

Stella Rodrigues Ferreira

**Simulação computacional de escoamentos turbulentos
gás-sólido**



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
2016

STELLA RODRIGUES FERREIRA

Simulação computacional de escoamentos turbulentos gás-sólido

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de concentração: Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos.

Orientador: Prof. Dr. João Marcelo Vedovoto

Coorientador: Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto

Uberlândia - MG

2016

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Sistema de Bibliotecas da UFU, MG, Brasil.

F383s Ferreira, Stella Rodrigues, 1992-
2016 Simulação computacional de escoamentos turbulentos gás-sólido /
Stella Rodrigues Ferreira. - 2016.
100 f. : il.

Orientador: João Marcelo Vedovoto.
Coorientador: Aristeu da Silveira Neto.
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Uberlândia,
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.
Disponível em: <http://dx.doi.org/10.14393/ufu.di.2018.1158>
Inclui bibliografia.

1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Escoamento turbulento - Teses.
3. Fluidodinâmica computacional - Teses. 4. Escoamento multifásico -
Teses. I. Vedovoto, João Marcelo. II. Silveira Neto, Aristeu da. III.
Universidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica. IV. Título.

CDU: 621

Maria Salete de Freitas Pinheiro – CRB6/1262

STELLA RODRIGUES FERREIRA

Simulação computacional de escoamentos turbulentos gás-sólido

DISSERTAÇÃO pelo Programa de
Pós-graduação em Engenharia Mecânica da
Universidade Federal de Uberlândia.
Área de concentração: Transferência de Calor
e Mecânica dos Fluidos.

Banca examinadora:

Prof. Dr. João Marcelo Vedovoto - Orientador (UFU)

Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto- Co-orientador (UFU)

Prof. Dr. Leonardo Sanches (UFU)

Prof. Dr. Felipe Pamplona Mariano (UFG)

Uberlândia, setembro de 2016

“A vida é construída nos sonhos e concretizada no amor.”

Chico Xavier

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, gostaria de agradecer ao meu orientador professor Dr. João Marcelo Vedovoto pelos ensinamentos, paciência e incentivos transmitidos durante a realização do trabalho, bem como pela amizade adquirida ao longo destes anos.

Ao meu coorientador professor Dr. Aristeu da Silveira Neto agradeço por desde o início do meu mestrado, me transmitir os seus ensinamentos indispensáveis para a realização deste trabalho.

Ao Dr. Ricardo Serfaty, da PETROBRAS, agradeço pelas inestimáveis ideias, sugestões e contribuições para a realização deste trabalho.

Aos meus amigos do MFLab agradeço pelos agradáveis momentos de descontração e companheirismo, em especial a sala 304 pelos conhecimentos compartilhados indispensáveis, principalmente nos momentos em que o café estava presente. A Denise, Mariana, Millena, Karina, Izza, Márcio, Renato Pimentel, Renato Pacheco, Diego, Pedro, Marcelo, Helio pela amizade e apoio. Não poderia deixar de agradecer ao Luismar Lopes, da secretaria do MFLab, pela prestatividade em ajudar sempre.

A minha família, aos meus pais Luciano Rodrigues e Miriam Aparecida Ferreira, pelo amor incondicional e educação ao longo da minha vida. Ao meu irmão Gabriel Rodrigues Ferreira pelo carinho, e eterno cuidado comigo ao longo dos anos. A família Rodrigues, que mesmo nos momentos de ausência, todos foram essenciais para eu nunca pensar em desistir e sempre buscar os meus objetivos. Em especial aos meus tios Luciene Rodrigues e Nestor Aldo Campana, que são as minhas inspirações e exemplo de profissionalismo. A família Ferreira, pelo apoio e compreensão e por me ensinar que Deus nos guia sempre. Finalmente, porém não menos importante, ao meu esposo, companheiro e amor da minha vida Cristiano Oliveira Lima Ribeiro, pela paciência e compreensão, por me incentivar e me ajudar dando

força e apoio nos momentos mais difíceis, e por nunca me deixar desistir dos meus sonhos e objetivos.

À todos que em mim depositaram sua confiança e, mesmo não colaborando diretamente com o trabalho, dirigiram suas boas energias, pensamentos, orações, palavras e intensões em favor da concretização de um sonho.

À Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, juntamente com a Coordenação do seu Programa de Pós-Graduação, onde tive todo suporte e infra-estrutura necessário para a realização dos meus trabalhos.

À FAPEMIG por financiar meus estudos durante este período do curso de mestrado.

À Deus por me acompanhar em todos os momentos da minha vida, sempre me dando serenidade e discernimento para seguir o caminho do bem.

FERREIRA,R.S **Simulação computacional de escoamentos turbulentos gás-sólido.**

2016. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

RESUMO

A presença de partículas sólidas em escoamentos turbulentos industriais em geometrias complexas presenciado na engenharia. A análise da velocidade da partícula, e de sua trajetória no escoamento de gás-sólido uma tarefa complexa e de suma importância. No presente trabalho foi utilizada a abordagem Euler-Lagrange, onde a fase dispersa tratada no referencial Lagrangeano e as equações que regem a fase contínua são resolvidos no referencial Euleriano. Uma das vantagens da aplicação do Método da Fronteira Imersa que a geometria imersa, também é representada no referencial Lagrangiano. É importante ressaltar que uma das vantagens da Metodologia da Fronteira Imersa, está na a capacidade de resolver o escoamento, usando malhas cartesianas, na presença de geometrias complexas. Para o presente trabalho, foi possível prever escoamentos multifásicos complexos, combinando metodologias promissoras como LES e a Metodologia da Fronteira Imersa.

Palavras chave: CFD, Geometrias complexas, Método da Fronteira Imersa, Escoamentos gs-slido.

FERREIRA,R.S **Mathematical and Numerical Modelling of Gas-Solid Turbulent flows in complex geometries.** 2016. Master Degree, Federal University of Uberlandia, Uberlandia.

ABSTRACT

The presence of solid particles in industrial turbulent flows in complex geometries is widely evidenced in engineering. However the correct prediction of flow patterns, particles trajectories and distributions is a highly complex task. The analysis of the particle velocity as well as their trajectories in the gas-solid flow is of fundamental importance. We used an Euler-Lagrangean approach where the dispersed phase is treated in the Lagrangean referential and the governing equations for the continuous phase are solved in the Eulerian referential. An advantage of the application of the Immersed Boundary Method is that the immersed geometry is also represented in the Lagrangean referential. It is worthy to recall that one of the advantages of the Immersed boundary methodology is the capability of solving flows in the presence of complex geometries in Cartesian grids, which facilitates the particle tracking of solid particles in LES. By performing Large Eddy Simulations we demonstrate, in the present work, that it is possible to predict complex multiphase flows by combining promising methodologies like LES and Immersed Boundary Methodology.

Keywords:CFD, Complex geometries,Immersed Boundary Method, solid particles.

Lista de Figuras

1.1	Representação do resultado da erosão, Gentil (2011).	2
2.1	Cascata d'água desenhada pelo Leonardo da Vinci, ABIMAQ (2006).	6
2.2	Esquema do acoplamento entre as fases do escoamento bifásico, Rosa (2012).	29
2.3	Dispersão da partícula e o número de Stokes, Crowe C.T. (1998).	33
3.1	Ilustração dos efeitos da rugosidade para pequenas e grandes partículas Sommerfeld (1999).	37
3.2	Representação da malha euleriana e da malha lagrangeana, através de uma interface circular, Silveira Neto (2002).	38
3.3	Representação das malhas euleriana e lagrangiana.	41
3.4	Representação da malha triangular através do arquivo *.stl	42
3.5	Representação da posição da partícula lagrangiana com o plano.	48
3.6	Verificação da posição da partícula lagrangiana em relação a face triangular.	51
3.7	Representação da linha de intersecção no plano.	51
3.8	Representação geométrica dos elementos triangulares, Campregher Jr. (2005).	52
3.9	Nova posição da partícula após a reflexão.	53
3.10	Colisão da partícula com o plano inclinado, considerando que a evolução no tempo simulado foi da esquerda para a direita.	54
3.11	Colisão da partícula com o plano inclinado, com diferentes vistas.(a) Perspectiva com as três direções e (b) Perspectiva enfatizando o plano ZX.	55
3.12	Configuração da colisão da partícula na parede Sommerfeld (1999).	56
3.13	Posição das partículas dentro e fora do plano inclinado.	57
3.14	Reconhecimento da geometria pelas partículas.	58

3.15	Impacto da partícula com o plano inclinado. (a) Instante em que a partícula colide com o plano; (b) Mudança do ângulo de Impacto;(b) Alteração de sua trajetória.	59
3.16	Partículas lagranginas imersas em uma tubulação.	60
4.1	Geometria do Canal utilizado, adaptado de Wachem (2013)	63
4.2	Malha computacional com 3.000.000 de volumes de controle.	64
4.3	Representação dos volumes de controle da malha computacional utilizada.	64
4.4	Mecanismo da transição à turbulência pela metodologia <i>LES</i> usando o modelo de submalha dinâmico. (a) $t = 0.00004s$; (b) $t \simeq 0.04s$; (c) $t \simeq 0.07s$	67
4.5	Mecanismo da transição à turbulência pela metodologia <i>RKE</i> duas camadas com <i>DES</i> .(a) $t = 0.00004s$; (b) $t \simeq 0.03s$; (c) $t \simeq 0.06s$	68
4.6	Mecanismo da transição à turbulência pela metodologia <i>SAS</i> .(a) $t = 0.00004s$; (b) $t \simeq 0.05s$;(c) $t \simeq 0.08s$	69
4.7	Perfis médios e estatísticos do canal monofásico utilizando a modelagem <i>LES</i>	70
4.8	Canal turbulento monofásico usando o modelo de turbulência <i>URANS</i>	71
4.9	Canal turbulento monofásico usando metodologias <i>DES</i>	73
4.10	Os melhores resultados para o canal monofásico.	74
4.11	Partículas lagrangianas dispersas com a metodologia <i>DDES</i> , com o acoplamento uma-via.	76
4.12	Partículas lagrangianas dispersas com a metodologia <i>DDES</i> , com o acoplamento duas-via.	77
4.13	Perfil médio de Velocidades.(a) Fase Contínua; (b) Fase dispersa.	78
4.14	Partículas lagranginas dispersas em um escoamento com a metodologia (<i>DDES</i>). (a) <i>rms</i> da fase contínua; (b) da fase dispersa.	79
4.15	Partículas lagranginas imersas em uma tubulação. (a) Tubulação com partículas; (b) Tubulação sem partículas.	81

LISTA DE SÍMBOLOS

Siglas

<i>CFD</i>	- “Computational Fluid Dynamics”, Dinâmica dos
<i>LES</i>	- “Large Eddy Simulation”, Simulação de Grandes
<i>URANS</i>	- Equações Médias de Reynolds transiente
$k - \epsilon$	- Modelo de fechamento da turbulência
$k - \omega$	- Modelo de fechamento da turbulência
<i>SST</i>	- “Shear-stress transport”
<i>SAS</i>	- “Scale-Adaptive Simulation”, Simulação das esca
<i>DES</i>	- “Detached Eddy Simulation”
<i>FEMEC</i>	- Faculdade de Engenharia Mecânica da Universid
<i>MFI</i>	- Metodologia da Fronteira Imersa
<i>DF</i>	- “Direct Forcing”, Modelo da imposição direta da
<i>MFLab</i>	- Laboratório de Mecânica dos Fluidos da Univers
<i>UFU</i>	- Universidade Federal de Uberlândia

Operadores

∂	- derivada parcial
∇	- divergente
$\vec{\nabla}$	- gradiente
\int	- integral
∇^2	- laplaciano
<i>max</i>	- máximo valor
<i>min</i>	- mínimo valor
\sum	- somatória

Subscritos

<i>i</i>	- índice da notação tensorial
<i>j</i>	- índice da notação tensorial
<i>p</i>	- índice da notação da partícula Lagrangeana
∞	- infinito, ambiente ou referência

Letras gregas

Δt	- discretização do tempo [s]
Δx	- discretização do comprimento do domínio na direção x [m]
Δy	- discretização do comprimento do domínio na direção y [m]
γ	- constante
μ	- viscosidade dinâmica do fluido [Ns/m^2]
ν	- viscosidade cinemática do fluido [m^2/s]
π	-
ρ	- massa específica do fluido [kg/m^3]
μ	- viscosidade dinâmica do fluido, [Pa.s]
L	- comprimento característico do escoamento [m]
V	- velocidade média do escoamento [m/s].

Letras latinas

CFL	- parâmetro que fornece estabilidade ao avanço temporal
g	- termo gravitacional [m/s^2]
n	- posição do vetor em uma dada direção do domínio ou direção normal
Re	- número de Reynolds
RHS	- variáveis que estão do lado direito de uma equação diferencial parcial
u	- velocidade dimensional do fluido [m/s]
u_p	- velocidade dimensional da partícula Lagrangiana [m/s]
\vec{x}	- vetor posição de um ponto euleriano [m]
\vec{X}	- vetor posição de um ponto lagrangiano [m]
x, y	- coordenadas dimensionalizadas [m]
\vec{F}_D	- Força de arrasto [N]
\vec{F}_c	- Força de corpo [N]
\vec{F}_s	- Força de superfície [N]
W	- função peso utilizada nos processos de distribuição e interpolação

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	ix
LISTA DE SIMBOLOS	xi
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Temática da Dissertação	3
1.2 Objetivos	3
1.3 Justificativa do Trabalho	3
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1 Introdução à história da turbulência	5
2.2 Introdução à caracterização da tubulência	7
2.3 A modelagem Matemática da Turbulência nos Fluidos	9
2.3.1 Comparativo entre os Modelos de fechamento de turbulência <i>URANS</i> , <i>LES</i> e <i>DES</i>	10
2.3.2 Simulação das Grandes Escalas (LES)	10
2.3.3 Modelagem da submalha de Smagorinsky	14
2.3.4 Modelagem da submalha Dinâmica	14
2.3.5 Equações Médias de Reynolds transiente (<i>URANS</i>)	15
2.4 Modelos de fechamento para turbulência	17
2.4.1 Modelo $k - \epsilon$ realizável, (SHIH LIOU, 1995)	18
2.4.2 Modelo $k - \omega$ padrão, (BRADSHAW, 1971)	19
2.4.3 Formulação do modelo SST, (MENTER, 1994)	23
2.4.4 Equações de transporte para o modelo SST-SAS, (??)	24

	1
2.4.5 Detached Eddy Simulation (<i>DES</i>), (SPALART, 1997)	26
2.4.6 <i>DES</i> com o modelo <i>SST K - ω</i>	27
2.5 Abordagem Lagrangeana e Euleriana	28
2.5.1 Regimes do escoamento Multifásico	29
2.5.2 Parâmetros relevantes em escoamentos com partículas	30
2.5.3 Efeito das partículas no escoamento turbulento	32
3 METODOLOGIA	35
3.1 O código Computacional FLUIDS 3D	35
3.2 Interação Partícula-Parede	36
3.2.1 Efeitos da Rugosidade da Parede	36
3.3 Interação Partícula-Fronteira Imersa	37
3.3.1 Equações do movimento da partícula	39
3.3.2 Acoplamento Euleriano - Lagrangiano- Método da Fronteira Imersa	41
3.3.3 Algoritmo da colisão da partícula com a Fronteira Imersa	46
3.3.4 Verificação do algoritmo de rastreamento das partículas	54
3.3.5 Interpolação da fase contínua para o campo de partículas	61
4 RESULTADOS	62
4.1 Canal monofásico estudado por Sommerfeld e Kussin (2001)	62
4.1.1 Partículas dispersas em um canal turbulento	74
4.1.2 Partículas dispersas em um canal turbulento tridimensional	74
4.1.3 Validação dos resultados estatísticos do canal bifásico	77
4.2 Acoplamento Euler-Lagrange-Lagrange	79
5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	82
5.1 Conclusões	82
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	84

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Em mecânica dos fluidos a turbulência e o escoamento multifásico disperso são tópicos complexos, audaciosos e desafiadores. A natureza caótica e não-determinística da turbulência contribui para a distribuição aleatória das partículas no escoamento, tornando-o mais complexo, tanto nas predições experimentais, quanto nas simulações numéricas. A interação da partícula com a parede da geometria é de importância para diversas aplicações industriais, como transporte confinado (pneumático) e em ciclones, por exemplo.

Nessas aplicações, quando as partículas entram em contato com a superfície da geometria, danificando as paredes das tubulações e em casos mais graves, provocam o desgaste na superfície podendo originar a erosão e possivelmente a corrosão. Tanto a forma quanto a intensidade com que a partícula colide na superfície, determinam o desgaste causado na geometria. A erosão é um processo físico, o qual se refere ao desgaste gradual de um sólido por meio de abrasão.

A erosão é definida conforme a norma ASTM G76.07 (1976) como o dano causado a uma superfície devido ao impacto de partículas ou de um fluido multicomponente. Os resultados desse fenômeno podem ser visualizados na Fig. 1.1:



Figura 1.1: Representação do resultado da erosão, Gentil (2011).

A Fig. 1.1 ilustra um desgaste erosivo de uma superfície promovido pelo impacto de partículas sólidas líquidas ou gasosas, e através de uma combinação delas, ocasionando a perda de material nas paredes desta geometria.

