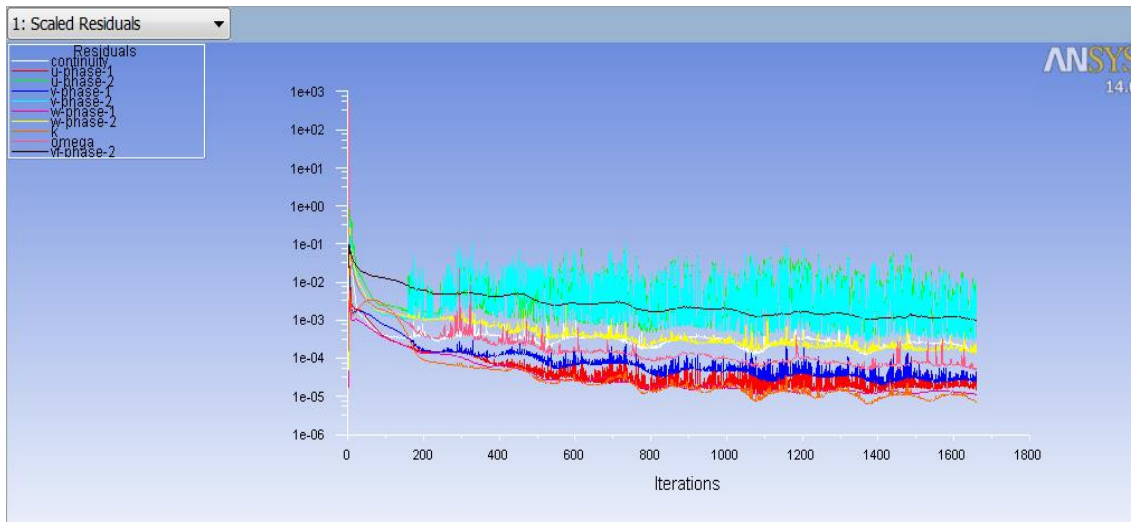


Ilustração 9 - Gráfico de evolução dos valores dos resíduos ao longo das iterações feitas pelo modelo ao atingir convergência.

Em segundo lugar foi verificada a diferença das frações de massa ou caudal mássico nas entradas e saídas do domínio. Como expresso anteriormente esta diferença não deveria exceder os 1%. Na Tabela 4 são apresentados os resultados-tipo obtidos nas simulações das condições impostas em II.3.3 e em [25] mas com a aplicação da aceleração gravítica.

Tabela 4 - Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para as condições de II.3.3. incluindo aceleração gravítica.

Fase	$\dot{m}_{inlet}/\dot{m}_{inlet}$	$\dot{m}_{branch}/\dot{m}_{inlet}$	$\dot{m}_{run}/\dot{m}_{inlet}$	$\sum (\dot{m}_{branch} + \dot{m}_{run})/\dot{m}_{inlet}$
Líquida	100%	79.47%	20.62%	100.09%
Gasosa	100%	89.79%	8.92%	98.71%

Como se pode observar, os resultados obtidos são bastante animadores já que o somatório dos caudais mássicos nas saídas da tubagem são praticamente iguais aos caudais mássicos de entrada para cada fase já que o somatório diverge de 100% apenas por 0,09% no caso da fase líquida e 1,29% na fase gasosa, que apesar de ser um pouco maior ao 1% proposto nos critérios de avaliação, ainda é um valor bastante próximo. Esta diferença pode-se justificar meramente por erros computacionais.

Para além disso, e mais importante ainda, a distribuição das fases para as diferentes saídas da tubagem é próxima da esperada como será discutido em III.2.

A questão da independência dos resultados obtidos quanto ao número de iterações não se coloca uma vez que os resultados convergem antes do número de iterações predefinido computacionalmente.

III.1.2. Estudo de independência de malha

O teste de independência de malha consiste em obter soluções numéricas que não são influenciadas pelo refinamento da malha. Para obter tal conclusão foram consideradas três malhas: a malha 1, desenvolvida para o presente trabalho e que consiste em 385264 elementos, sendo apresentada na Ilustração 7 e na Ilustração 8, a malha 2 que consiste em 408452 elementos e a malha 3 de 315700 elementos, sendo portanto a malha 2 bastante mais refinada que a malha original e a malha 3 menos refinada que ambas.

Alguns dos resultados relativos à simulação da malha 2 são apresentados na Tabela 5 e da malha 3 na Tabela 6.

Tabela 5 – Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para as condições de II.3.3. incluindo aceleração gravítica para a malha 2

Fase	$\dot{m}_{inlet}/\dot{m}_{inlet}$	$\dot{m}_{branch}/\dot{m}_{inlet}$	$\dot{m}_{run}/\dot{m}_{inlet}$	$\sum (\dot{m}_{branch} + \dot{m}_{run})/\dot{m}_{inlet}$
Líquida	100%	79.51%	20.55%	100.06%
Gasosa	100%	89.45%	9.31%	98.76%

Tabela 6 - Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para as condições de II.3.3. incluindo aceleração gravítica para a malha 3

Fase	$\dot{m}_{inlet}/\dot{m}_{inlet}$	$\dot{m}_{branch}/\dot{m}_{inlet}$	$\dot{m}_{run}/\dot{m}_{inlet}$	$\sum (\dot{m}_{branch} + \dot{m}_{run})/\dot{m}_{inlet}$
Líquida	100%	79.57%	20.57%	100.14%
Gasosa	100%	88.75%	9.65%	98.40%

No que toca à malha 3, menos refinada, obtiveram-se resultados para a separação da fase gasosa ligeiramente diferentes aos da malha original, cerca de 1.04%. O somatório de caudais de saída é também diferente entre as malhas, já que para a malha 3 o desfaseamento da totalidade é de 1.60%. Isto representa um ligeiro desvio de precisão nos resultados obtidos sendo portanto preferível seleccionar uma malha mais refinada.