As propriedades que são selecionadas para caracterizar o material frente à algum processo abrasivo, nem sempre são as propriedades ideais para compreender este fenômeno, uma vez que há duas vertentes, a primeira delas consiste nos parâmetros que tem alguma familiaridade com o material, permitindo fazer algumas considerações. Estes parâmetros, em condições dinâmicas, nem sempre correspondem ao estado físico do problema, ou seja o estado físico real de deformação e esforço do material, (OKA Y., 2005).

Neste contexto a Dinâmica dos Fluidos Computacionais (*CFD*), do inglês *Computational Fluids Dynamics*, que é uma ferramenta da mecânica dos fluidos, auxilia nas análises teóricas e experimentais dos fenômenos relacionados com o movimento dos fluidos, podendo ser aplicada em diversos problemas industriais, tais como a perda de material causada pelo o impacto de partículas sólidas nas paredes de tubos, conexões, válvulas e bombas.

Neste trabalho, foi usado a Dinâmica dos Fluidos Computacional (*CFD*) juntamente com a Simulação das Grandes Escalas (*LES*), as Equações Médias de Reynolds transiente (*URANS*), e *DES* (*Detached Eddy Simulation*), para avaliar a influência por meio da modelagem de fechamento da turbulência na dinâmica das partículas. O transporte das partículas sólidas é mensurado por meio de modelos que visam representar de maneira realística

os fenômenos físicos envolvidos no problema.

Nas seções seguintes serão apresentados as respectivas formulações utilizados na presente dissertação, as quais estão presentes no código computacional FLUIDS3D, (VEDOVOTO, 2011).

1.1 Temática da Dissertação

O primeiro capítulo da presente dissertação, contextualiza-se e evidencia-se a importância do tema estudado. No segundo capítulo, apresenta-se uma revisão bibliográfica do tema abordado na forma de resenha do material consultado, enfatizando o estudo do *estado da arte* do tema escolhido.

O terceiro capítulo traz um resumo acerca das equações do movimento de partículas, e destacando o transporte gás-sólido. Uma discussão envolvendo as abordagens Euleriana-Lagrangiana e, também, um resumo sobre o Método da Fronteira Imersa utilizado e o detalhamento do algoritmo proposto para a colisão da partícula Lagrangiana com a Fronteira Imersa são apresentados.

O quarto capítulo traz os resultados obtidos e as respectivas discussões sobre os mesmos. E por fim, o quinto capítulo que apresenta as conclusões obtidas neste trabalho.

1.2 Objetivos

O objetivo principal deste trabalho é avaliar o transporte Lagrangiano em tubulações. Os objetivos específicos são: estudar a influência por meio da modelagem de fechamento da turbulência na dinâmica das partículas e verificar a interação entre a partícula Lagrangiana com a superfície de tubulações. Estes dois objetivos específicos servirão de base para o objetivo principal citado anteriormente.

1.3 Justificativa do Trabalho

Nas indústrias de óleo e gás, o monitoramento dos mecanismos de erosão é essencial para a durabilidade do material presente nas tubulações. O mecanismo da erosão, nos equipamentos de produção, é uma das operações que custa para a indústria milhões de dólares

por ano Mazumder H. (2008). Uma vez que causa danos irreparáveis nos equipamentos, resultando na sua perda e conseqüentemente, na pausa ou interrupção da produção.

Devido a grande ocorrência nas aplicações industriais este tipo de desgaste tem sido estudado há várias décadas, originando uma base considerável de dados sobre a resistência à erosão em diferentes materiais, Oka Y. (2005). Atualmente, a maioria dos modelos propostos são modelos estáticos simplificados, sendo que a formulação de um modelo matemático o qual visa o comportamento dinâmico entre partícula - fluido - superfície não tem sido bem sucedida (MENG T., 2009). Isto devido á complexidade de formular um modelo que contemple todas as informações empíricas necessárias juntamente com formulação do escoamento e das partículas existentes.

Conforme Mazumder H. (2008), é possível amenizar o desgaste mecânico por impacto de partículas através do controle do movimento das mesmas. Alguns estudos para turbomáquinas foram desenvolvidos ao longo do tempo, com o principal objetivo de correlacionar as velocidades e ângulos de incidência com a magnitude do desgaste em inúmeras situações dentre delas, o regime do escoamento. Para obter soluções reais da erosão, é necessário uma compreensão qualitativa e quantitativa do movimento das partículas e do escoamento.

Os modelos estatísticos propostos pela literatura, não consideram que a erosão é resultante de uma sequência dos múltiplos eventos, apenas que um único evento que ocasiona o dano na superfície do material (M.M.STACK, 2003). É importante salientar-se de que a modelagem da erosão em *CFD* tem problemas relacionados ao tribo-sistema, uma vez que há vários parâmetros envolvidos que influenciam na taxa de perda do material, sendo complicado formular um problema que seja facilmente comparado com os dados experimentais.

Devido a complexidade dos escoamentos multifásicos encontrados na maioria dos problemas de engenharia, este trabalho visa compreender a dinâmica das partículas sólidas em tubulações.

Para avaliar tal problema, foi necessário um estudo tanto dos diferentes modelos de fechamento da turbulência, quanto para a interação das partículas com a superfície do material. Para tal análise, foi proposto um algoritmo de colisão das partículas com a geometria que estão contidas, afim de avaliar o processo erosivo em tubulações.

CAPÍTULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Nesta seção é apresentada uma revisão da literatura sobre o transporte de partícula lagrangiana em escoamentos turbulentos. São apresentados também os fundamentos necessários para a compreensão do problema, tal como o efeito da partícula no escoamento, a interação entre a partícula com a superfície da geometria e a influência do escoamento turbulento no movimento da partícula.

2.1 Introdução à história da turbulência

Na época do Renascimento artistas perceberam que para transmitir mais vivacidade e realidade aos observadores seria necessário retratar a natureza caótica da turbulência em suas obras. Artistas como Leonardo da Vinci viviam em uma época em que o homem era considerado como o centro do universo e a ciência constituía-se basicamente, em matemática e medicina, (ABIMAQ, 2006).

Da Vinci defendia que a observação era uma regra básica para quem pretendesse compreender os fatos naturais. Cada problema era descrito cuidadosamente e sendo todas as conclusões apoiadas por resultados experimentais e interpretadas pragmaticamente. No caso do fenômeno da turbulência em escoamentos, da Vinci conseguiu retratar a sua natureza de maneira abstrata, indo além da observação realista. Da Vinci conseguiu perceber o que dava origem ao movimento desordenado, e o retratou de maneira clara e objetiva em suas obras.

A Fig. 2.1 ilustra um escoamento com variedade de o artista retratou a variabilidade de escalas das estruturas turbilhonares, desenhando as pequenas e grandes estruturas presentes no escoamento em queda d'água, conforme a Fig. 2.1, ABIMAQ (2006) . As limitações técnicas que existiam no século XVI explicam porque muitas das suas ideias e invenções não puderam ser concretizadas.

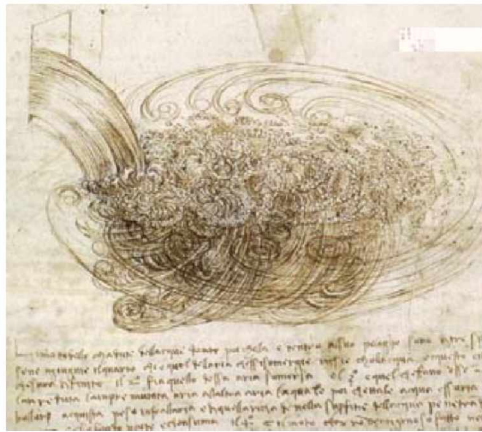


Figura 2.1: Cascata d'água desenhada pelo Leonardo da Vinci, ABIMAQ (2006).

Depois dos primeiros retratos da multiplicidade de escalas das estruturas turbilhonares realizados por Leonardo Da Vinci, Saint Venant, Boussinesq, Osborne Reynolds e Lorde Rayleigh foram os pioneiros no estudo de instabilidades e turbulência nos fluidos, (GORE, 2007).

Reynolds (1883), através do experimento de injeção corante durante o escoamento de água em um tubo circular, detectou dois regimes para o escoamento, o regime laminar onde, teoricamente, não há presença de instabilidade, e o regime turbulento onde as instabilidades são amplificadas promovendo a transição do escoamento a um estado onde a turbulência já pode ser caracterizada.

Teoricamente, para um escoamento dito laminar não há instabilidades no seu sistema porém, durante um experimento material fatores externos poderiam influenciar na dinâmica do escoamento dificultando no isolamento do experimento das prováveis instabilidades. Reynolds propôs um parâmetro de controle da transição, onde para valores acima de 2300 o escoamento torna-se turbulento no interior de um tubo, fator posteriormente conhecido

como número de Reynolds.

Posteriormente, o Lorde Rayleigh investigou o comportamento das instabilidades, ou seja, propagação e amplificação das mesmas em escoamentos paralelos. Sendo que a sua maior contribuição foi a constatação da necessidade do campo de velocidade inflexional para que um escoamento paralelo se torne instável. Já em meados de 1887, Boussinesq propôs o conceito de viscosidade turbulenta, através do qual o tensor de Reynolds oriundo da decomposição das equações de Navier-Stokes seria modelado de forma análoga ao modelo de Stokes para as tensões viscosas moleculares.

2.2 Introdução à caracterização da turbulência

Segundo Lesieur (2008), o escoamento turbulento, de maneira rudimentar é caracterizado por apresentar um movimento desordenado, caótico tanto no referencial tempo quanto no espaço.

O efeito difusivo da turbulência é um fator que auxilia no equilíbrio de diferenças das quantidades de movimento entre regiões de escoamentos. O transporte advectivo da quantidade de movimento induz os escoamentos à uma direção preferencial, geralmente por fatores externos através do gradiente de pressão ou diferenças de densidade. A relação entre esses dois efeitos é o parâmetro adimensional tradicionalmente conhecido como o número de Reynolds e é definido como:

$$Re \equiv \frac{\text{Efeitos Advectivos}}{\text{Efeitos Difusivos}} = \frac{\rho V L}{\mu}. \quad (2.1)$$

Onde ρ é a massa específica do fluido, μ é a viscosidade dinâmica do fluido, L é o comprimento característico do escoamento, V é a velocidade média do escoamento. A natureza da turbulência ainda não possui uma definição clara e objetiva (POPE, 2000), mas possuem características que possibilitam a compreensão dos seus fenômenos, dentre as quais estão a irregularidade dos escoamentos turbulentos, uma vez que são de difícil predição determinística, e como única forma de análise está a utilização de ferramentas estatísticas, ou seja, há coerência estatística para as estruturas que mantém uma forma definida por um tempo superior ao seu tempo característico. Outra característica marcante é que os escoamentos

turbulentos possuem uma alta difusibilidade.

A turbulência é um fenômeno contínuo onde existe uma multiplicidade de escalas, e até mesmo as suas menores escalas são consideravelmente maiores do que qualquer escala molecular. Com base na teoria da continuidade as equações de Navier-Stokes são válidas apesar do fenômeno ser aparentemente caótico, algumas informações estatísticas válidas podem ser extraídas, tanto teoricamente, quanto experimentalmente, (LESIEUR, 2008).

O escoamento turbulento apresenta características que lhe conferem um caráter totalmente não linear. De uma maneira resumida, é possível citar as principais características da turbulência:

- Tridimensionalidade: a turbulência é tridimensional, uma vez que este fenômeno só ocorre onde se identifica processos de geração de vorticidade, ou seja, em escoamentos rotacionais. Quando se aplica o operador rotacional nas equações de Navier-Stokes se obtém uma equação de transporte para a vorticidade, dada pela equação de Helmholtz. Nesta equação, para um escoamento bidimensional o termo de geração de vorticidade é nulo, conseqüentemente a turbulência é um fenômeno tridimensional, (LESIEUR, 2008);
- Altamente difusiva: como apresenta flutuações de velocidade nas três dimensões do espaço, a turbulência é um acelerador tanto da difusão de energia térmica, quanto da massa e também da quantidade de movimento;
- Altamente dissipativa: devido à diferença de velocidade presente num escoamento, ou seja, um gradiente de velocidade ocasiona um processo de cisalhamento entre as moléculas presentes no escoamento. Este fenômeno auxilia no processo de transformação da energia cinética em dissipação viscosa, sendo necessário o fornecimento contínuo de energia para que o escoamento permaneça turbulento, uma vez que sem o fornecimento de energia as flutuações presentes serão atenuadas até ser atingido o regime laminar;
- Contínuo: as menores estruturas turbilhonares possuem dimensões que superam mais de uma ordem da grandeza do livre caminho médio das partículas, podendo então ser modelada sob a hipótese do contínuo;

- Impredicível: Há três fatores fundamentais que caracterizam a imprevisibilidade de um sistema dinâmico, que são as imperfeições nos modelos matemáticos, nos métodos de solução das equações e nas imprecisões nos sistemas de medidas que fornecem as condições iniciais para a realização das simulações. Para um escoamento turbulento, devido à não linearidade presente nos escoamentos turbulentos, é impossível reproduzir o mesmo fenômeno físico.

2.3 A modelagem Matemática da Turbulência nos Fluidos

A turbulência nos fluidos apresenta uma diversidade de escalas e frequências, e calcular todas as escalas presentes no espectro da turbulência implicaria em utilizar uma malha suficientemente fina que seja capaz de capturar todo o espectro de número de ondas, desde das menores frequências e grandes estruturas, até as pequenas estruturas e altas frequências. Esta é a chamada Simulação Numérica Direta (*DNS* do inglês, *Direct Numerical Simulation*).

O emprego de *DNS* tem aumentado proporcionalmente a medida que o poder computacional disponível aumenta, conseqüentemente aplicações de *DNS*, como simulações de camadas limites por exemplo, auxiliam na compreensão da transição à turbulência, pois permitem com que se calcule todo espectro presente possibilitando maiores detalhes das estruturas turbilhonares.

Não são todos os experimentos numéricos que permitem com que se calcule todo espectro, muito devido ao tempo e custo computacionais, sendo necessário adotar uma outra alternativa, surgindo o conceito de decomposição das escalas no espectro turbulento, seja via média temporal ou pela filtragem espacial, (LESIEUR, 2008).

Quando se aplica a filtragem espacial das equações de Navier-Stokes obtêm-se as equações filtradas, que dão origem a metodologias como as Simulações das Grandes Escalas (*LES*), que consistem em resolver as grandes escalas presentes no espectro e modelar as pequenas escalas, (LILLY, 1992). Já quando se modela todo o espectro da turbulência, usa-se as equações médias de Reynolds (*RANS*).

Segundo, Pope (2000), a complexidade de se aplicar tanto a filtragem espacial quanto a média temporal nas equações de Navier-Stokes está no surgimento de novos termos, oca-

sionando um sistema com mais incógnitas do que equações. Este dilema é conhecido como o problema de fechamento da turbulência e ao longo dos anos modelos foram desenvolvidos na tentativa de resolver esse problema, ou seja, para modelar o tensor de Reynolds.

Buscando maiores aplicações e acurácia, é possível fazer uma modelagem híbrida da turbulência, que utiliza metodologias *RANS* e *LES*, são os chamados modelos híbridos.

2.3.1 Comparativo entre os Modelos de fechamento de turbulência *URANS*, *LES* e *DES*

As equações de Navier-Stokes são válidas para a descrever o escoamento turbulento, porém a sua solução numérica, sem o uso de modelos de fechamento, é impraticável para escoamentos a elevados números de Reynolds que visam aplicações industriais. As Equações Médias de Reynolds transiente (*URANS*) é uma metodologia da família *RANS* que possui em sua formulação termos transientes. A metodologia *LES*, em termos comparativos, está mais próxima *DNS* do que a *URANS*. Na metodologia *LES* as maiores estruturas, presentes no espectro turbulento, são resolvidas por equações filtradas e somente as menores estruturas são modeladas, uma vez que estas são mais homogêneas e isotrópicas (SOUZA LEOPOLDO ROTA DE OLIVEIRA, 2011).

A metodologia *DES* proposta por (SPALART; ALLMARAS, 1997), trata de um método conceitual de modelagem híbrida, e é importante enfatizar que não está ligado a nenhum modelo específico de turbulência. Basicamente, o intuito dessa metodologia é combinar as melhores características das metodologias *URANS* e *LES* em um único modelo de fechamento da turbulência. Um modelo de fechamento do tipo *URANS* é utilizado nas regiões perto das paredes, onde esta classe de modelos mostra bons resultados com uma menor resolução de malha quando comparado com a metodologia *LES*. Já para regiões distantes das paredes, usam-se modelos *LES*, uma vez que esta metodologia consegue capturar com maior nível de detalhes as estruturas físicas do escoamento.

2.3.2 Simulação das Grandes Escalas (*LES*)

A metodologia das Simulação das Grandes Escalas (*LES*) retrata por meio da filtragem das equações de Navier-Stokes as estruturas tridimensionais e transientes dos escoamentos turbulentos.

As escalas inferiores ao filtro utilizado, as chamadas escalas sub-malha ou escalas viscosas são avaliadas por um modelo apropriado, o qual transfere energia entre as escalas resolvidas e as escalas não resolvidas compondo o espectro turbulento.

Ao modelar um escoamento turbulento usando *LES*, é importante que a escala de corte esteja o mais próximo possível das escalas viscosas, para evitar que ocorra acúmulo de energia nas escalas de corte.

A metodologia *LES* pode ser aplicada na descrição de escoamentos tridimensionais com elevados números de Reynolds, uma vez que o tamanho característico da malha utilizada possui dimensão maior do que a escala de Kolmogorov $\left(\left(\eta = \frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}}\right)$, onde ϵ taxa média de dissipação de energia e ν é a viscosidade cinemática do fluido.

Por outro lado, apresenta dificuldades em resolver os escoamentos parietais, uma vez que as escalas dissipativas são do tamanho da escala de Kolmogorov e os níveis de refinamento necessários são praticamente iguais aos necessários para a execução de uma *DNS*. Além disso, modelos algébricos para *LES*, como o de Smagorinsky, baseados no tensor taxa de deformação, podem induzir a produção excessiva de viscosidade turbulenta junto às paredes quando não há utilização de uma função de amortecimento para a mesma.

Considerando as equações de Navier-Stokes para um escoamento incompressível, para um fluido newtoniano, sendo que as propriedades não variam com a temperatura, sem o termo fonte.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.3)$$

onde, u_i ($i = 1, 2, 3$) é a velocidade instantânea do fluido, P é a pressão e ρ é a massa específica do fluido em . Observamos que as Eq. 2.2 e Eq. 2.3, formam um conjunto de quatro equações com quatro incógnitas, o que torna possível a solução desse sistema.

Para o processo de filtragem é necessária a separação das escalas, ou seja, separar o espectro de energia turbulenta em duas partes, através de um processo da filtragem, as resolvidas (grandes escalas) e as modeladas (escalas sub-malha, as pequenas escalas), torna-se

uma boa solução (SILVEIRA-NETO, 2001). Os termos das Eq. 2.2 e Eq. 2.3, são separados em escalas filtradas $\bar{f}(\vec{x}, t)$ e flutuantes $f'(\vec{x}, t)$, (SILVEIRA-NETO, 2001):

$$f(\vec{x}, t) = \bar{f}(\vec{x}) + f'(\vec{x}, t). \quad (2.4)$$

A escala filtrada é definida como:

$$\bar{f}(\vec{x}, t) = \int_V G(\vec{x} - \vec{x}') f(\vec{x}', t) d\vec{x}', \quad (2.5)$$

onde a função filtro G é definida como um filtro volumétrico.

$$G(\vec{x} - \vec{x}') = \begin{cases} 1/V & \text{se } \vec{x} - \vec{x}' \leq l_c \\ 0 & \text{se } \vec{x} - \vec{x}' > l_c \end{cases}, \quad (2.6)$$

sendo que V é o volume de integração para filtragem, podendo ser o número de onda ou frequência de corte, l_c é o comprimento característico, o qual determina a frequência corte, e Δx é o tamanho característico do filtro.

Quando as equações de Navier-Stokes são discretizadas usando a metodologia de volumes finitos, assume-se que dentro de um volume de controle as variáveis presentes são constantes, logo este processo pode ser considerado uma filtragem. Aplicando o processo de filtragem nas Eq. 2.2 e Eq. 2.3, (LIMA E SILVA, 2002):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2.8)$$

O sistema de equações acima modelam o transporte da variável \bar{u}_i . Observa-se que durante o processo de filtragem o termo não-linear $(\overline{u_i u_j})$ se torna um produto filtrado, com variáveis filtradas desconhecidas não sendo possível a solução direta da Eq. 2.7, (SILVEIRA-NETO, 2001). Como tentativa de solucionar a Eq. 2.7, a hipótese da Eq. 2.8 para o termo não-linear

pode ser feita:

$$\overline{u_i u_j} = (\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j) = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i u'_j}. \quad (2.9)$$

Sendo que os tensores adicionais, que aparecem na Eq. 2.9, são definidos como:

- Tensor de Reynolds sub-malha:

$$\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j}. \quad (2.10)$$

- Tensor cruzado:

$$C_{ij} = \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j}. \quad (2.11)$$

- Tensor de Leonard:

$$L_{i,j} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (2.12)$$

Substituindo os tensores de Reynolds, Cruzado e de Leonard ($\tau_{ij}, C_{ij}, L_{i,j}$), nas Eq. 2.7:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - (\tau_{ij} + C_{ij} + L_{i,j}) \right], \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2.14)$$

Este é um sistema considerado aberto, uma vez que consiste num sistema de quatro equações com cinco variáveis transportadas com três tensores e três vetores de fluxos turbulentos. Na tentativa de solucionar este problema, adicionar mais uma equação de transporte teria como consequência o surgimento de mais tensores.

Boussinesq (1877), na tentativa de solucionar o fechamento da turbulência, propôs expressar o tensor de Reynolds sub-malha em função da taxa de deformação gerada pelo campo de velocidades filtrado e da energia cinética turbulenta:

$$\tau_{ij} = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij}. \quad (2.15)$$

onde k é a energia cinética turbulenta ν_t é a viscosidade cinemática turbulenta, que pode

ser calculada através de diferentes modelos de turbulência, os mais utilizados pela literatura serão descritos posteriormente.

2.3.3 Modelagem da submalha de Smagorinsky

A maioria dos modelos de submalha supõem que as menores escalas de turbulência são aproximadamente isotrópicas e homogêneas, enquanto que as maiores escalas, ou seja, estruturas que possuem a maior energia, dependem das características do escoamento. Os modelos de submalha, precisam ter um caráter padrão o qual deve garantir que estas estruturas sejam mais previsíveis. O modelo na escala de submalha mais comum é o modelo de Smagorinsky:

$$\tau_{ij}^{SGS} - \frac{\delta_{ij}}{3}\tau_{kk}^{SGS} = \mu_{SGS} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) = 2\mu_{SGS} \left(\bar{S}_{ij} - \frac{\Delta_{ij}}{3} \bar{S}_{kk} \right), \quad (2.16)$$

onde μ_{SGS} é a viscosidade turbulenta e \bar{S}_{ij} é o tensor da submalha. Um dos problemas do fechamento das equações, consiste na determinação da viscosidade turbulenta, μ_t , como uma função das variáveis do campo do escoamento resolvido. As pequenas estruturas estão em equilíbrio com a produção e dissipação da energia cinética turbulenta da submalha, logo há a possibilidade das pequenas estruturas serem consideradas proporcionais à escala de comprimento submalha característica, Δ . Deste modo, Smagorinsky (1963) pôde obter o modelo algébrico para a viscosidade turbulenta através da equação.

$$\mu_{SGS} = 2\bar{\rho}(C_s\Delta)^2|\tilde{S}| = 2\bar{\rho}(C_s\Delta)^2(2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}, \quad (2.17)$$

onde $|\tilde{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ representa o tensor do modelo de submalha, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$ e Δ o tamanho do comprimento característico da submalha.

2.3.4 Modelagem da submalha Dinâmica

O modelo dinâmico proposto por Lilly (1992), utiliza de uma função para calcular o coeficiente de proporcionalidade (C_s), a qual se adapta ao escoamento no tempo e espaço através de um filtro a nível da malha, ou seja, são utilizados as dimensões da malha para o seu

comprimento característico, ou também pelo filtro teste, o qual é necessário um múltiplo nas dimensões das malhas para calcular o seu comprimento característico. Logo, a modelagem dinâmica utiliza das informações contidas nas menores escalas resolvidas situadas nos dois níveis de escalas.

Como a função estabelecida pela modelagem dinâmica varia no tempo e espaço, é esperado que tal função tenha um melhor comportamento assintótico se comparado com o modelo de Smagorinsky, uma vez que a função é nula próximas as fronteiras sólidas e também nas regiões de escoamentos laminares.

De forma similar a viscosidade do modelo de Smagorinsky, a viscosidade da submalha do modelo dinâmico é dado por:

$$\mu_{SGS} = \bar{\rho} C_s \Delta^2 |\tilde{S}| = \bar{\rho} C_s \Delta^2 (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}. \quad (2.18)$$

No modelo Dinâmico a constante C_s se torna uma função de proporcionalidade, para o tensor turbulento da submalha.

$$C_s = \frac{\mathcal{L}_{ij}\mathcal{M}_{ij}}{2\mathcal{M}_{ij}\mathcal{M}_{ij}}, \quad (2.19)$$

sendo que,

$$\mathcal{L}_{ij} = -\bar{\rho}\bar{u}_i\bar{u}_j + \bar{\rho}\bar{u}_i\bar{u}_j, \quad (2.20)$$

e

$$\mathcal{M}_{ij} = \overline{\bar{\rho}\Delta^2\bar{S}_{ij}|\bar{S}|} - \overline{\bar{\rho}\Delta^2\bar{S}_{ij}|\bar{S}|}. \quad (2.21)$$

2.3.5 Equações Médias de Reynolds transiente (URANS)

Uma das formas de resolver as equações de Navier-Stokes, é usando a metodologia das equações médias de Reynolds transiente (URANS), a qual usa-se a filtragem temporal nas equações afim de para separar um sinal $f(\vec{x}, t)$ em uma componente média $\bar{f}(\vec{x})$ e outra flutuante $f'(\vec{x}, t)$. Durante o processo a separação de escalas através das médias temporais,

algumas propriedades são estabelecidas como:

- A média de uma flutuação é nula:

$$f'(\vec{x}, t) = \bar{f}(\vec{x}) - \bar{f}(\vec{x}). \quad (2.22)$$

- A média do produto de uma variável pela flutuação de uma variável é nula:

$$\overline{\bar{f}f'} = \bar{f}\bar{f}' = \bar{f}.0 = 0. \quad (2.23)$$

- A média do produto de duas médias é igual ao produto das duas médias:

$$\overline{\bar{f}\bar{f}} = \bar{f}\bar{f}.\bar{1} = \bar{f}\bar{f}. \quad (2.24)$$

Aplicando-se as propriedades descritas acima nas equações de conservação da massa e da quantidade de movimento, considerando que $\overline{u_i u_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u'_i u'_j}$, obtém-se as equações médias de Reynolds:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u'_i u'_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right]. \quad (2.26)$$

Reescrevendo a Eq. 2.26, temos:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right]. \quad (2.27)$$

Nota-se pela Eq. 2.27 que a consequência da decomposição de escalas e a transformação da equação original em equação média é o aparecimento de um tensor adicional, conhecido como o tensor de Reynolds, $\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$.

Verifica-se que, mesmo que a origem do tensor de Reynolds esteja ligada ao termo não linear, este tensor possui natureza física semelhante ao tensor viscoso molecular, por isso tem-se a possibilidade de agrupá-lo com o tensor viscoso. Observa-se que para resolver este tensor é necessário utilizar um modelo de fechamento da turbulência que seja capaz de

calculá-lo através da viscosidade turbulenta oriunda da utilização da hipótese de Boussinesq, (BOUSSINESQ, 1877).

Sabe-se que, quanto maior o número de Reynolds do experimento, mais largo se torna o espectro de energia do escoamento aumentando a complexidade do escoamento, tendo em vista à solução deste problema o desenvolvimento de modelos de fechamento da turbulência baseados na hipótese de Boussinesq tem sido objeto de interesse e estudo, além do mais os escoamentos presentes no cotidiano projetos de engenharia são extremamente complexos.

Modelos tais como de duas equações de transporte serviram como alternativa para a solução de alguns problemas industriais, (LAUNDER B. E., 1974). Estes modelos de fechamento são compostos de uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta e a outra, para o comprimento característico, ou para a dissipação da energia cinética turbulenta. Conseqüentemente, os modelos desta classe são suficientes para calcular diferentes tipos de escoamentos. Segundo Silveira Neto (2002) esta teoria seria verídica se não houvesse a necessidade de se ajustar uma variedade de constantes ad-hoc, dependendo do tipo de escoamento considerado.

Os modelos $k - \epsilon$ e $k - \omega$ são os os mais utilizados na família dos modelos de duas equações. A primeira equação serve para modelar o transporte da energia cinética turbulenta. Já a segunda, deve ser uma equação para a taxa específica de dissipação ω ou para a dissipação ϵ .

No presente trabalho serão utilizados também os modelos da família $k - \epsilon$ e $k - \omega$, (FLUENT, 2015), nas simulações envolvendo o transporte gás-sólido afim de investigar a influencia dos modelos de fechamento da turbulência no transporte lagrangiano.

2.4 Modelos de fechamento para turbulência

Os escoamentos ditos em regime de turbulência são predominantes na natureza, uma vez que pequenas perturbações injetadas nesses escoamentos são naturalmente amplificadas, gerando-se instabilidades que conduzem a transição, (LOMAX H.; PULLIAM, 2001). Para à investigação destas instabilidades, passa-se por uma formulação de um problema linear de uma gama infinito de ondas de pequenas amplitudes, tendo como objetivo de obter in-

formações sobre como determinados comprimentos de ondas as quais evoluirão no tempo. Uma descrição completa da transição requer a análise do processo não linear de amplificação de perturbações, o que constitui uma tarefa teórica árdua, por se tratar de problemas não lineares. Com base nisto, as ferramentas computacionais que modelam a turbulência numericamente são usadas para compreender o comportamento caótico deste regime.

No presente trabalho foram empregadas três diferentes metodologias para a modelagem da turbulência: *URANS*, *DES*, e *LES*. As formulações destes modelos são discutidas nas seções seguintes.

2.4.1 Modelo $k - \epsilon$ realizável, (SHIH LIOU, 1995)

O modelo $k - \epsilon$ realizável é umas das alternativas para a formulação da viscosidade turbulenta. A modificação da equação de transporte para a taxa de dissipação (ϵ), tem sido obtida através das equações de transporte da média da flutuação da vorticidade.

Uma das limitações deste modelo está na produção não-física da viscosidade turbulenta em situações onde está presente no domínio computacional, regiões estacionárias e rotativas no escoamento. As equações de transporte dos termos k e ω para o modelo $k\epsilon$ realizável, pode se definida como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_m + S_k, \quad (2.28)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \epsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\epsilon - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}} + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} C_{3\epsilon} G_b + S_\epsilon. \quad (2.29)$$

onde, $C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta+5} \right]$, $\eta = S \frac{k}{\epsilon}$, $S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$. Nessas equações o termo G_k , representa a geração da energia cinética turbulenta devido ao gradiente da velocidade média do escoamento, o termo G_b e a geração da energia cinética turbulenta devido a flutuabilidade. Y_M representa os efeitos na turbulência compressível para a taxa global de dissipação. C_2 e C_1 são constantes. σ_k e σ_ϵ são os números de Prandtl turbulentos para os termos k e ω , respectivamente. S_k e S_ϵ são os termos fontes adicionais.

Modelo para a viscosidade turbulenta

A viscosidade turbulenta é definida como:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}. \quad (2.30)$$

A principal diferença entre os modelos $k - \epsilon$ realizável e com o *RNG* $k - \epsilon$, (MARZOUK, 2010), está no termo C_μ que ao invés de ser constante é calculado. Logo, C_μ , é definido como:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{KU^*}{\epsilon}}. \quad (2.31)$$

onde

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\omega}_{ij}\tilde{\omega}_{ij}}. \quad (2.32)$$

sendo que $\tilde{\omega}_{ij} = \omega_{ij} - 2\epsilon_{ijk}\omega_k$ e $\omega_{ij} = \omega_{ij} - \bar{\epsilon}_{ijk}\omega_k$, e $A_0 = 4.04$, e $A_s = \sqrt{6}\cos\phi$.

2.4.2 Modelo $k - \omega$ padrão, (BRADSHAW, 1971)

O modelo $k - \omega$ padrão é um modelo empírico baseado nos modelos de transporte da energia cinética turbulenta (k), e da taxa específica de dissipação ω . A energia cinética turbulenta k , e a taxa específica de dissipação, ω , são obtidas a partir das seguintes equações de transporte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k, \quad (2.33)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega. \quad (2.34)$$

No lado direito da Eq. 2.33 os termos Γ_k , G_k , Y_k e S_k representam, respectivamente a difusibilidade efetiva de k , a geração de energia cinética turbulenta, a dissipação de k durante

a turbulência e termo fonte adicionais. Já no lado direito da Eq. 2.34 os termos Γ_ω , G_ω , Y_ω e S_ω representam, respectivamente a difusibilidade efetiva de ω , a geração de ω , a dissipação de ω durante a turbulência e o termo fonte adicionais.

Modelagem da difusibilidade efetiva

Os efeitos difusivos no modelo $k - \omega$ padrão, são definidos como:

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}. \quad (2.35)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}. \quad (2.36)$$

onde σ_k e σ_ω são respectivamente, os números de Prandtl turbulento que é um termo adimensional definido como a razão entre o momento difusividade turbulenta e a difusividade turbulenta de transferência de energia, para os termos k e ω . A viscosidade turbulenta (μ_t) são calculadas combinando os termos k e ω ,

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}. \quad (2.37)$$

sendo que α^* é o coeficiente amortecedor da viscosidade turbulenta, ocasionando uma correção para baixos números de Reynolds. Dado por:

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k} \right). \quad (2.38)$$

Sendo que,

$$Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}. \quad (2.39)$$

$$R_k = 6. \quad (2.40)$$

$$\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}. \quad (2.41)$$

$$\beta_i = 0.072. \quad (2.42)$$

É importante enfatizar que para elevados números de Reynolds, para o modelo $k - \omega$, $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$.

Modelagem da produção turbulenta

O termo G_k representa a produção da energia cinética turbulenta. Obtida pela equação de transporte de k , este termo pode ser definido como:

$$G_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}. \quad (2.43)$$

Para avaliar o termo G_k de maneira consistente, usa-se a hipótese de Boussinesq, definida como:

$$G_k = \mu_t S^2, \quad (2.44)$$

onde S é o módulo da média do tensor taxa de deformação, definida da mesma maneira para o modelo $k\epsilon$. Para a produção de ω , o termo G_ω é definido como:

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k. \quad (2.45)$$

onde o coeficiente α é definido como:

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + Re_t/R_\omega}{1 + Re_t/R_\omega} \right) \quad (2.46)$$

onde $R_\omega = 2.95\alpha^*$.