Para a malha mais refinada, malha 2, os resultados obtidos são praticamente idênticos aos da malha 1, sendo que variam apenas em 0.34% para o caudal mássico da fase dispersa no ramal secundário.

Tanto a nível da convergência do processo iterativo como dos resultados obtidos podemos verificar que o refinamento da malha 1, com excepção de necessitar de um algumas iterações adicionais para atingir a convergência e de ter diferentes valores para as centésimas percentuais, não implica necessariamente a qualquer variação da divisão de fases na junção em T. Por essa mesma razão é possível afirmar que a solução numérica é independente da malha escolhida.

III.2.Fenómeno de separação de fase

Depois de comprovados os aspectos propostos inicialmente para a validação do modelo numérico, através de critérios de convergência, independência de malha e análise teórica da diferença entre os fluxos de saída e o de entrada, é pertinente esquematizar os resultados obtidos e desejados para o modelo e a avaliação destes para o fenómeno de separação de fase.

Considerando o modelo explícito anteriormente, i.e. com as condições impostas por [25] e com a consideração da aceleração gravítica, podemos constatar três dos mais importantes aspectos a avaliar numa junção em T, como descrito em I.1.2 e adicionalmente a distribuição da separação de fase.

III.2.1.Velocidade de saída

Quanto à velocidade de saída obtêm-se resultados tanto para o ramal de saída principal como o ramal de saída secundário que indicam uma redução muito significativa tanto para a fase líquida como para a fase gasosa, como apresentado na Tabela 7.

Tabela 7 - Resultados do modelo numérico para as velocidades de saída nas condições de II.3.3. incluindo aceleração gravítica

Fase	V_{branch}	V_{run}
Líquida	1.23 m/s	0.31 m/s
Gasosa	1.06 m/s	0.39 m/s

Isto era simples de prever uma vez que o percurso normal do escoamento é perturbado pelo gradiente adverso criado na lateral em que a velocidade respectiva de x (direcção vertical) aumenta repentinamente perto da junção e depois é reduzida gradualmente como observado na Ilustração 10.

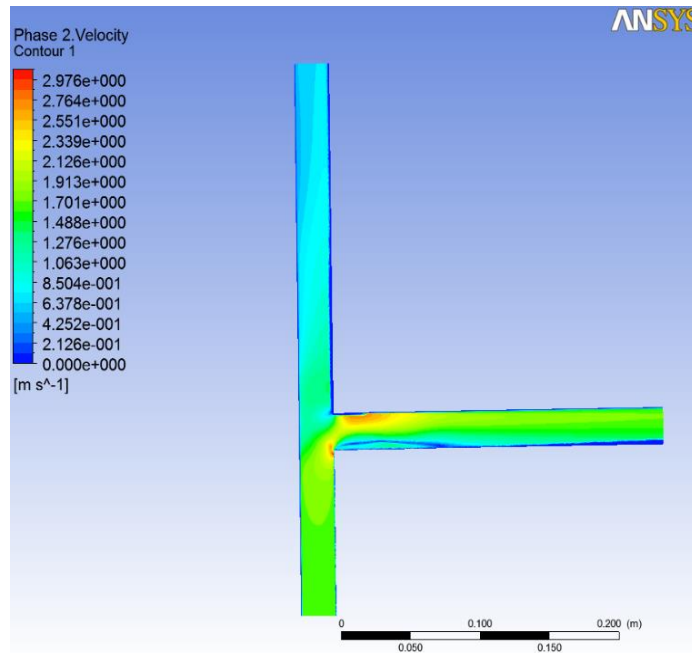


Ilustração 10 - Distribuição de velocidade u (direção vertical) para as condições de II.3.3. incluindo a aceleração gravítica

III.2.2. Distribuição da separação da fase gasosa

Quanto à avaliação da divisão da fase gasosa ao longo da tubagem pode-se definir as cotas de comparação de $Z = 0$, $Z = 1W$ e $Z = 2W$ apresentadas na Ilustração 11, Ilustração 12 e Ilustração 13 respetivamente.