Modelagem da dissipação turbulenta

A dissipação do termo k é definida por:

$$Y_k = \rho \beta^* f_{\beta^*} k \omega. \quad (2.47)$$

onde,

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & \text{se } x_k \leq 0 \\ \frac{1+680x_k^2}{1+400x_k^2} & \text{se } x_k > 0 \end{cases}, \quad (2.48)$$

onde

$$x_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \quad (2.49)$$

sendo que:

$$\beta^* = \beta_{*i} [1 + \zeta^* F(M_t)]. \quad (2.50)$$

$$\beta_i = \beta_\infty \left(\frac{4/15 + (Re_t/R_\beta)^4}{1 + (Re_t/R_\beta)^4} \right). \quad (2.51)$$

Sendo que $\zeta^* = 1.5$, $R_\beta = 8$, $\beta_\infty^* = 0,09$. A dissipação do termo ω é definido por:

$$Y_\omega = \rho \beta f_\beta w^2. \quad (2.52)$$

onde,

$$f_\beta = \frac{1 + 70x_\omega}{1 + 80x_\omega}. \quad (2.53)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.54)$$

$$\beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \zeta^* F(M_t) \right] \quad (2.55)$$

onde $F(M_t)$ é a função de correção da compressibilidade, definida por:

$$F(M_t) = \begin{cases} 0 & \text{se } M_t \leq M_{t0} \\ M_t^2 - M_{t0}^2 & \text{se } M_t > M_{t0} \end{cases}, \quad (2.56)$$

onde

$$M_t^2 \equiv \frac{2k}{a^2}. \quad (2.57)$$

sendo que $M_{t0} = 0.25$ e $a = \sqrt{\gamma RT}$. Para elevados números de Reynolds para o modelo $k\omega$, $\beta_i^* = \beta_\infty^*$. E para a forma incompressível, $\beta^* = \beta_i^*$.

2.4.3 Formulação do modelo SST, (MENTER, 1994)

O modelo *Shear stress transport (SST) k- ω* é um modelo do tipo *RANS* que utiliza o equacionamento de dois outros modelos, $k-\epsilon$ e $k-\omega$. Sua formulação se dá de forma bem simplificada.

Na região mais cisalhante do escoamento se usa a formulação do modelo $k-\epsilon$ e onde esse se mostra pouco eficiente, na região próxima à parede, utilizam-se as equações de transporte do modelo $k-\omega$. São duas as equações de transporte do modelo *SST*, sendo uma a equação da energia cinética turbulenta (k), e a outra a taxa de dissipação específica de energia cinética turbulenta.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial u_i k}{\partial x_i} = \frac{\tilde{P}_k}{\rho} - \beta^* \omega k + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right], \quad (2.58)$$

onde μ_i são as componentes das velocidades, ρ é a massa específica, μ é a velocidade molecular, μ_t é a viscosidade turbulenta. O termo \tilde{P}_k é dado por:

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, 10\epsilon) \quad (2.59)$$

Onde $\epsilon = \omega \beta k$, e o termo P_k é obtido por:

$$P_k = \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.60)$$

A equação da taxa de dissipação específica de Energia Cinética turbulenta ω , no modelo

SST é dada por:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial u_i \omega}{\partial x_i} = \alpha s^2 - \beta \omega^2 + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_w \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \partial(1 - F_1) \sigma \omega_2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i}. \quad (2.61)$$

Onde F_1 é definido como:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left(\max \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500v}{y^2 \omega} \right); \frac{4\rho \sigma \omega_2 k}{CD_{k\omega} y^2} \right\}^4 \right\} \quad (2.62)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma \omega_2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right). \quad (2.63)$$

sendo que y é a distância da superfície de não deslizamento. As outras constantes são todas oriundas dos modelos $k - \epsilon$ e o $k - \omega$ com alguns ajustes e são determinadas como: $\beta = 0.09$; $\alpha_1 = \frac{5}{9}$; $\beta_1 = \frac{3}{40}$; $\sigma_{k1} = 0.85$; $\tau \omega_1 = 0.5$; $\alpha = 0.44$; $\beta_2 = 0.0828$; $\sigma_{k2} = 1$; e $\sigma = 0.856$.

2.4.4 Equações de transporte para o modelo *SST-SAS*, (??)

A Simulação das escalas adaptativas (*SAS*), (SPALART, 1992) é um aprimoramento da formulação *URANS*, o qual permite resolver o espectro de turbulência em condições de escoamentos instáveis. As metodologias que usam os modelos à duas equações, precisam desenvolver modelos com base de termo à termo pela falta de uma equação exata de transporte. A razão desta deficiência está no fato de que as equações exatas para ϵ , no espectro de turbulência, não descrevem as grandes escalas mas sim as escalas dissipativas.

Devido à falta de uma equação exata, os modelos $k - \epsilon$ e $k - \omega$ são modelados analogamente as equações da energia cinética turbulenta, k , usando apenas argumentos heurísticos. As equações de transporte para o modelo *SST - SAS*, são definidas como:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i k)}{\partial x_i} = G_k - \rho c_\mu k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\tau_t} \right) \right], \quad (2.64)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} G_k - \rho \beta \omega^2 + Q_{SAS} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma \omega} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \quad (2.65)$$

As equações de transporte para o modelo $SST - SAS$, diferem-se das equações do modelo $SST - RANS$ pela adição do termo fonte Q_{SAS} nas equações de transporte para ω . o termo fonte adicional é definido por:

$$Q_{SAS} = \max \left[\rho n_2 k S^2 \left(\frac{L}{L_{v,k}} \right)^2 - C \frac{2\rho k}{\sigma_\phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right]. \quad (2.66)$$

sendo que os parâmetros do termo fonte (Q_{SAS}) são dados por:

$$n = 3.51. \quad (2.67)$$

$$\sigma_\phi = \frac{2}{3}. \quad (2.68)$$

$$c = 2. \quad (2.69)$$

$$L = \frac{\sqrt{k}}{c_{mu} \cdot \omega^{1/4}}. \quad (2.70)$$

O termo L , é o comprimento característico da escala de turbulência. A escala de comprimento von Karman $L_{v,k}$ é uma generalização tridimensional da definição clássica camada limite, dada por:

$$L_{BL}^{vk} = k \frac{\partial U}{\partial y} \left| \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right|. \quad (2.71)$$

A escala de comprimento von Karman $L_{v,k}$, é definida por:

$$L_{v,k} = k \left| \frac{U'}{U''} \right| \quad (2.72)$$

A primeira derivada da velocidade $\frac{\partial U}{\partial y}$ é representada por $L_{v,k}$ pelo U' , onde é igual a S , o qual é uma invariante escalar do tensor taxa de deformação.

$$U' = s \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad (2.73)$$

onde S_{ij} é definido :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.74)$$

A segunda derivada da velocidade da velocidade U'' é definida usando a magnitude da velocidade do Laplaciano.

$$U'' = \sqrt{\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k^2} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}}. \quad (2.75)$$

$$L_{vk} = \max \left(k \left| \frac{U'}{U''} \right|, c_s \sqrt{\frac{kn_2}{(\beta/c_{mu}) - \alpha} \Delta} \right), \Delta = \Omega_{cv}^{1/3} \quad (2.76)$$

Sendo L_{vk} é proporcional ao tamanho da malha de célula Δ e é calculado como a raiz cúbica do tamanho do volume de controle Ω_{cv} .

2.4.5 Detached Eddy Simulation (DES), (SPALART, 1997)

A formulação *DES* possui a seguinte premissa: é utilizado o modelo *URANS* para resolver a camada limite, enquanto nas outras regiões onde o tratamento é com *LES*, estão associadas na predominância de grades escalas turbulentas, ou seja, nestas regiões o modelo *DES* se comporta como um modelo de submalha, e nas regiões próximas à parede, comporta-se como modelo *URANS*. Os modelos *DES*, em sua maioria, são um modelo híbrido *LES/RANS*, combinando os modelos *RANS* com *LES*, e devido a sua flexibilidade, é possível a sua aplicação para inúmeros problemas industriais com elevados números de Reynolds.

DES com o modelo $K - \epsilon$ realizável

O modelo *DES* é similar com o modelo $K\epsilon$ realizável, com a exceção do termo de dissipação na equação do K . No modelo *DES*, o termo de dissipação do $k\epsilon$ realizável é modificado, de tal modo que:

$$Y_k = \frac{\rho k^{\frac{3}{2}}}{l_{des}}, \quad (2.77)$$

onde

$$l_{des} = \min(l_{rke}, l_{les}), \quad (2.78)$$

$$l_{rke} = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon}, \quad (2.79)$$

$$l_{les} = C_{des} \Delta_{max}, \quad (2.80)$$

onde, C_{des} é uma constante de calibração usado no modelo *DES* e possui o valor de 0.61 e Δ_{max} é a espessura máxima do espaçamento da malha $(\Delta x, \Delta y, \Delta z,)$.

2.4.6 *DES* com o modelo *SST K - ω*

O termo de dissipação da energia cinética turbulenta é modificada para o modelo de turbulência *DES*, conforme:

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega F_{DES} \quad (2.81)$$

onde F_{DES} é definido como:

$$F_{DES} = \max\left(\frac{L_t}{C_{des}}, 1\right). \quad (2.82)$$

onde C_{des} é a constante de calibração usado no modelo *DES*, com o valor de 0.061. Δ_{max} é a espessura máxima da malha $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$. A escala de comprimento turbulento é um parâmetro que define o modelo *URANS*.

$$L_t = \frac{\sqrt{k}}{\beta \omega}. \quad (2.83)$$

O modelo *DES - SST* pode oferecer a opção de *proteger* a camada limite dos limites propostos pelo método, através da opção de atraso. Esta flexibilidade permite na formulação do modelo *SST*. A F_{DES} é modificada de acordo com:

$$F_{DES} = \max\left(\frac{L_t}{C_{des} \Delta} (1 - F_{sst}, \Delta)\right). \quad (2.84)$$

com $F_{sst} = 0$. Nesta seção foram apresentados a formulação matemática dos modelos de fechamento da turbulência utilizados no presente trabalho, mais detalhes em (FLUENT, 2015), e (VEDOVOTO, 2011), e a aplicabilidade de cada modelo apresentado. Na próxima seção serão apresentados a abordagem lagrangiana utilizada para descrever a fase particulada do escoamento gás-sólido.

2.5 Abordagem Lagrangeana e Euleriana

Há basicamente duas abordagens que descrevem um problema físico na mecânica dos fluidos. A primeira é a euleriana a qual se calcula o campo de pressão $P(x, y, z, t)$ e velocidades do escoamento em um referencial fixo, e Lagrangeana, quando a trajetória de uma partícula é conhecida e há as forças pontuais atuando sobre elas. As abordagens Lagrangeana e Euleriana podem ser representadas através da posição do observador no espaço-tempo. Se o observador estiver com o seu movimento condizente com a velocidade do fluido, ou seja, movimentando no espaço-tempo, o que ele vai atentar são as propriedades do fluido modificando periodicamente no domínio do espaço-tempo onde ocorre os fenômenos. Portanto, para esta ocorrência têm-se a abordagem Lagrangeana.

Para a abordagem Euleriana, o observador se encontra distante da ocorrência do fenômeno, ou melhor, fora do domínio de espaço-tempo em questão, observando uma parcela de fluido se desenvolver uma trajetória no espaço a qual se modifica com o desencadear do tempo. E essa parcela de fluido se interage entre elas ou outras porções alterando as suas propriedades. Matematicamente no referencial tempo as funções são contínuas.

A abordagem euleriana esta sujeita a algumas limitações, as quais são impostas pelo esquema numérico podendo por exemplo, correr o risco de não conservar a massa, Seinfeld (1986). Na visão lagrangiana, a abordagem estatística pode implicar na necessidade de se determinar as funções densidade de probabilidade, as quais são associadas à distribuição espacial das parcelas de fluido que compõem o escoamento turbulento.

Neste estudo foi utilizado o referencial Euleriano - Lagrangiano. No modelo gás - sólido a partícula é tratada por forças pontuais ao longo de sua trajetória, ou seja, determinam-se a velocidade e forças externas atuantes em cada partícula. Para este mesmo modelo a fase

do fluido poderá ser tratada através da hipótese do contínuo, considerando a abordagem Euleriana.

2.5.1 Regimes do Escoamento Multifásico

Para a formulação do modelo numérico no escoamento multifásico é importante diferenciar a formulação para as diferentes fases. Define-se a fase dispersa como a fase que contém partículas, bolhas e gotas, e a fase contínua é composta pelo escoamento em que a fase dispersa está imersa.

Os regimes do escoamento multifásico podem ser caracterizados pelo tipo de acoplamento que ocorre entre as fases dispersa e a contínua, sendo que o acoplamento é uma interação entre as fases, e ao definir a física de acoplamento, torna-se apropriado escolher a técnica numérica para a solução do problema. A complexidade do escoamento multifásico não está somente relacionada com a quantidade de equações e variáveis que devem ser resolvidas simultaneamente, mas do acoplamento existente entre as fases. A Fig. 2.2 representa esquematicamente o acoplamento entre as fases.

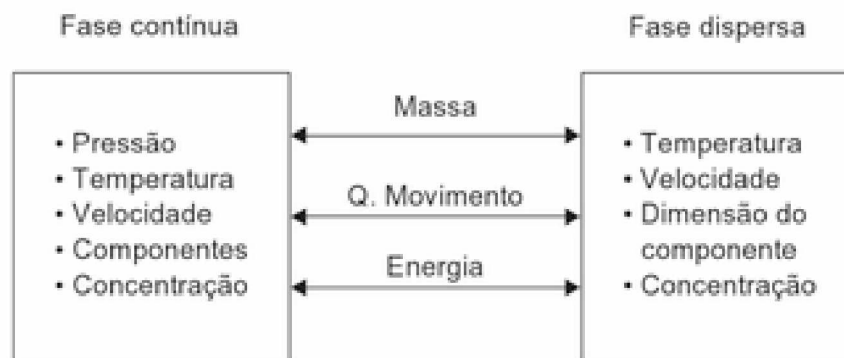


Figura 2.2: Esquema do acoplamento entre as fases do escoamento bifásico, Rosa (2012).

O acoplamento entre as fases pode variar conforme a concentração destas. O escoamento é dito carregado ou denso, quando a fração volumétrica da fase dispersa (α_p), ou seja, o volume ocupado pelas partículas em um determinado volume no escoamento é superior a $\alpha_p > 0.001$ (SOMMERFELD, 1999). Neste caso, como há muitas partículas próximas uma das outras é necessário considerar a interação entre elas bem como a sua resposta no

escoamento. Segundo Sommerfeld (1999), quando $\alpha_p < 0.001$ as partículas estão diluídas no escoamento, ou seja carregadas pela fase contínua. Neste regime a influência das partículas no escoamento pode ser negligenciada.

O acoplamento é dito de uma via, quando o movimento da partícula é afetado pela fase contínua. Duas-vias quando as partículas influenciam no escoamento, ou seja ambas as fases se influenciam (GORE, 1989). Quatro vias quando há interação entre as partículas além das fases se influenciarem.

Segundo Sommerfeld (1999), a principal divisão entre os escoamentos dispersos e densos consiste no tipo de acoplamento escolhido para caracterizar o movimento da partícula. Se os efeitos da interação entre partícula-escoamento sobrepõe completamente o transporte das partículas, ou seja, a influência destas pode ser negligenciada pois são carregadas pelo escoamento.

Se na equação do movimento a interação entre partículas é dominante então o escoamento é considerado denso, (GORE, 1989). Na interação entre partículas ocorrerem dois mecanismos diferentes, primeiramente a colisões entre partículas, onde estas podem se deformar, aglutinar, ou receber completamente a quantidade de movimento, por colidir umas com as outras.

2.5.2 *Parâmetros relevantes em escoamentos com partículas*

Na fase contínua a turbulência pode ser representada através da densidade do fluido ρ , viscosidade cinemática ν , escala de comprimento integral L , escalas de comprimento η , escalas de tempo τ_n . Já os parâmetros que caracterizam a fase particulada são, a densidade da partícula ρ_p , o diâmetro da partícula d_p , a carga volumétrica da partícula θ_v , sendo que este último é definido como a razão entre os volumes ocupados pelas fases contínua e particulada, (LAIN S., 2002).

Escoamentos com carga volumétricas inferiores 10^{-6} possui como característica a influência da turbulência na fase dispersa, sendo que a influência da fase dispersa pode ser desprezível, (GORE, 1989). Neste regime, a interação entre as fases é dita acoplamento de uma-via. Neste acoplamento, as partículas são carregadas pelo movimento do fluido, comportando-se como traçadores passivos não-ideais, Lain S. (2002).

Para os escoamentos que possuem cargas volumétricas entre 10^{-5} e 10^{-2} , ditas cargas volumétricas intermediárias, (GORE, 1989), a influência sobre a fase contínua não pode ser mais desprezada, ocorrendo uma transferência da quantidade de movimento linear entre as fases, e o nível de turbulência presente no escoamento pode ser atenuado ou aumentado, dependendo das características das partículas. Este regime, é dito acoplamento de duas-vias.