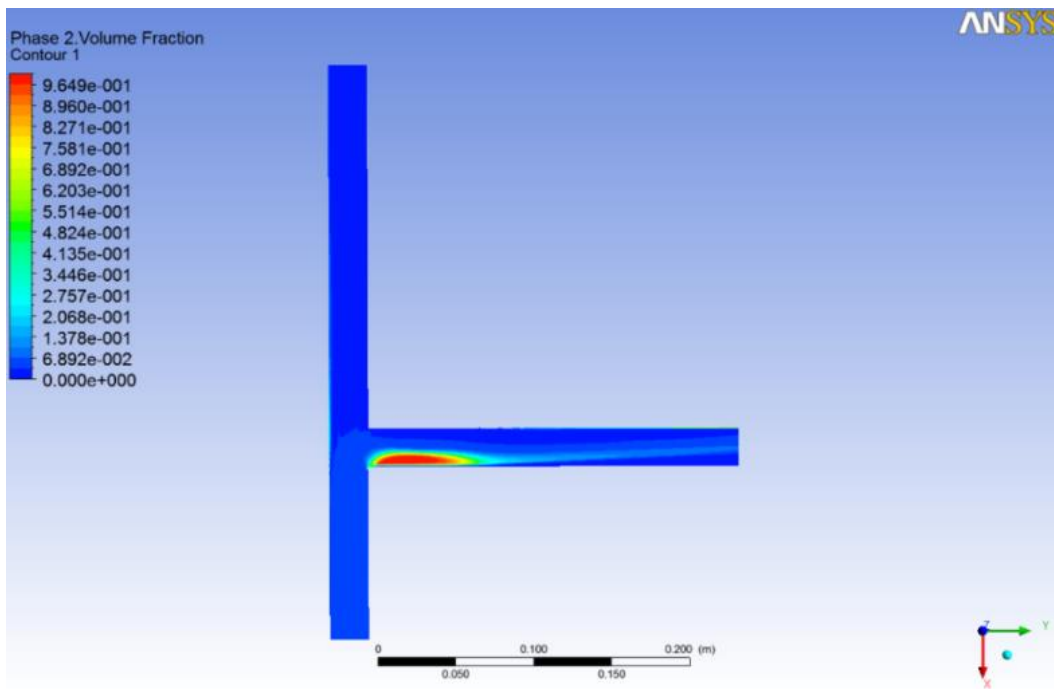


Ilustração 11 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa em $Z = 0$

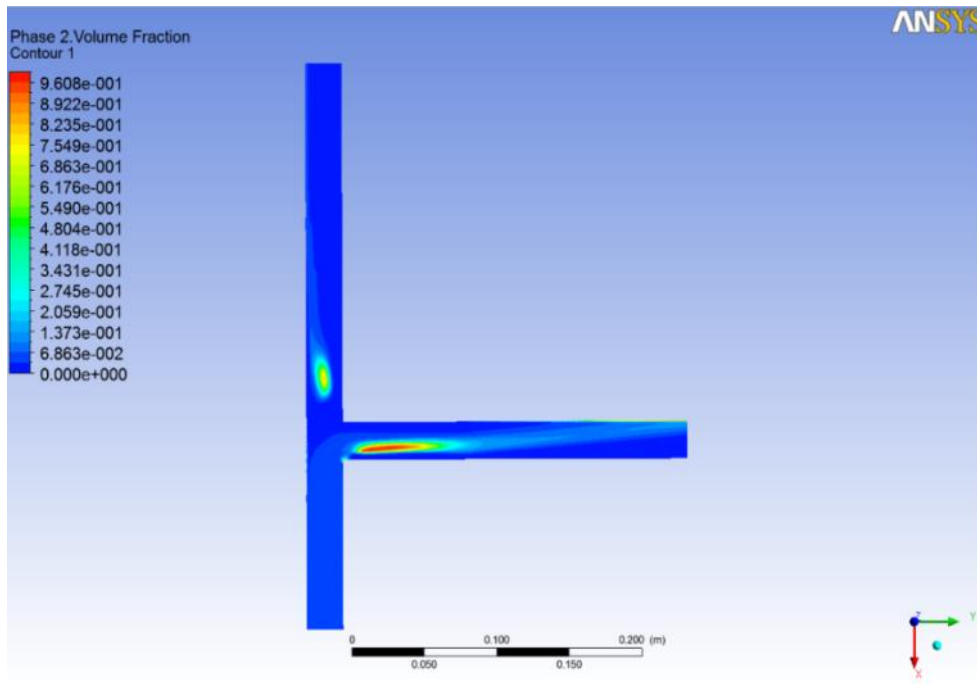


Ilustração 12 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa em $Z = 1W$

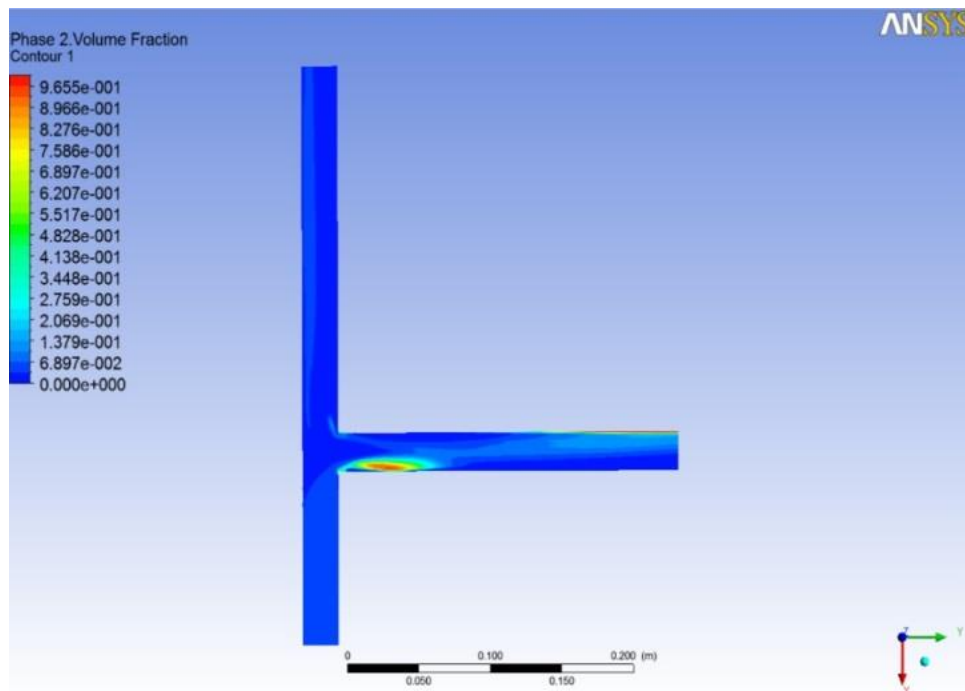


Ilustração 13 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa em $Z = 2W$

Pode-se de imediato constatar a presença de um vórtice predominante, zona de recirculação e de uma concentração elevada de ar na parede do ramal secundário mais próxima da junção, visto que é essa região que faz interface entre o escoamento natural da tubagem de entrada para o “run” (direcção x) e do escoamento de extração intensa por parte do “branch” (direcção y). Observa-se também que esse vórtice é mais intenso no interior da tubagem para a cota de $Z = 0$, onde se atingem concentrações de fração volúmica gasosa próximos dos 96%, e menos intensamente à medida que nos aproximamos da parede no sentido vertical até

valores de 89%. Estas concentrações elevadas revelam que nessas regiões encontra-se praticamente apenas a fase gasosa, podendo ser denominada como “bolsa de ar”.