Caso a carga volumétrica for superior à 0.01, além de ocorrer a troca da quantidade de movimento linear há uma interação entre as partículas presente, ou seja, as partículas colidem entre si. Este é o chamado acoplamento de quatro- vias, (GORE, 1989).

O conjunto de parâmetros adimensionais caracterizam as interações entre as fases no escoamento. Os principais e mais tradicionalmente usados serão definidos a seguir.

O tempo de relaxação de Stokes, definido como (GORE, 1989):

$$\tau_p = \frac{2\rho_p}{9\rho} \frac{1}{U_f} \left(\frac{d}{2}\right)^2, \quad (2.85)$$

quantifica o tempo de resposta de uma partícula, sobre a qual a força de arrasto atua, frente a variaçãode velocidade do fluido. Logo, as partículas com tempo de relaxação pequenos, ajustam-se rapidamente a alterações no campo de velocidade do fluido que está as transportando.

O número de Stokes, definido como:

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_n}. \quad (2.86)$$

descreve a habilidade da partícula de seguir o escoamento, logo para número de stokes baixos e também, na ausência de forças externas como o peso, as partículas comportam-se como traçadores passivos e são advectadas pelo fluido, ou seja, o número de Reynolds da partícula é praticamente zero. Para números de Stokes mais altos, o número de Reynolds da partícula é maior do que zero, logo, as partículas não se movem mais em sincronia com o fluido e o movimento relativo entre as fases fluida e particulada possui uma carga mássica $\theta_m = \left(\frac{\rho_p}{\rho}\right)\theta_v$ elevada, $\theta_m > 10^{-5}$, necessitando da modulação da turbulência na fase contínua,(??).

2.5.3 Efeito das partículas no escoamento turbulento

Os escoamentos turbulentos possuem características que possibilitam a compreensão e interpretação dos seus fenômenos. Dentre as suas características principais estão a irregularidade e difusibilidade do escoamento.

Para investigar os efeitos da dispersão de partículas no escoamento turbulento é interessante compreender a troca da quantidade de energia de ambas as fases, o quanto de uma fase influencia no movimento da outra, e dependendo do carregamento e diâmetro das partículas, essa interação pode até mesmo re-laminarizar ou levar o escoamento a um estado de transição à turbulência. (SILVEIRA NETO, 2002).

O efeito das partículas no escoamento turbulento dependem da maneira como foi estabelecido o modelo matemático, físico e diferencial do acoplamento partícula-fluido, ou seja quais são as simplificações que foram adotadas ao modelar um problema real e descrevê-lo em formulações matemáticas.

Para analisar os efeitos físicos envolvidos no acoplamento entre fases é importante considerar a escala de tempo associada com o arrasto, esta relação possui efeitos no movimento da partícula. A escala de tempo é aproximadamente proporcional com a densidade de partícula (ρ_p) que tenha um valor de $\rho_p \gg 1$, podendo ser relacionada com o tempo de relaxação das partículas, definindo o número de Stokes da partícula, o qual é expressado em termos do tamanho da partícula é da correção de Stokes.

$$St_D = \frac{\tau_p}{\tau_D}, \quad (2.87)$$

onde τ_p é o tempo de relaxação da partícula e τ_D é o tempo de Kolmogorov. O número de Stokes é uma correlação temporal entre os tempos característicos da partícula com o do escoamento, o qual descreve a relação entre as forças de arrasto e as forças inerciais que atuam sobre a partícula, caracterizando a dispersão destas em um escoamento. Para $St_D \gg 1$ o movimento das partículas é pouco influenciado pelo escoamento, tendo um acoplamento dito uma-*via*. $St_D = 1$ o movimento das partículas é consideravelmente afetado pelo escoamento, tendo um acoplamento dito duas-*vias*. $St_D \ll 1$ o movimento das partículas se aproxima do movimento do escoamento, tendo um acoplamento dito quatro-*vias*. O número

de Stokes é utilizado para descrever a trajetória das partículas quantitativamente.

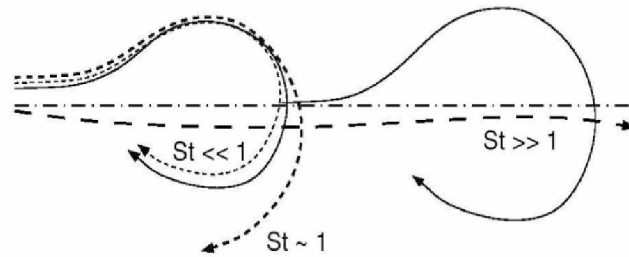


Figura 2.3: Dispersão da partícula e o número de Stokes, Crowe C.T. (1998).

A análise das velocidades das partículas, bem como as suas trajetórias no escoamento gás-sólido é essencial para o estudo da erosão de tubulações, uma vez que a erosão depende diretamente do tipo de material que constitui a tubulação, bem como a velocidade e o ângulo de impacto, que a partícula irá atingir a parede da tubulação.

Lain S. (2002), realizou o estudo da análise da turbulência em escoamento bifásico (gas- sólido). O autor apresentou uma comparação entre o escoamento numa superfície rugosa e outro escoamento em uma superfície lisa, todavia, foi considerada a colisão entre as partículas e fronteira do domínio através de uma abordagem estocástica. Sommerfeld (1999) desenvolveu uma abordagem Euler/Lagrange na qual o escoamento é resolvido através das equações de Navier-Stokes, tratado como uma fase contínua, e as forças que atuam na partículas são calculadas ao longo de sua trajetória, estas duas abordagens foram utilizadas para auxiliar na análise correta da turbulência ao longo do canal.

Lain S. (2002) verificou que a compreensão da influência das partículas no escoamento está diretamente relacionada com as forças pontuais atuantes no movimento da partícula, as possíveis colisões entre as partículas, e nas paredes ao longo da trajetória, uma vez que quanto mais forças considerarmos no modelo mais se aproxima da realidade que compõe o problema físico. Naquele trabalho os resultados das simulações numéricas foram comparados com os dados experimentais obtidos em um canal horizontal. Verificou-se que a intensidade da velocidade angular, durante a trajetória da partícula foi resultante da interação da partícula com a rugosidade na parede.

Finalmente, é importante ressaltar que quando há a utilização de quatro-vias no modelo numérico, as propriedades das partículas ficam em conformidade com os dados experimentais, mesmo com os componentes das velocidades verticais, o que não ocorre com tanta equivalência ao abordar os métodos de uma-via e duas-vias.

CAPÍTULO III

METODOLOGIA

Nesta seção serão apresentadas as equações Lagrangeanas que compõe o movimento da partícula. A utilização da abordagem Lagrangeana para a fase particulada permite com que se estude a trajetória da partícula ao longo do tempo. A metodologia proposta para a simulação numérica consiste na aplicação de técnicas de CFD para resolver um escoamento gás-sólido com o método da fronteira imersa.

3.1 O código Computacional FLUIDS 3D

A modelagem numérica proposta no presente trabalho foi incorporada ao código FLUIDS 3D, desenvolvido por (VEDOVOTO, 2011). O código utilizado é baseado em uma discretização com variáveis deslocadas, do tipo volumes finitos, adotando o esquema de diferenças centradas para expressar as contribuições difusivas e advectivas das equações de transporte. Neste código, adota-se uma aproximação implícita e baseada na pressão. Logo um algoritmo para o acoplamento pressão-velocidade se torna necessário.

A rotina computacional referente à contribuição deste trabalho, foi desenvolvida na abordagem Lagrangiana para discretizar toda a fase discreta, além das interações entre esta fase com a Metodologia da Fronteira imersa.

Nas seções seguintes serão apresentadas as metodologias utilizadas para a implementação da fase sólida e sua relação com a superfície do material, incorporadas ao código FLUIDS

3D.

3.2 Interação Partícula-Parede

Para analisar o desgaste é necessário o estudo da interação de superfícies em movimento relativo, bem como o conhecimento de algumas propriedades relacionadas à da partícula como, diâmetro da partícula, forma, velocidade, inércia, e também propriedades do escoamento em que ambos estão imersos, como viscosidade, velocidade, pressão, temperatura e tensão de cisalhamento.

Em escoamentos confinados quando a partícula colide com a parede, podendo ocasionar uma perda de quantidade de movimento. A frequência com que ocorre a colisão, segundo Lain S. (2002) é principalmente determinada pelo fluxo mássico de partículas, dimensões da geometria, tempo de relaxação das partículas, intensidade da turbulência, forma da partícula, rugosidade da superfície e pela relação das propriedades das partículas e do material da geometria. Conforme mencionado, os efeitos da colisão afetam a dinâmica do escoamento, uma vez que há uma troca de quantidade de movimento entre a partícula e o escoamento, e dependendo da dinâmica com que as partículas se encontram, estas podem intensificar a turbulência ou podendo até re-laminarizar o escoamento.

Com base nas simulações numéricas e experimentos realizados por (LAIN S., 2002), verificaram que a rugosidade na parede influencia nos processos de colisão da partícula na parede. Os experimentos realizados por (SOMMERFELD, 1999), mostram que a distribuição de diferentes ângulos da rugosidade podem ser representadas por uma distribuição normal. Sendo que o desvio-padrão da distribuição normal depende da estrutura da rugosidade e do diâmetro da partícula.

3.2.1 Efeitos da Rugosidade da Parede

No processo de colisão, as partículas pequenas, com diâmetro de $d_p \leq 1.10^{-6}[m]$ são fortemente afetadas pela superfície rugosa e após a colisão se ajustam rapidamente à dinâmica do escoamento. Por outro lado, as partículas grandes, com diâmetro $d_p > 1.10^{-6}[m]$ podem cobrir diversas estruturas da rugosidade durante o impacto com a superfície da geometria.

Isto implica que essas partículas sentem menos a rugosidade na parede. No entanto, devido à sua elevada inércia, necessitam de mais tempo para se ajustarem com a dinâmica do escoamento.

Durante o processo de colisão há uma troca da quantidade de movimento da componente normal da parede com a componente da velocidade das partículas. Normalmente, após a colisão a partícula perde energia cinética, uma vez que a superfície rugosa amortece o seu movimento, ocasionando numa diminuição da sua velocidade.

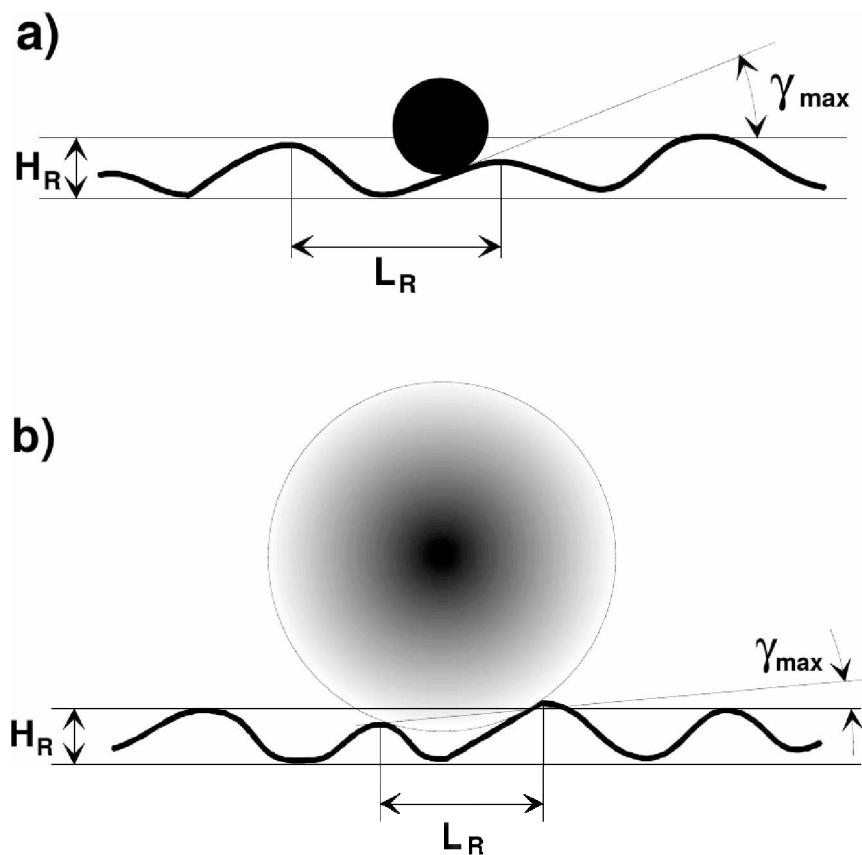


Figura 3.1: Ilustração dos efeitos da rugosidade para pequenas e grandes partículas Sommerfeld (1999).

3.3 Interação Partícula-Fronteira Imersa

Conforme mencionado, o efeito da colisão da partícula com a superfície da geometria influencia na dinâmica do escoamento e na durabilidade da geometria, então estudar de maneira precisa este fenômeno é de interesse tanto nas indústrias quanto na comunidade

científica.

Para aprimorar essa interação é interessante representar bem a geometria. O Método da Fronteira Imersa, o qual surgiu para estudos de interação fluido-estrutura (PESKIN, 1977), nas quais fronteiras elásticas estão imersas e interagindo com o escoamento incompressível viscoso, sendo que a base deste método é a utilização de duas malhas: uma malha fixa e cartesiana que representa o escoamento de fase contínua, e outra não estruturada podendo ser móvel para os corpos imersos, conforme ilustra a Fig. 3.2, (SILVEIRA-NETO, 2001). Esta interface exerce uma força singular no fluido em suas vizinhanças.

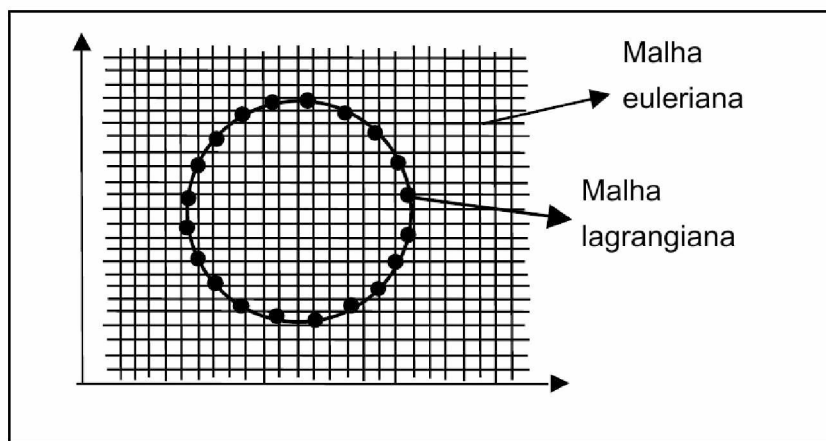


Figura 3.2: Representação da malha euleriana e da malha lagrangeana, através de uma interface circular, Silveira Neto (2002).

O acoplamento da malha Lagrangiana ao campo Euleriano se dá através de um termo fonte de força interfacial, gerado sobre os pontos Lagrangianos e distribuído para os volumes eulerianos próximos a fronteira.

No presente trabalho foi utilizado o Método da Fronteira Imersa para representar uma geometria imersa ao escoamento, e para o acoplamento gás-sólido foi utilizado a abordagem euleriano-lagrangiana, euleriana para a fase contínua e lagrangiana para a fase discreta. Logo têm-se um acoplamento euleriano-lagrangiano-lagrangiano.

No processo da interação do fluido com a superfície sólida, o fluido exerce uma força sobre o sólido, o qual reage, obrigando o fluido a se desviar, ou seja a superfície sólida imersa ao escoamento representa um obstáculo para a passagem do fluido, alterando os seus campos

de pressão e velocidade. A ideia contida no Método da Fronteira Imersa (*MFI*) consiste em avaliar adequadamente o campo de forças que estas interfaces provocam no escoamento e introduzi-las como termo fonte nas equações de Navier-Stokes, e não impor condições de contorno direta sobre as fronteiras do objeto imerso.

Para a modelagem da colisão foi considerada uma parede sem rugosidade, com coeficiente de restituição unitário, ou seja, não há perdas de energia no modelo e nem deformação na partícula, uma vez que é considerada esférica e rígida, no acoplamento que será apresentado na seção seguinte. Mais detalhes sobre o MFI, pode ser encontrado nas seguintes referências: Silveira Neto (2002), Peskin (1977).

3.3.1 Equações do movimento da partícula

Para a solução das equações do movimento da partícula é necessário calcular as forças que atuam sobre a mesma como arrasto, gravidade, deslizamento-cisalhamento força de sustentação e cisalhamento-rotação, além da própria inércia da partícula.

Além disso, é importante considerar o torque da partícula, uma vez que irá influenciar na a mudança de velocidade angular ao longo de sua trajetória. A equação do movimento translacional lagrangiana retrata que a taxa da variação da quantidade de movimento linear da partícula é igual ao somatório de forças agindo sobre a mesma.

A equação geral do movimento translacional de uma partícula é pode ser escrita como:

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_c + \vec{F}_s + \vec{F}_c, \quad (3.1)$$

onde \vec{F}_c são as forças de corpo, referentes a massa da partícula, \vec{F}_s são as forças de superfície e \vec{F}_c são as forças de colisão, tanto entre partículas, quanto na parede. A Eq. 3.1 é uma equação diferencial ordinária que descreve o movimento de uma partícula. Nota-se que esta equação é a segunda lei de Newton aplicada à uma partícula, a aceleração da partícula multiplicada pela sua massa é igual ao somatório de forças que atuam sobre a mesma.