No entanto observa-se também a existência de uma “bolha” de recirculação imediatamente após a junção em T e que é mais notória para a cota $Z = 1W$ e alguma concentração de ar nas paredes laterais ao longo do “run” mais evidente em $Z = 2W$. Estes dados são resultado de o aprisionamento de ar de baixa quantidade de movimento junto às paredes ou no seguimento da junção para o “run” apesar do campo adverso criado pela razão de extração.

Os resultados experimentais validados por R.I.Issa e P.J.Oliveira são apresentados na Ilustração 14.

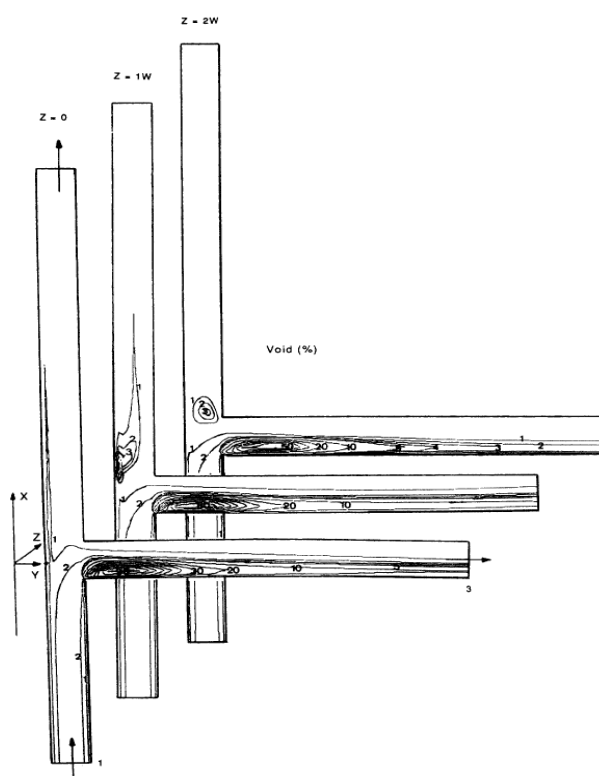


Ilustração 14 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa para as cotas apresentadas sem aplicação da aceleração gravítica obtida pelos autores de [25]

Na distribuição obtida pelos autores na Ilustração 14, são observados os mesmos aspectos referentes aos vórtices e às concentrações da fase gasosa, revelando concordância com os resultados obtidos pelo modelo numérico.

No entanto, observa-se uma diferença evidente na comparação dos resultados da Ilustração 14 com os da Ilustração 11, Ilustração 12 e Ilustração 13 que é o facto de no final do ramal secundário a fase gasosa ter maior concentração no fundo da tubagem. Este efeito é compreensível uma vez que não estão presentes efeitos gravitacionais. Os resultados apresentados pelo modelo numérico da presente dissertação mostram por sua vez a concentração de ar no “branch” no topo da tubagem (como seria de esperar visto que a fase líquida sendo mais densa concentra-se no fundo da tubagem). Isto acontece porque a gravidade actua contrariamente à inércia do escoamento e induz os fluidos do ramal de saída secundário a estratificarem-se.

De forma a se verificar unicamente a correção do modelo e a comparação com os dados de [25] são apresentados na Ilustração 15 as distribuições da fração volúmica gasosa na tubagem obtidas com a ausência de gravidade.

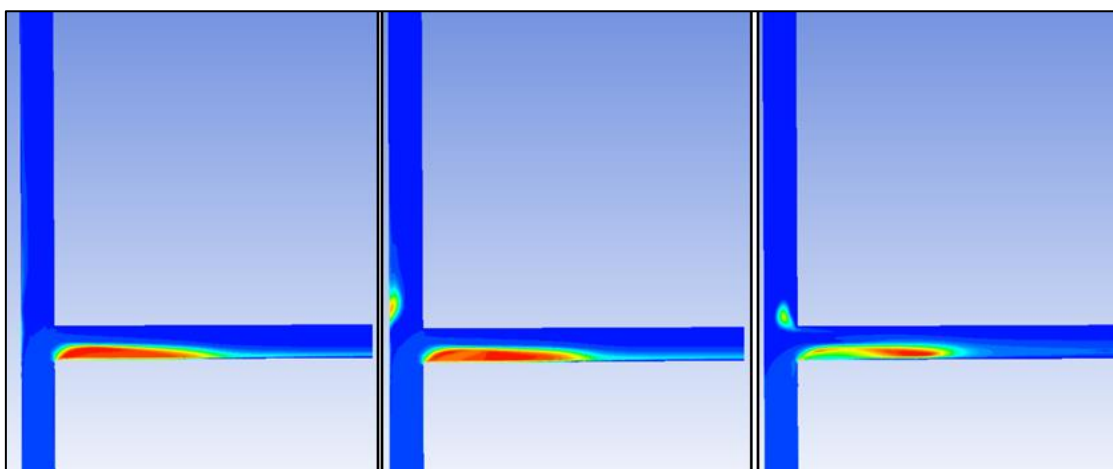


Ilustração 15 - Distribuição da fração volúmica da fase gasosa em Z=0, Z=1W e Z=2W sem acção da aceleração gravítica nas condições de II.3.3.

Pode-se observar que para além da distribuição e concentrações referentes aos vórtices e regiões de aprisionamento de ar com menor quantidade de movimento já mencionadas, a distribuição de ar no “branch” exhibe o mesmo comportamento que [25] já que o ar concentra-se no fundo da tubagem e não no topo (condição de ausência de gravidade existente no artigo em estudo).