As forças de superfície (\vec{F}_s) são tratadas como forças que agem pontualmente nas partículas e computacionalmente, empregando-se uma força média na superfície da partícula. Uma força média na superfície é simplesmente uma combinação linear de forças específicas,

tais como, o arrasto, sustentação, etc. As forças hidrodinâmicas na superfície da partícula são normalmente relacionadas com as propriedades do fluido extrapolados para o centróide da partícula (x_p) enquanto se negligencia a influência local da partícula. As equações de movimento para as partículas são dadas por:

$$\frac{dx_{pi}}{dt} = u_{pi}, \quad (3.2)$$

$$m_p \frac{du_{pi}}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p D_p} m_p C_D (u_i - u_{pi}) |\vec{u} - \vec{u}_{pi}| + m_p + g_i \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right), \quad (3.3)$$

$$I_p = \frac{dw_{pi}}{dt} = T_i, \quad (3.4)$$

onde, o índice $i = 1, 2, 3$, representa as três coordenadas, x_{pi} é a posição atual, u_{pi} é a velocidade atual, m_p é a massa da partícula, ρ_p é a densidade, D_p diâmetro, e o I_p é o momento de inércia da partícula. O número de Reynolds da partícula (Re_p) é definido como:

$$Re_p = \frac{\rho d_p (u - u_p)}{\mu}, \quad (3.5)$$

onde u é a velocidade euleriana e u_p é a velocidade lagrangiana. A força de arrasto (F_D), presente na Eq. 3.3 pode ser definida como :

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p (d_p)^2} + \frac{C_D Re_p}{24}, \quad (3.6)$$

onde o C_D é o coeficiente de arrasto o qual é obtido através dos resultados analíticos de Schiller e Naumann (1935):

$$C_D = \begin{cases} \frac{24(1+0.15Re_p^{0.687})}{Re_p} & \text{for, } Re_p \leq 1000, \\ 0.44 & \text{for, } Re_p > 1000. \end{cases} \quad (3.7)$$

3.3.2 Acoplamento Euleriano - Lagrangiano- Método da Fronteira Imersa

O acoplamento entre a malha euleriana cartesiana fixa com a malha lagrangiana exige a priori, o conhecimento das forças que atuam na superfície da fronteira imersa, e também dos campos de velocidades e pressão do escoamento (LIMA E SILVA, 2002).

A dificuldade de acoplar essas duas formulações independentes, com as partículas lagrangianas está em determinar quais operações são necessárias para as partículas lagrangianas reconhecerem um objeto imerso no domínio computacional.

O Método da Fronteira Imersa implica na utilização de duas malhas computacionais independentes para representar o domínio de cálculo, uma Euleriana e outra Lagrangiana, como mostrado na Fig. 3.2. A malha Euleriana é sempre fixa e podendo ser construída em coordenadas cartesianas para resolver o sistema de equações de Navier-Stokes e conservação da massa. Por sua vez a malha Lagrangiana é formada por pontos discretos superpostos à malha Euleriana, os quais demarcam a posição ocupada pelas interfaces sólidas ao longo do tempo.

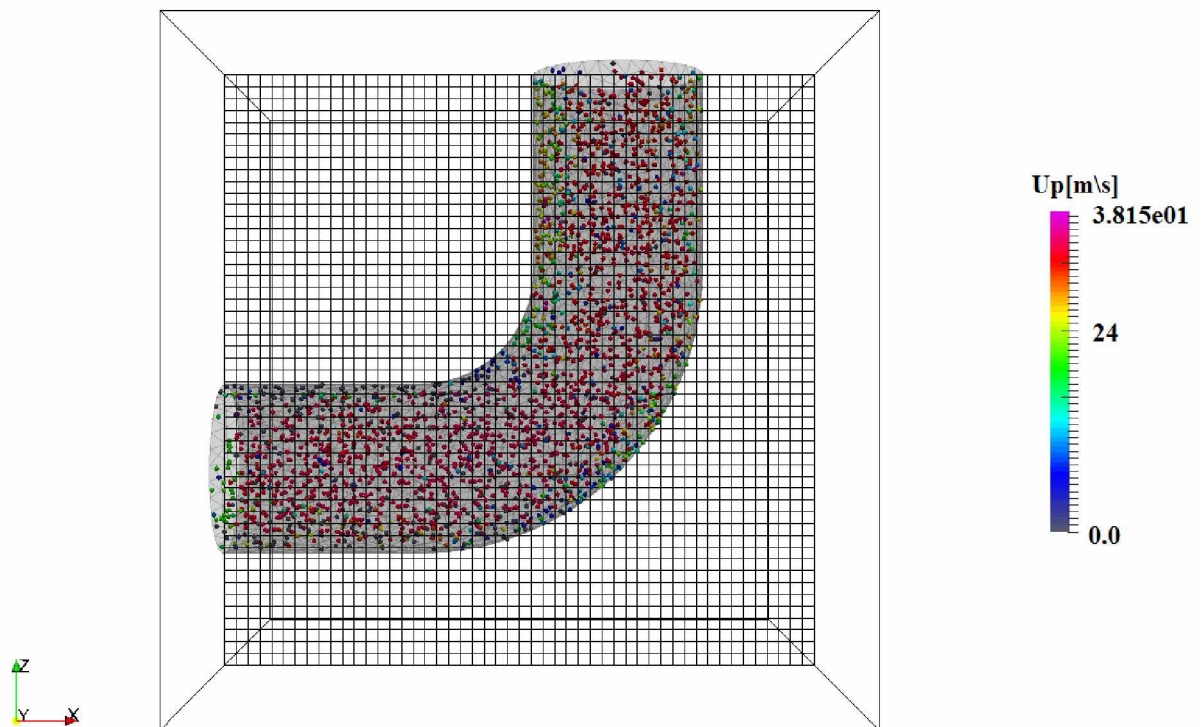


Figura 3.3: Representação das malhas euleriana e lagrangiana.

A Fig. 3.3 representa um corpo imerso ao domínio Euleriano fixo, observa-se que os elementos da malha Lagrangiana, os quais são representados pela tubulação, não precisam ser coincidentes com o volume de controle presente na malha Euleriana Cartesiana, o que possibilita a representação de diferentes geometrias complexas.

Os pontos Lagrangianos podem mudar continuamente de posição durante os cálculos, simulando movimentos de fronteira, sem que a malha Euleriana precise ser alterada. Sobre esta malha lagrangiana estarão concentradas as forças de superfície que obrigarão o fluido a se desviar, (LIMA E SILVA, 2002).

No presente trabalho, a geometria imersa é composta por triângulos representada computacionalmente por um arquivo, **.stl*, como ilustra a Fig. 3.4.



Figura 3.4: Representação da malha triangular através do arquivo **.stl*

Para cada triângulo que compõe esta geometria, registra-se no arquivo **.stl* as informações como a posição de cada vértice, vetor normal à cada face. O conhecimento deste

vetor, em cada face é de suma importância para determinar se as partículas lagrangianas estão dentro ou fora do corpo imerso.

O Método da forçagem direta

A metodologia da fronteira imersa consiste em subdividir o domínio em duas partes, a primeira dita Euleriano que representa as partículas de fluido e outra que descreve a superfície do corpo imerso dita Lagrangeano. No presente trabalho, o domínio Lagrangeano não se move em relação ao domínio Euleriano, e é representado por um cilindro rígido.

A representação do domínio Lagrangeano se dá pelo Método da Forçagem Direta de maneira explícita, isto é, todos os valores estimados e corrigidos são calculados com os valores obtidos no passo de tempo anterior.

Nesta seção serão apresentados os efeitos da fronteira imersa nos campos de velocidades e de pressão nas equações de Navier-Stokes. O domínio físico é incorporado em um domínio de malha Cartesiana, sendo que as condições de contorno atuantes na fronteira deste domínio são condicionadas aplicando uma força localizada na malha cartesiana. Para o cálculo desta força, usa-se o método da forçagem direta.

As equações de Navier-Stokes, neste método são escritas na forma incompressível, tridimensional para baixos números de Mach, definidas como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i, \quad (3.9)$$

onde u_i é a velocidade do fluido, P é a pressão, ρ e μ são respectivamente a densidade e à viscosidade dinâmica, e o efeito da fronteira imersa no fluido resulta numa força f_i . As equações Eq. 3.8 e as Eq. 3.9 podem ser reescritas segundo Vedovoto (2011), da seguinte forma:

$$\frac{\alpha_{2,n+1}(\rho u_i)^{n+1} + \alpha_{1,n+1}(\rho u_i)^n + \alpha_{0,n+1}(\rho u_i)^{n-1}}{\Delta t} = -\frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} + (\theta_{2,n+1})m_2 + (\theta_{1,n+1})m_1 + (\theta_{0,n+1})m_0 + f_i, \quad (3.10)$$

onde $\theta_{0,n+1}$, $\theta_{1,n+1}$ e $\theta_{2,n+1}$ são definidos:

$$\begin{aligned}
\alpha_{0,n+1} &= \frac{(2\gamma - 1)\omega_{n+1}^2}{1 + \omega_{n+1}}, \\
\alpha_{1,n+1} &= (1 - 2\gamma)\omega_{n+1} - 1, \\
\alpha_{2,n+1} &= \frac{1 + 2\gamma\omega_{n+1}}{1 + \omega_{n+1}}, \\
\beta_{0,n+1} &= -\gamma\omega_{n+1}, \\
\beta_{1,n+1} &= 1 + \gamma\omega_{n+1}, \\
\theta_{0,n+1} &= \frac{c}{2}, \\
\theta_{1,n+1} &= 1 - \gamma - \left(1 + \frac{1}{\omega_{n+1}}\right) \frac{c}{2}, \\
\theta_{2,n+1} &= \gamma + \frac{c}{2\omega_{n+1}},
\end{aligned} \tag{3.11}$$

e,

$$m_{k+1} = \left(\frac{\partial \tau_{ij}^{n+k}}{\partial x_j} - \frac{\partial \rho^{n+k} u_i^{n+k} u_j^{n+k}}{\partial x_j} \right), k = -1, 0, 1 \tag{3.12}$$

A vantagem de rearranjar as equações Eq. 3.8 e as Eq. 3.9, e colocá-las na forma, proposta por Vedovoto (2011) está a possibilidade de escolher o melhor esquema de integração temporal para o problema de interesse. Para o presente trabalho foi utilizado passo de tempo variável, com o critério de CFL (*Courant Friedrich Levy*).

$$\begin{aligned}
\frac{\alpha_{2,n+1}(\rho u_i)^{n+1} + \alpha_{1,n+1}(\rho u_i)^n + \alpha_{0,n+1}(\rho u_i)^{n-1}}{\Delta t} &= -\frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} \\
+(\theta_{2,n+1})m_2 + (\theta_{1,n+1})m_1 + (\theta_{0,n+1})m_0 + f_i &= RHS + f_i,
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Caso um termo temporal seja adicionado e subtraído do termo temporal da Eq. 3.13, esta equação pode ser reescrita como:

$$\frac{\alpha_{2,n+1}(\rho u_i)^{n+1} + \alpha_{2,n+1}\rho u_i^* - \alpha_{2,n+1}\rho u_i^* + \alpha_{1,n+1}(\rho u_i)^n + \alpha_{0,n+1}(\rho u_i)^{n-1}}{\Delta t} = RHS + f_i, \tag{3.14}$$

Aplicando um algoritmo similar ao utilizado no método do passo fracionado, as Eq. 3.14,

conforme Vedovoto (2011), pode ser decomposto em duas equações:

$$\frac{\alpha_{2,n+1}\rho u_i^* + \alpha_{1,n+1}(\rho u_i)^n + \alpha_{0,n+1}(\rho u_i)^{n-1}}{\Delta t} = RHS, \quad (3.15)$$

e,

$$\frac{\alpha_{2,n+1}(\rho u_i)^{n+1} - \alpha_{2,n+1}\rho u_i^*}{\Delta t} = f_i, \quad (3.16)$$

Na metodologia da fronteira imersa, as forças de interface presente na interação sólido-fluido são calculadas induzindo o movimento das partículas do fluido através a superfície sólida. Esta metodologia é mais adequada para problemas envolvendo as interações fluido-estrutura, pois uma das dificuldades encontrada está na re-malhagem das malhas computacionais presentes mas, com o uso da metodologia imersa este problema é contornado uma vez que se usa dois domínios distintos.

O campo de força lagrangiana é calculado através do método da força direta, o qual foi proposto por Uhlmann (2005). Uma das vantagens deste método está em não utilizar as constantes ad-hoc, consequentemente as condições de não deslização na interface imersa são fisicamente mais consistentes, por não precisar de ajustes de constantes neste modelo.

Pela hipótese do contínuo, o movimento qualquer ponto k , presente na superfície do objeto imerso pode ser calculado conforme a Eq. 3.16. Entretanto é possível reescrever a Eq. 3.16 apenas para os pontos sobre a superfície imersa:

$$\frac{\alpha_{2,n+1}(\rho_k U_{i,k}^{n+1} - \rho_k U_{i,k}^*)}{\Delta t} = F_{i,k}, \quad (3.17)$$

Na Eq. 3.17, cada ponto Lagrangiano k é calculado por este o subíndice (k), o qual representa as entidades lagrangianas.

Para os diversos escoamentos de interesse, a hipótese do contínuo é válida. As variáveis como ρu_i e $\rho_k U_{i,k}$ não possuem o mesmo valor uma vez que computacionalmente, as equações discretizadas pelo método dos volumes finitos podem ter diferentes posições mesmo quando suas posições se encontram no mesmo volume de controle. O acoplamento entre as informações presentes vindas entre os domínios euleriano e lagrangiano é a essência do mé-

todo da fronteira imersa. Entretanto, o acoplamento entre os domínios, e a correta predição dos termos f_i e $F_{i,k}$, é essencial para a predição correta do escoamento. Logo, a base do acoplamento é baseado na versões discreta da função do delta Dirac.

O termo fonte f_i , definido sobre todo o domínio Euleriano (Ω), é nulo exceto nas regiões onde os volumes de controle são coincidentes com os pontos do objeto imerso, ou seja, quando o campo Euleriano sente a presença da interface sólida. conforme:

$$f_i = \begin{cases} f_i & \text{se } x_i = x_{i,k}, \\ 0 & \text{se } x_i \neq x_{i,k} \end{cases} \quad (3.18)$$

Onde x_i é a posição da partícula em relação ao escoamento e $x_{i,k}$ é a posição dos pontos da interface sólida. É importante perceber que a Eq. 3.18 é descontínua. Quando o domínio do escoamento de interesse (Ω) tem a presença de geometrias complexas é necessário distribuir a função F_i pela vizinhança. Este processo é feito substituindo a função delta de Dirac através das funções de interpolação/distribuição discretas. Existem diversas formas para esta função, um estudo detalhado da eficiência dessas funções encontra-se em Peskin (2002).

3.3.3 Algoritmo da colisão da partícula com a Fronteira Imersa

A interação entre a partícula lagrangiana com a geometria é dita acoplamento lagrangiana-lagrangiana. Nesta interação as partículas estão distribuídas aleatoriamente pelo domínio computacional. Tendo a presença de um corpo imerso neste domínio, as partículas podem colidir com os elementos triangulares presentes na geometria.

No presente trabalho, foi desenvolvido um algoritmo o qual determina se há ou não a reflexão da partícula com os elementos triangulares da geometria. Descritos, resumidamente, nas etapas:

1. Determinação da posição da partícula lagrangiana, tendo como referencia o objeto imerso;
2. Determinação da Trajetória da partícula;
3. Determinação da distância entre o vetor trajetória da partícula com todos os vértices do triângulo;

4. Calcula-se o produto escalar entre a passo anterior e com o triângulo de maior probabilidade de colisão;
5. Determinar a possibilidade de cruzar o objeto imerso, através do ponto de intersecção.
6. Com o ponto de intersecção dividir o triângulo original em três, e analisar se o ponto esta dentro ou fora do triângulo
7. Caso a distância para interceptar o triângulo for menor do que a distância que a partícula percorre ao longo de sua trajetória, as partículas são refletidas pelo objeto imerso.

Os procedimentos necessários para o cálculo do choque da partícula com a fronteira imersa serão descritos a seguir.

Distância de um Ponto a um plano

O primeiro passo do algoritmo consiste em verificar se a partícula lagrangiana pode se chocar com o objeto imerso, para isto, determina-se a posição da partícula tendo como referencial o objeto imerso.

Uma vez definida a posição da partícula, determina-se a sua trajetória o que possibilita analisar se esta partícula está dentro ou fora da fronteira imersa. Para a determinação do choque das partículas com o objeto imerso consiste no cálculo da distância entre o vetor da trajetória da partícula lagrangiana e de todos os vértices que compõe os triângulos da fronteira imersa.

Para calcular a distância da partícula com os elementos da fronteira imersa é necessário definir a partícula Lagrangiana como um ponto $P = (x_p, y_p, z_p)$ contido no domínio euleriano, e os triângulos presentes na geometria precisam estar contidos em um plano, definido por $s : ax + by + cz + d = 0$. como ilustra a Fig. 3.5.