Isto prova que o modelo numérico está mais uma vez muito aproximado do modelo utilizado por R.I.Issa e P.J.Oliveira. Assim sendo, as simulações e resultados apresentados no contínuo desta dissertação são feitas incluindo a aceleração gravítica no modelo numérico.

III.2.3.Caudais mássicos

Os caudais mássicos de saída de cada fase são os apresentados na Tabela 4 e que como discutido são desde já válidos dado que a diferença entre a soma dos caudais mássicos de saída e o de entrada são próximos de 100%. Outro importante dado é que os valores obtidos para o caudal mássico extraído pelo “branch” e pelo “run” são relativamente próximos dos valores teóricos obtido pelos autores de [25] como apresentado na Tabela 8.

Tabela 8 - Resultados dos autores para os caudais mássicos de saída no artigo em estudo [25]

Fase	$\dot{m}_{BRANCH}/\dot{m}_{INLET}$	$\dot{m}_{RUN}/\dot{m}_{INLET}$	$\sum(\dot{m}_{BRANCH} + \dot{m}_{RUN})/\dot{m}_{INLET}$
Líquida	79.68%	20.37%	100.05%
Gasosa	95.76%	4.23%	99.99%

Como podemos observar os resultados apesar de serem bastante próximos para a fase líquida, para a fase gasosa são relativamente diferentes uma vez que os obtidos no modelo numérico

mostram cerca de 89.79% de caudal mássico de ar para a saída do “branch” e 8.92% para o “run”. Uma vez que ao longo da bibliografia já descrita [29,30,34], se prova que a aceleração gravítica não tem uma grande relevância quanto ao fenómeno de separação de fase, esta ligeira diferença entre os resultados obtidos pelo modelo e pelos autores de [25] pode ser devida a um grande número de factores desde a utilização de malhas diferentes, do uso do modelo de turbulência diferente ou mesmo por erro computacional inerente à simulação numérica.

III.2.4. Fração volúmica da fase gasosa nas saídas da tubagem

Quanto aos valores da fração volúmica da fase dispersa, estes claramente variam ao longo da tubagem já que a fração volúmica de ar na entrada é de 2.01% e que nas saídas são significativamente alterados, como apresentado tanto pelos autores, na Tabela 9, como pelas simulações efetuadas no modelo da presente dissertação, presentes na Tabela 10.

Tabela 9 - Resultados obtidos pelos autores para as frações volúmicas de saída nas condições de II.3.3. [25]

$\alpha_{G_{branch}}$	$\alpha_{G_{run}}$
3.05%	0.42%

Tabela 10 - Resultados do modelo numérico para as frações volúmicas de saída nas condições de II.3.3 incluindo aceleração gravítica

$\alpha_{G_{branch}}$	$\alpha_{G_{run}}$
3.53%	0.74%

Apesar de o valor da fração volúmica de ar ser ligeiramente diferente em cerca de 0.48 % no “branch” e de 0.3% no “run” aos valores obtidos por R.I.Issa e P.J.Oliveira, estes mostram concordância com os resultados do modelo numérico e por conseguinte atestam a sua veracidade global.

III.2.5. Discussão da separação de fase

Uma vez obtidos os resultados dos vários parâmetros descritos anteriormente poderia ser feita uma análise mais extensa destes, no entanto para o efeito objectivo da separação de fases de uma junção em T, é analisada principalmente a diferença entre os caudais mássicos de saída. Repare-se que com uma razão de extração mandatária de 80% do fluido para o “branch” e de 20% para o “run” temos:

Para a fase líquida, a água, uma separação bastante semelhante, com valores cerca de 79.47% no “branch” e de 20.62% no “run”. Isto devido ao valor reduzido da fração volúmica de ar e à razão elevada de densidade entre as espécies já que $\frac{\rho_L}{\rho_G} = \frac{1000}{2}$.

Por outro lado, para o ar, podemos verificar uma separação bastante evidente, com caudal mássico da fase gasosa para o “branch” de 89,79% e de 8.92% para o “run”, como apresentado na Tabela 4.

Em suma, com a mesma razão de extração para ambas as fases, a fase gasosa é notoriamente mais direccionada para o ramal de saída secundário. Ao ser atingida uma separação de fases significativa é provada a eficácia da junção em T neste contexto.

III.3. Resultado das variações das simulações propostas

Após terem sido simultaneamente comprovados os resultados obtidos anteriormente e a eficácia da junção em T para este tipo de escoamentos, é pertinente o estudo do efeito da variação dos parâmetros existentes na simulação e resumidos na Tabela 3.

Podem-se dividir estes parâmetros em dois grupos:

III.3.1. Características referentes ao fluido e que dependem puramente dele como o diâmetro das bolhas da fase gasosa.

III.3.2. Características referentes ao escoamento e às condições que nele podem ser impostas. Exemplo deste tipo de características são a pressão de saída ou neste caso a razão de extração às saídas, entre outros.

III.3.1. Característica do fluido

Variação do Diâmetro das gotas da fase dispersa

O parâmetro referente ao fluido cuja variação tem efeitos mais notórios na separação de fases é o diâmetro das gotas da fase dispersa. Teoricamente, com o aumento do diâmetro das gotas o efeito de atrito entre elas e a fase contínua é reduzido. Deste modo a fase mais leve responde mais facilmente aos diferenciais de pressão e portanto maior deverá ser o caudal mássico da fase gasosa a sair pelo ramal de saída secundário. No entanto por razões de convergência e de maior precisão nos resultados os autores em [25] propuseram esta análise com uma razão de extração de $Q_3/Q_1 = 0.38$ e os seus resultados são indicados na Tabela 11.