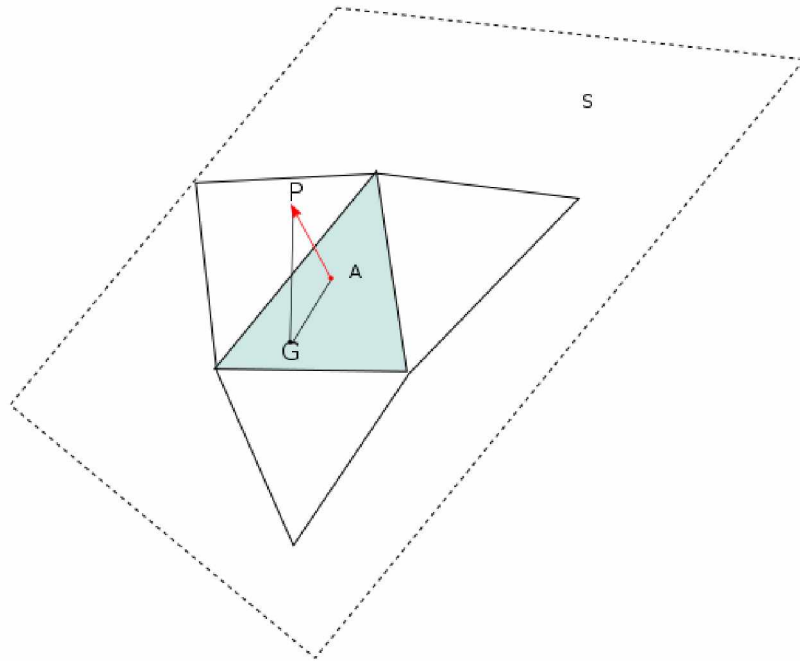


Figura 3.5: Representação da posição da partícula lagrangiana com o plano.

A Fig. 3.5 representa a posição da partícula lagrangiana em relação ao plano onde se encontra o triângulo, o ponto A é o vértice do triângulo que contém neste plano. O ponto P conduz o pé da perpendicular A sobre o plano s , e G um ponto qualquer desse plano.

O vetor $\vec{n} = (a, b, c)$ é normal ao plano s . Logo a distância da partícula lagrangiana ao centroide do triângulo (d), é definida como:

$$d(P, s) = |\vec{AP}|, \quad (3.19)$$

onde o vetor \vec{AP} é a projeção do vetor \vec{GP} na direção \vec{n} observe que o cálculo da Eq. 3.19 é o mesmo da distância de um ponto ao plano definido.

$$d(P, s) = |\vec{AP}| = \left| \vec{PG} \cdot \frac{\vec{n}}{|\vec{n}|} \right|, \quad (3.20)$$

sendo que \vec{PG} é definido como:

$$\vec{PG} = (x_p - x_g, y_p - y_g, z_p - z_g), \quad (3.21)$$

e a norma do vetor normal ao plano \vec{n} :

$$\frac{\vec{n}}{|\vec{n}|} = -\frac{(a, b, c)}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}, \quad (3.22)$$

Logo, após definir \vec{PG} , presente na Eq. 3.20 a distância de um ponto lagrangiano à um plano pode ser dada por:

$$d(P, s) = \left| (x_p - x_g, y_p - y_g, z_p - z_g) \cdot \frac{(a, b, c)}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \right|. \quad (3.23)$$

Aplicando a propriedade distributiva na Eq. 3.23, têm-se:

$$d(P, s) = \frac{|a(x_p - x_g) + b(y_p - y_g) + c(z_p - z_g)|}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}. \quad (3.24)$$

Portanto, a distância do vetor trajetória da partícula até o plano, onde o triângulo a ser colidido está imerso, é dado por:

$$d(P, s) = \frac{ax_p + by_p + cz_p - ax_g - by_g - cz_g}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}, \quad (3.25)$$

onde $d(P, s)$ representa a trajetória com que a partícula irá percorrer até o triângulo que tenha a maior probabilidade de colidir. A importância de se calcular $d(P, s)$ está em determinar a menor distância entre o vetor trajetória da partícula com o vértice do triângulo, porém é importante enfatizar que o triângulo mais próximo à partícula não necessariamente é o que será colidido.

Verificado se a partícula poderá colidir com o plano que contém o triângulo, é necessário determinar a posição atual da partícula em relação à fronteira imersa, isto se dá através do vetor trajetória da partícula e das coordenadas de vértice do triângulo, uma vez que com essas informações é possível calcular a distância eles.

Após esta análise, calcula-se produto escalar entre o vetor que conecta o centroide da face do triângulo mais próxima, com a possibilidade geométrica do choque da partícula com

o vetor normal à esta face. Conforme a Eq. 3.26

$$\vec{T} = d(P, s) \cdot \vec{n}. \quad (3.26)$$

Sendo que o vetor normal é posicionado no centroide da face do triângulo. Se o resultado deste produto for negativo, significa que a partícula está fora do objeto imerso, mas caso o resultado for maior ou igual a zero, a partícula se encontra dentro do objeto imerso. Este cálculo é repetido para cada partícula lagrangiana presente no domínio computacional.

Uma vez definida a posição das partículas referentes ao objeto imerso é necessário avaliar a trajetória da partícula e sua escala de tempo, de forma que esta partícula tem a possibilidade de cruzar o objeto imerso. Caso tenha, cada partícula irá refletir ao colidir com o objeto, mas para haver a colisão algumas etapas precisam ser realizadas.

A primeira delas é verificar o valor do produto entre a trajetória da partícula com a normal da face do triângulo. Por meio das equações Eq. 3.27 e Eq. 3.28.

$$\vec{GP} \cdot \vec{n} = \|\vec{GP}\| \cdot \|\vec{n}\| \cos\theta, \quad (3.27)$$

sendo,

$$\arccos(\theta) = \frac{\vec{GP} \cdot \vec{n}}{\|\vec{GP}\| \cdot \|\vec{n}\|}. \quad (3.28)$$

Se $\vec{GP} \cdot \vec{n} < 0$, ou seja o produto escalar for negativo, a partícula poderá colidir com o plano no qual a face em questão se encontra.

Caso o produto escalar da Eq. 3.26 for maior ou igual a zero, não existe a possibilidade da partícula interceptar o triângulo que compõe o objeto imerso, logo outro triângulo será testado. Nesta análise, se não há probabilidade de interceptação com o objeto imerso, uma nova partícula é analisada.

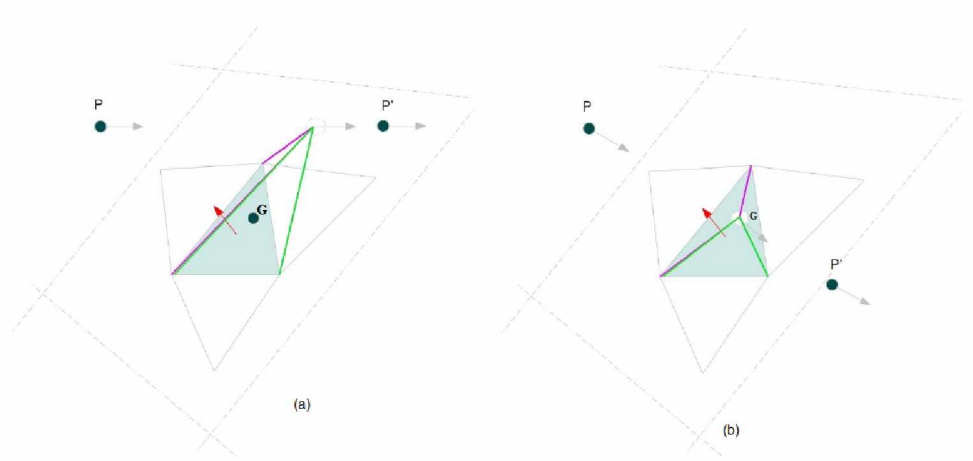


Figura 3.6: Verificação da posição da partícula lagrangiana em relação a face triangular.

O próximo passo consiste em verificar através do vetor trajetória da partícula se a partícula irá colidir no ponto de interseção, no caso o ponto G , representado pela Fig. 3.5.

Para a avaliação do ponto de intercepção, determina-se uma linha de interseção, como ilustra a Fig. 3.7 ao longo do ponto G contido no plano.

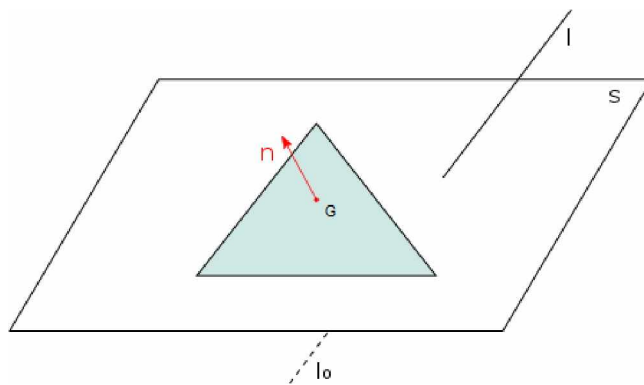


Figura 3.7: Representação da linha de interseção no plano.

A equação que determina a linha de interseção, é definida:

$$G = P\vec{I} + \vec{I}_0, \quad (3.29)$$

sendo que I é o vetor na direção da linha de interseção, I_0 ponto sobre a linha. Substituindo

a equação da linha de interseção para a equação do plano, tem-se:

$$P = \frac{(P_0 - \vec{I}_0) \cdot \vec{n}}{\vec{I} \cdot \vec{n}}, \quad (3.30)$$

Logo, calcula-se o ponto de interseção pela seguinte equação:

$$\vec{I} = P_0 + P\vec{T}. \quad (3.31)$$

Se $I \cdot \vec{n} \neq 0$ existe um único ponto de interseção, e o valor de G pode ser calculado e o ponto de interseção é determinado. Após a determinação do ponto de interseção, este é utilizado para dividir o triângulo original em três triângulos distintos.

Nos elementos triangulares que compõem o objeto imerso, e tendo os pontos lagrangianos no centróide de cada triângulo e define-se o vértice de cada triângulo como sendo um elemento triangular atribuído a este ponto, com esses parâmetros definidos é possível calcular a sua área.

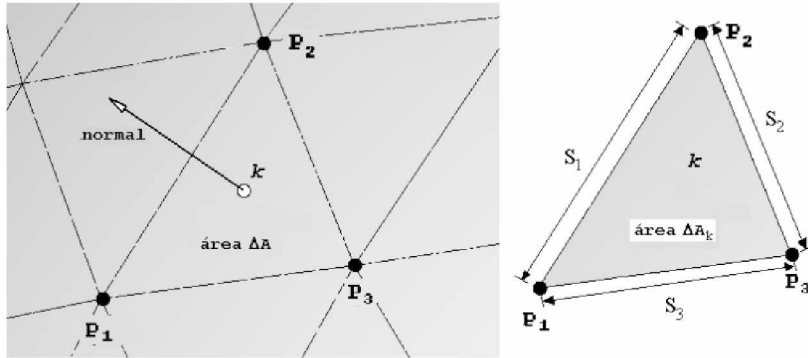


Figura 3.8: Representação geométrica dos elementos triangulares, Campregher Jr. (2005).

Para cada triângulo é nomeado os vértices P_1 , P_2 , e P_3 , como ilustra na Fig. 3.8, pode-se definir as arestas como sendo $S_1 = \overline{P_2P_1}$, $S_2 = \overline{P_3P_2}$, $S_3 = \overline{P_3P_1}$. Uma aresta média é definida para cada ponto lagrangiano k posicionado no triângulo, como $\Delta S_k = \frac{1}{3}(S_1 + S_2 + S_3)$ e uma área ΔA_k do elemento triangular, também atribuído a este ponto.

$$A_k = Area1 + Area2 + Area3, \quad (3.32)$$

sendo que $Area1$, $Area2$, $Area3$ são as áreas de cada triângulo e $e A_k$ o somatório delas, $P1, P2, P3$, são os vértices desses triângulos. Lembrando que, os pontos possuem coordenadas nas três direções x, y, z , o mesmo vale para o ponto de interseção. Se o somatório dessas áreas é igual a área original do triângulo, ou seja, $Area4 = AreaT'$ o ponto analisado estará dentro do triângulo, conforme Fig. 3.5b. Caso o somatório dessas áreas for maior do que área original do triângulo, ou seja, $Area4 > AreaT'$, o ponto estará fora do triângulo, conforme Fig. 3.5a.

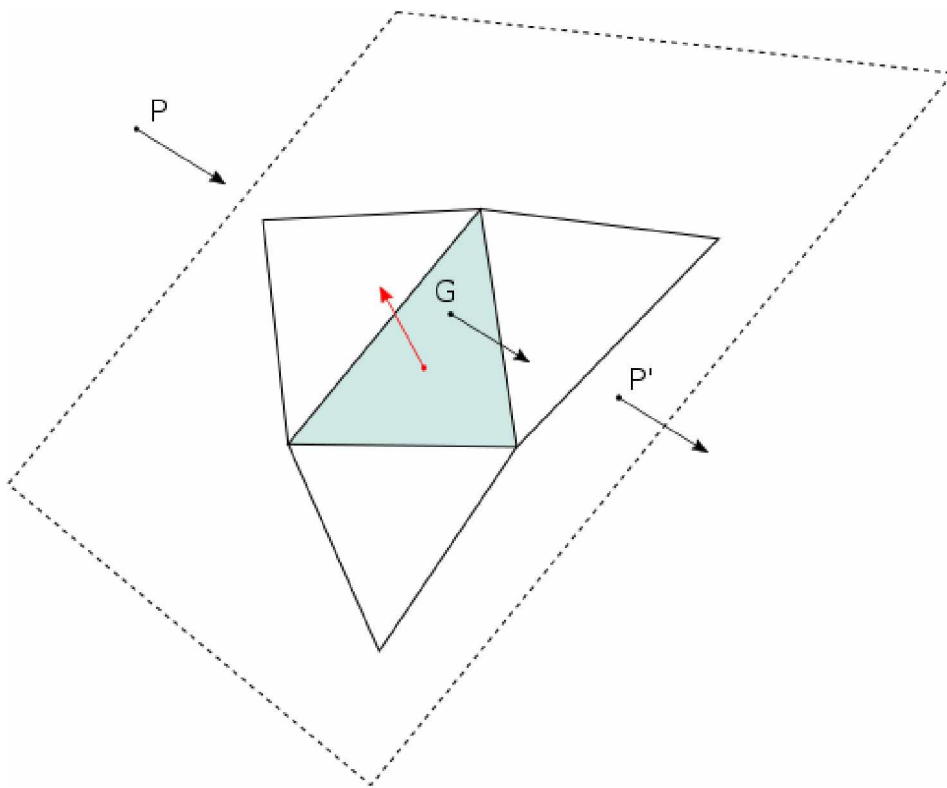


Figura 3.9: Nova posição da partícula após a reflexão.

Uma vez verificado que a partícula pode ter interceptado o triângulo, o terceiro passo consiste em verificar, dado um passo de tempo, se a distância para interceptar o triângulo é menor do que a distância que a partícula percorre ao longo de sua trajetória.

Ao final da etapa, como pode ser observado na Fig. 3.9, as partículas que serão refletidas pelo objeto imerso são aquelas que passaram nas três etapas anteriores. No presente trabalho foi utilizado uma adaptação do algoritmo de Haselbacher, Najjar e Ferry (2007), para o cálculo da reflexão da partícula com o plano inclinado, as demais interações são

contribuições deste trabalho.

3.3.4 Verificação do algoritmo de rastreamento das partículas

Nesta seção serão apresentados alguns testes para verificação do algoritmo implementado. O primeiro teste promove o choque entre a partícula e o plano inclinado, considerando apenas a reflexão. O segundo teste promove uma colisão entre a partícula e o plano, mas considerando uma mudança do vetor velocidade da partícula após a colisão.

Colisão da partícula com o plano inclinado

No primeiro teste, foi atribuída para a partícula uma velocidade constante U_p e a sua trajetória foi estabelecida, de forma que se movimentem próximo ao plano inclinado e sejam refletidas por ele. O plano é composto por oito grandes triângulos.

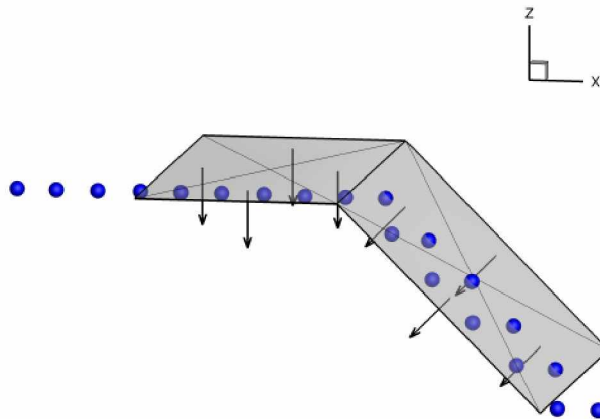


Figura 3.10: Colisão da partícula com o plano inclinado, considerando que a evolução no tempo simulado foi da esquerda para a direita.

Na Fig. 3.10 a partícula é representada pela esfera azul, essa representa a posição da partícula em diferentes instantes. Nota-se que as partículas podem ser refletidas várias vezes em um mesmo triângulo. Já a Fig. 3.11 (a) e (b) ilustram uma corrente de partículas as quais se encontram dentro e fora do objeto imerso. Observa-se que é um objeto tridimensi-

onal, o qual se encontra numa vista de um plano xz , e com a normal da face do triângulo sendo direcionada para dentro do objeto. Nota-se que as partículas fora do plano inclinado reconheceram o plano e seguiram a sua trajetória, já as partículas que se encontram dentro do plano inclinado e próximo à ele, colidiram com as faces dos triângulos que compõe a geometria.