Tabela 11 - Resultados obtidos pelo autores para os caudais mássicos de saída para diferentes diâmetros de gotas da fase dispersa para razão de extração de 0.38 [25].

Parâmetro	$(\dot{m}_{branch}/\dot{m}_{inlet})_G$
<i>d= 1mm</i>	61.00%
<i>d= 3mm</i>	84.00%

Por essa razão houve necessidade de fazer a simulação dessa mesma razão de extração para as condições normais, i.e. de gotas de ar de diâmetro de 1mm, que podem ser visualizadas na Tabela 12. Note-se que estão presentes apenas os valores de caudal mássico das fases gasosas dos casos em comparação.

Tabela 12 - Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para diferentes diâmetros de gotas da fase dispersa incluindo aceleração gravítica para razão de extração de 0.38.

Parâmetro	$(\dot{m}_{branch}/\dot{m}_{inlet})_G$	$(\dot{m}_{run}/\dot{m}_{inlet})_G$	$\sum ((\dot{m}_{branch} + \dot{m}_{run})/\dot{m}_{inlet})_G$
<i>d= 0.5mm</i>	57.91%	41.34%	99.25%
<i>d= 1mm</i>	58.01%	42.68%	100.69%
<i>d= 3mm</i>	84.83%	15.14%	99.97%

Pode-se observar na Tabela 12 que quando diminuimos o diâmetro das gotas da fase gasosa de 1mm para 0,5mm o caudal mássico do “branch” também reduziu, mesmo que não muito significativamente. Por outro lado, quando o diâmetro foi aumentado de 1mm para 3mm a separação de fase também aumentou pelo que uma maior quantidade de ar sai pelo “branch” e que a zona de recirculação do ar no “branch” é mais alongada em direção à saída lateral. É de notar que o valor para o caudal mássico de ar extraído pelo “branch” é praticamente igual ao obtido pelos autores de [25], com um valor de 84%.

Em termos da fração volúmica de ar verificada na saída lateral em função do diâmetro da bolha de ar, estas estão apresentadas na Tabela 13 os resultados obtidos pelos autores [25] e na Tabela 14 os da presente simulação numérica.

Tabela 13 - Resultados obtidos pelos autores para as frações volúmicas de saída para diferentes diâmetros de gotas da fase dispersa para razão de extração de 0.38 [25].

Parâmetro	$\alpha_{G_{branch}}$
<i>d= 1mm</i>	4.20%
<i>d= 3mm</i>	6.10%

Tabela 14 - Resultados do modelo numérico para as frações volúmicas de saída para diferentes diâmetros de gotas da fase dispersa incluindo aceleração gravítica para razão de extração de 0.38

Parâmetro	$\alpha_{G_{branch}}$
$d = 0.5mm$	2.34%
$d = 1mm$	2.94%
$d = 3mm$	5.99%

Repare-se que com o aumento do diâmetro da fase dispersa, maior a fração volúmica de ar no “branch”. Apesar de o valor de fração volúmica para as condições relatadas ($Q_3/Q_1 = 0.38$) em que $d = 1mm$ é diferente do obtido pelos autores, no caso em que o modelo integra o diâmetro da fase dispersa de $d = 3mm$ o valor é bastante próximo aos 6.1% obtidos em [25].

Discussão dos resultados: Através das tabelas anteriores, é possível de observar que com o aumento do diâmetro das gotas da fase dispersa, tanto o caudal mássico de ar à saída do ramal secundário como a sua fração volúmica aumentam. É oportuno então concluir que com o aumento deste parâmetro a separação de fase é mais eficiente independentemente da aceleração gravítica.

III.3.2. Característica do escoamento

Razão de extração

Este parâmetro é característico do escoamento e não do fluido, uma vez que é algo manipulado pelo observador nas saídas das tubagens normalmente sob forma de diferenciais de pressão.

Como já referido, no presente modelo numérico e no artigo em estudo [25] a razão de extração foi imposta computacionalmente e posteriormente variada. Sendo que esta razão de extração é para o escoamento global, i.e. para a “mistura” de ambas as fases, a divisão de cada fase em si pelos ramais de saída é o objectivo de cálculo.

Verifica-se pelos autores, na Tabela 15, e pela presente simulação numérica, na Tabela 16, os valores obtidos para os caudais mássicos em função da variação da razão de extração.

Tabela 15 - Resultados obtidos pelos autores para os caudais mássicos de saída para diferentes razões de extração [25].

Razão de extração Q_3/Q_1	$(\dot{m}_{branch}/\dot{m}_{inlet})_G$
0.7	92.00%
0.5	75.59%
0.38	60.63%

Tabela 16 - Resultados do modelo numérico para os caudais mássicos de saída para diferentes razões de extração incluindo aceleração gravítica.

Razão de extração Q_3/Q_1	$(\dot{m}_{branch}/\dot{m}_{inlet})_G$	$(\dot{m}_{run}/\dot{m}_{inlet})_G$	$\sum (\dot{m}_{branch} + \dot{m}_{run})/\dot{m}_{inlet}_G$
0.7	86.09%	13.47%	99.56%
0.5	72.62%	27.58%	100.20%
0.38	58.01%	42.68%	100.69%

Discussão dos Resultados: A razão de extração é também um dos principais aspectos influentes no fenómeno de separação de fase. Verifica-se que os valores são ligeiramente diferentes aos dos obtidos por R.I.Issa e P.J.Oliveira mas que são ainda assim concordantes, principalmente para as razões de extração de 38% e de 50%, com valores de caudais mássicos de ar no “branch” de 60.6% e 75.6% respectivamente.

Quanto à sua variação, demonstra-se por ambas as fontes que ao diminuirmos a razão de extração reduzimos também o caudal mássico de ar extraído pelo ramal de saída secundário e por isso mesmo podemos concluir que o efeito de separação neste tipo de junções é mais notório para razões de extração mais elevadas.

Parte IV. Conclusão

No fim deste trabalho pode se concluir que foram estudados os aspectos mais relevantes quanto à função de uma junção em T na separação de fases de um escoamento bifásico do tipo “bubbly”, recorrendo à utilização do código comercial FLUENT com o objectivo de avaliar o desempenho da mesma.

Todos os cálculos numéricos foram realizados segundo um escoamento permanente de uma mistura de duas espécies, água e ar, no estado líquido e gasoso, respectivamente. Para além disso foi utilizado o modelo de turbulência $k - \omega$ SST e todas as suas devidas considerações. O estudo teve por base condições impostas por R.I.Issa e P.J Oliveira em [25] que foram mencionadas na presente dissertação.

Foi feita também nesta dissertação a análise detalhada da influência de um conjunto de parâmetros cruciais para o desempenho da junção em T e da qual foram retiradas as principais conclusões, como para a variação do diâmetro da fase dispersa e a influência de diferentes razões de extração.

A nível da solução numérica, apesar de haver uma ligeira diferença local comparando com os resultados dos autores do artigo em estudo, esta aproximou-se bastante dos resultados pretendidos e mostra concordância com os valores e conclusões apresentadas ao longo da bibliografia. Pode-se então concluir que a inclusão da aceleração gravítica no modelo não influencia significativamente os resultados das propriedades de saída nem suas variações, exatamente como constatado por outros autores para junções em T cujo ramal secundário era horizontal [29,30]. É no entanto de notar uma importante diferença na distribuição interna das fases líquida e gasosa nesse mesmo ramal secundário, já que com a presença da aceleração gravítica os fluidos estratificam-se consoante a densidade.

Em suma verifica-se que apesar da junção em T ser um elemento passivo numa tubagem, esta tem efeitos extraordinários sob determinadas condições na divisão de fases neste tipo de escoamento. É natural portanto que este seja um assunto de grande estudo e análise, já que como provado pode ser preponderante para a divisão de escoamentos bifásicos no dia-a-dia tais como misturas de fase líquida e gasosa de combustíveis fósseis.

Nesse contexto é importante referir que como apresentado em alguns artigos já publicados [18] ao se integrar um conjunto de junções em T em série consegue-se eliminar quase por completo uma das fases, revelando o seu desempenho de separação de fases notório.

Como sugestão para trabalhos futuros, e uma vez que foram assumidas uma série de simplificações, é possível enumerar algumas recomendações. Sugere-se por exemplo o estudo deste escoamento para as mesmas condições com recurso ao modelo $k - \varepsilon$ RNG incluindo o efeito da aceleração gravítica. Seria interessante quantificar a diferença entre os resultados obtidos nos diferentes modelos e o que eles implicariam nas conclusões da influência dos parâmetros variados. Como segunda sugestão propõe-se a análise das variações dos resultados e dos parâmetros quer referentes ao fluido quer do escoamento para uma mistura bifásica entre produtos resultantes da extração de combustíveis fósseis.

Referências

- [1]. Penmatcha,V.R, Ashton,P.J. and Shoham,O., (1996). *“Two phase stratified flow splitting at a T-junction with an inclined branch arm”*,Int.J.Multiphase Flow 22.
- [2]. Marti,S. and Shoham,O., (1997). *“A unified model for stratified-wavy two-phase flow splitting at a reduced T-junction with an inclined branch arm”*, Int.J.Multiphase Flow 23.
- [3]. Wang, Shuangfeng and Shoji, Masahiro, (2002). *“Fluctuation characteristics of two-phase flow splitting at a vertical impacting T-junction”*,Int.J.Multiphase Flow 28.
- [4]. Mak,C.Y., Omebere-Iyari, N.K. and Azzopardi ,B.J., (2006). *“The split of vertical two-phase flow at a small diameter T-junction”*, Chemical Engineering Science 61.
- [5]. Azzi, A., Al-Attiyah, A., Liu Qi, Cheema,W. and Azzopardi, B.J., (2010). *“Gas-liquid two-phase flow division at a micro-T-junction”*,Chemical Engineering Science 65.
- [6]. Kashid, M.N., Kowalinski, W., Renken, A., Baldyga, J. and Kiwi-Minsker, L., (2012). *“Analytical method to predict two-phase flow pattern in horizontal micro-capillaries”*,Chemical Engineering Science 74.
- [7]. Navaneetha Krishnan R., Vivek, S.,Dhiman Chatterjee, Das, Sarit K., (2010). *“Performance of numerical schemes in the simulation of two phase free flows and wall bounded mini channel flows”*,Chemical Engineering Science 65.
- [8]. Yuchao Zhao, Guangwen Chen, Chunbo Ye, Quan Yuan, (2013). *“Gas-Liquid two-phase flow in microchannel at elevated pressure”*,Chemical Engineering Science 87.
- [9]. Roberts, P.A., Azzopardi, B.J. and Hibberd, S., (1997). *“The split of horizontal annular flow at a T-junction”*,Chemical Engineering Science 52.
- [10]. Das, G., Das, P.K., Azzopardi, B.J., (2005). *“The split of a stratified gas-liquid flow at a small diameter T-Junction”*,International Journal of Multiphase Flow 31.
- [11]. Wren, E., Baker, G., Azzopardi, B.J., Jones, R., (2005). *“Slug flow in small diameter pipes and T-junctions”*, Experimental Thermal and Fluid Science 29.
- [12].Shuangfeng Wang, Kui He, Jianzhen Huang, (2011). *“Phase splitting of a slug-annular flow at a horizontal micro-T-junction”*,International Journal of Heat and Mass Transfer 54.
- [13].Kui He, Shuangfeng Wang, Jianzhen Huang, (2011). *“The effect of flow pattern on split of two-phase flow through a micro-T-Junction”*, International Journal of Heat and Mass Transfer 54.
- [14].Arlrachakaran, S.J, Brill, J.P, (1992). *“State of the Art in Multiphase Flow”*, Journal of Petroleum Technology, Vol 44, No.5.
- [15]. Engineering Data Book III, (2007). *“Two phase flow patterns”*, Wolverine Tube Inc

- [16]. Ghajar, A.J., (2005). *"Non-Boiling Heat Transfer in Gas-Liquid Flow in Pipes-a Tutorial"*, Vol XVII, No.1.
- [17]. Baker, G., Clark, W.W., Azzopardi, B.J., Wilson, J.A., (2008). *"Transient effects in gas-liquid phase separation at a pair of T-junctions"*, Chemical Engineering Science 63.
- [18]. Wren, E. and Azzopardi, B.J., (2004). *"The phase separation capabilities of two t-junctions placed in series"*, Chemical Engineering Research and Design 82.
- [19]. Chen Jian-Lei, He Li-Min, Luo Xiao-Ming, Bai Hai-Tao, Wei Yan-Hai, (2012) *"Simulation of oil-water two phase flow and separation in combined T junctions"*, Journal of Hydrodynamics, Vol. 24.
- [20]. Ablanque, N., Oliet, C., Rigola, J., Pérez-Segarra, C.D., Oliva, A., (2010). *"Two-phase flow distribution in multiple parallel tubes"*, International Journal of Thermal Sciences 49.
- [21]. Dionissios P.Margaris, (2007). *"T-Junction separation modelling in gas-liquid two phase flow"*, Chemical Engineering and Processing 46.
- [22]. Sang-Jin Tae, (2003). *"Two-Phase Flow Distribution and Phase Separation Through Both Horizontal and Vertical Branches"*, KSME International Journal, Vol.17.
- [23]. Tae, S.J. and Cho, K., (2002). *"Two-phase flow split and pressure drop of R-22 in Branch Tubes"*, International Refrigeration and Air Conditioning Conference, Paper 564.
- [24]. Shuangfeng Wang, Masahiro Shoji, (2002). *"Fluctuation characteristics of two-phase flow splitting at a vertical impacting T-Junction"*, International Journal of Multiphase Flow 28.
- [25]. Issa, R.I. and Oliveira, P.J., (1993). *"Two phase flow through T-Junctions"*, Computer fluids, Vol 3, No.2.
- [26]. Popp, M. and Sallet, D.W., (1983). *"Experimental investigation of one- and two-phase flow through a tee-junction"*, Int.Conf. on Physical Modelling of Multiphase Flow, England.
- [27]. Wang Li-yang, Wu Ying-Xiang, Zehng Zhi-chu, Guo Jun, Zhang Jun, Tang Chi, (2008). *"Oil-Water Two Phase Flow Inside T-Junction"*, Journal of Hydrodynamics.
- [28]. Davis, M.R. and Fungtamasan, B., (1990). *"Two-phase flow through pipe branch junctions"*, Int.J.Multiphase Flow, Vol.16, No.5.
- [29]. Seeger, W., Reimann, J. and Muller, U., (1986). *"Two-phase flow in a T-junction with a horizontal inlet ,part I: phase separation"*, Int.J. Multiphase Flow 12.
- [30]. Hwang, S.T., Soliman, H.M. and Lahey, R.T., (1998). *"Phase separation in dividing two-phase flows"*, Int.J. Multiphase Flow 14.
- [31]. Saba, N., Lahey, R.T., (1984). *"The analysis of phase separation phenomena in branching conduits"*, Int.J.Multiphase Flow 10.
- [32]. Honan, T.J. and Lahey, R.T., (1981). *"The measurement of phase separation in wytes and tees"*, Nucl. Engng Des. 64

- [33]. Reimann, J., Seeger, W., (1986). *“Two phase flow in a T-Junction with a horizontal inlet-Part II:Pressure differences”*, Int.J.Multiphase Flow 12.
- [34]. Mudde, R.F., Groen, J.S and Akker, H.E.A, (1993). *“Two phase flow redistribution phenomena in a large t-junction”*, Int.J.Multiphase Flow 19
- [35]. Cavalcanti, W.S., Belem, E.Z.G., de Lima, W.C.P.B, Cavalcante, F.P., Barbosa, E.S., Farias Neto, S.R., de Lima, A.G.B, (2011). *“Non-isothermal three-phase flow of Petroleum, Gas and Water in T and Y junctions”*, International Journal of modeling and simulation for petroleum industry,Vol.5, NO.1
- [36]. de Brederode, Vasco, (1997). *“Fundamentos de Aerodinâmica Incompressível”*, Departamento de Engenharia Mecânica, IST, UTL.
- [37]. ANSYS Fluent Theory Guide (2011), ANSYS,Inc.,Release 14.0.
- [38]. Versteeg, H.K. and Malalasekera, W., (2007). *“An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method”*, Prentice Hall, 2nd Edition.
- [39]. FLUENT 6.2 Documentation, (2005), Fluent incorporated.
- [40]. Burns, A.D., Frank , T., Hamill,I. and Jun-Mei Shi, (2004), *“The Favre Averaged Drag Model for Turbulent in Eulerian Multi-Phase Flows”*, 5th International Conference on Multiphase Flow, No.392.
- [41]. Orszag, S.A. and Yakhot, V., (1986). *“Renormalization Group Analysis of Turbulence”*, Proceedings of the International Congress of Mathematicians.
- [42]. Wilcox, D.C., (1994). *“Turbulence Modeling for CFD”*, DCW Industries, 1st Edition.