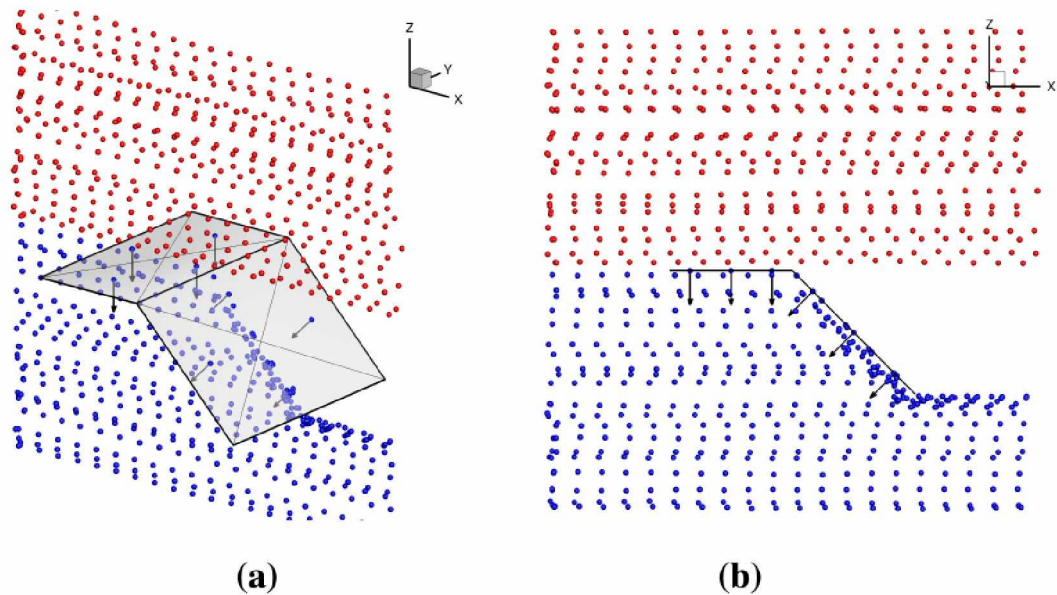


Figura 3.11: Colisão da partícula com o plano inclinado, com diferentes vistas. (a) Perspectiva com as três direções e (b) Perspectiva enfatizando o plano ZX .

Na Fig. 3.13 as esferas em vermelho representam as partículas que estão localizadas fora do objeto imerso, e as esferas azuis representam as partículas dentro do objeto imerso. A seta preta com direção contrária ao eixo de referência Z , indicam a direção da normal.

A condição inicial da partícula lagrangiana, a qual foi atribuída uma velocidade constante U_p e a sua trajetória foi estabelecida, semelhante à condição de reflexão, de forma que se movimentem próximo ao plano inclinado e sejam refletidas por ele. O plano é tridimensional, composto por oito grandes triângulos e com vista no plano XZ .

Nestes testes, a partícula colide com o plano inclinado com velocidade u_p e após a

colisão, possui a mesma velocidade com que incidiu no plano, ou seja, $u_p = u_{p1}$. Fisicamente, quando a partícula colide com a parede há uma troca de energia, que se resume basicamente na terceira lei de Newton, a ação e reação.

Logo, quando esta colide poderá ou não ter perdas de energia, neste caso a perda de energia elástica consequentemente alterando os respectivos vetores de velocidades após a colisão. Por isso, a importância de se calcular a alteração do vetor velocidade após a colisão.

Mudança do ângulo de impacto da colisão da partícula com o plano inclinado

O segundo teste consiste em verificar a mudança do ângulo de impacto durante a colisão da partícula lagrangiana com o plano inclinado. No entanto, para avaliar esta mudança do ângulo de impacto é necessário calcular a velocidade de rotação e translação durante o processo de colisão. Estas mudanças podem ser calculadas através das equações da quantidade de movimento da mecânica clássica. Há três tipos diferentes de colisão, conforme Gore (1989):

- Tipo 1: A partícula para de deslizar durante o período de colisão;
- Tipo 2: A partícula para de deslizar durante o período de recuperação;
- Tipo 3: A partícula continua deslizando na parede durante o processo de colisão.

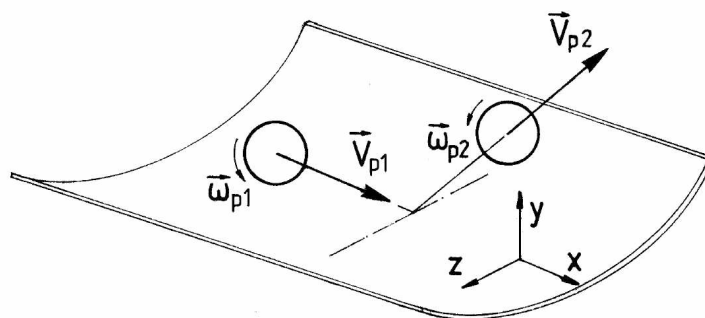


Figura 3.12: Configuração da colisão da partícula na parede Sommerfeld (1999).

A Fig. 3.12,(SOMMERFELD, 1999), retrata a colisão da partícula com um plano qualquer. O primeiro passo para o teste, como ilustra a Fig. 3.13 está em analisar se a partícula poderá

ou não colidir com a face do triângulo, ou seja, verificar todas as equações da seção anterior para determinar se a partícula está dentro ou fora do plano inclinado.

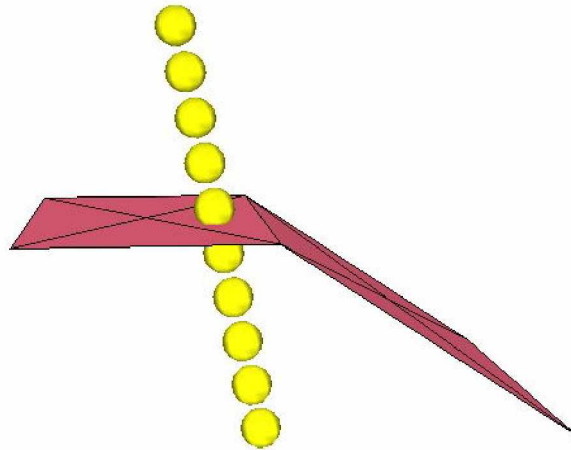


Figura 3.13: Posição das partículas dentro e fora do plano inclinado.

O tipo de colisão é determinada através do coeficiente de atrito estático μ_0 , a razão de restituição dos componentes do vetor normal da velocidade e da e do vetor da velocidade da partícula relativa ao ponto de contato da superfície, u_{r1} . No presente trabalho, foi considerado a condição de colisão de não deslizamento, esta condição é válida, quando:

$$|u_{r1}| < \frac{7}{2}\mu_0(1 + e)v_{p1}, \quad (3.33)$$

$$u_{r1} = \sqrt{(u_{p1} + D_p 0.5w_{p1}^z)^2 + (w_{p1} - D_p 0.5w_{p1}^x)^2}, \quad (3.34)$$

onde, u_p, v_p , e w_p são as componentes da velocidade de translação, e w_p^x, w_p^y, w_p^z são os componentes da velocidade angular da partícula no sistema de coordenadas cartesiano, e é o coeficiente de restituição.

Após calculado o produto escalar entre o vetor normal presente no triângulo que compõe o plano com a partícula, conforme as equações Eq. 3.27 e Eq. 3.28. calcula-se a colisão da partícula com o plano inclinado, conforme ilustra a Fig. 3.14.

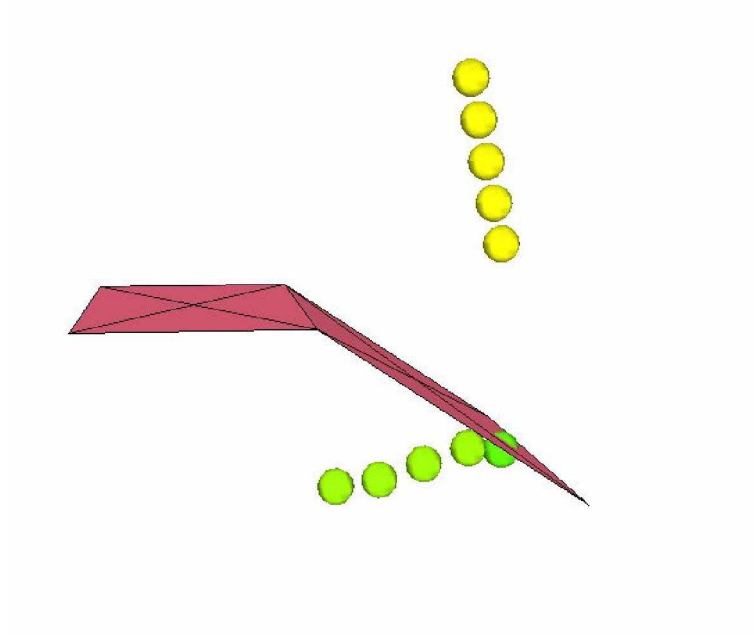


Figura 3.14: Reconhecimento da geometria pelas partículas.

O segundo passo consiste no cálculo do ângulo de impacto após a colisão, primeiramente verifica se a partícula colide com o plano inclinado com uma velocidade inicial u_p e incide com um determinado ângulo de impacto α , após a colisão, calcula-se um novo ângulo de impacto α_1 , e uma nova velocidade u_{p1} . Para o cálculo do ângulo de impacto, calcula-se a velocidade normal ao plano:

$$\vec{Vn} = u_p \vec{n}_x + v_p \vec{n}_y + w_p \vec{n}_z. \quad (3.35)$$

Posteriormente, calcula-se o módulo da velocidade da partícula:

$$Vel = \sqrt{u_p^2 + v_p^2 + w_p^2}, \quad (3.36)$$

logo, para o cálculo do ângulo de impacto, define-se uma relação entre a velocidade normal ao plano com o módulo da velocidade, conforme a Eq. 3.37 é dado por:

$$A = \frac{\vec{Vn}}{Vel}, \quad (3.37)$$

aplicando o arcosseno da Eq. 3.37 temos o valor angulo de impacto, dado por:

$$\alpha = \arcsin(A). \quad (3.38)$$

Após o calculo do ângulo de impacto, calcula-se a mudança da componente de velocidade da partícula, (SOMMERFELD, 1999) dada por:

$$u_{p2} = \frac{5}{7} \left(u_{p1} - \frac{D_p}{5} w_{p1}^z \right), \quad (3.39)$$

$$v_{p2} = -e v_{p1}, \quad (3.40)$$

$$w_{p2} = \frac{5}{7} \left(w_{p1} - \frac{D_p}{5} w_{p1}^x \right), \quad (3.41)$$

$$w_{p2}^x = \frac{2w_{p2}}{D_p}, \quad (3.42)$$

$$w_{p2}^y = w_{p1}^y, \quad (3.43)$$

$$w_{p2}^z = -\frac{2u_{p2}}{D_p}. \quad (3.44)$$

Nas equações acima, e é o coeficiente de restituição. No entanto, os parâmetros descritos não são dependentes apenas da relação do material da geometria e da conformação da partícula, mas também do ângulo de impacto e da velocidade da partícula.

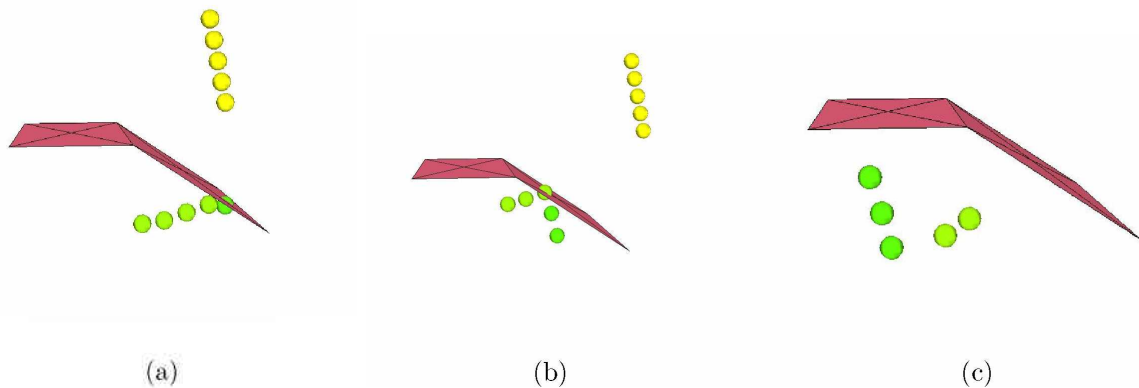


Figura 3.15: Impacto da partícula com o plano inclinado. (a) Instante em que a partícula colide com o plano; (b) Mudança do ângulo de Impacto; (c) Alteração de sua trajetória.

A Fig. 3.15 representa o processo de colisão da partícula lagrangiana com o plano inclinado numa evolução no tempo da esquerda para a direita. Quando a partícula colide no plano inclinado, esta retorna à sua posição final com uma nova velocidade, tanto relativa quanto angular, isto devido à mudança do ângulo de impacto após a colisão, ou seja, $U_p \neq U_{p1}$. Caso a superfície do plano seja lisa, ou seja, não há rugosidade a partícula terá o coeficiente de restituição unitário, não havendo perdas de energia durante o processo de colisão. Se a partícula tiver uma superfície rugosa, haverá perdas de energia durante a colisão.

Colisão da partícula lagrangiana com geometria complexa

O terceiro teste consiste em avaliar o comportamento das partículas lagrangianas ao colidir com geometrias complexa, considerando que estas partículas estão dispersas em um escoamento transiente. Neste teste, foi escolhido um domínio de cúbico, com as seguintes dimensões $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 0.5$, sendo que a tubulação possui diâmetro $D_t = 0.016m$, altura de $h = 0.5m$ e comprimento de $l = 0.75m$. Conforme ilustra a Fig. 3.16

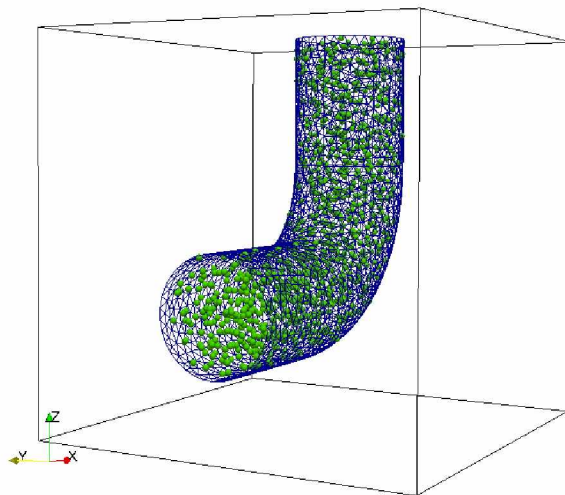


Figura 3.16: Partículas lagrangianas imersas em uma tubulação.

Neste teste foi verificado tanto a mudança do ângulo de impacto, após a colisão, quanto

ao tipo de superfície, ou seja, se a superfície é considerada lisa ou rugosa.

Toda interação da partícula com a parede do domínio é realizada com os triângulos que compõe o objeto imerso, o que justifica a complexidade deste problema que é a realização de três acoplamentos simultaneamente.

3.3.5 Interpolação da fase contínua para o campo de partículas

Ao adotar a abordagem Euleriana-Lagrangeana é de suma importância conhecer o valor da velocidade do fluido na posição do centro de massa de cada partícula. Tal posição varia ao longo do tempo ocasionando que esta não coincide com a posição da malha Euleriana onde as propriedades da fase contínua são calculadas, logo a interpolação da velocidade da fase contínua para a posição do centro de massa da partícula, é essencial para o sucesso da modelagem numérica.

Com o propósito de modelar o transporte das partículas no espaço físico, é necessário interpolar o campo de velocidade euleriano, calculada previamente nas Simulações de Grandes Escalas, para obter as posições das partículas.

A grande complexidade desta modelagem se consiste em interpolar as velocidades das faces do volume de controle para os nos da malha dos volumes finitos, uma vez que já se conhece os componentes de cada nó do volume de controle. Diversas funções podem ser usadas como funções de interpolação com base na distância, podendo então assumir diferentes formas como a função cúbica, gaussiana, entre outras. O presente trabalho utiliza-se da função chapéu para a evolução das interpolações das velocidades eulerianas, sendo que esta função garante para tal velocidade uma segunda ordem de precisão. A função chapéu Pitts J. (1985) pode ser definida como :

$$D_h = \prod \frac{\varphi[(x_k - x_i)/\Delta x_i]}{\Delta x_i}, \quad (3.45)$$

$$\varphi = \begin{cases} |1 - r| & \text{se } r \leq 1, \\ 0 & \text{se } r > 1. \end{cases} \quad (3.46)$$

onde x_k é a posição do ponto lagrangiano, x_i é a posição da partícula no fluido, Δx_i é a dimensão da malha, e r é o raio da interpolação.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS

Nesta seção serão apresentadas a verificação da implementação dos algoritmos propostas na metodologia, bem como os resultados das simulações de um canal turbulento, tanto o canal monofásico quanto bifásico, baseados pelo experimento de Sommerfeld e Kussin (2001). Nestas simulações foram testados diferentes famílias dos modelos de turbulência no canal monofásico, e os melhores resultados desses modelos foram usados nas simulações no bifásico, além disso, serão apresentados os resultados obtidos com o acoplamento euler-lagrange-lagrange.

Para verificar a implementação dos algoritmos propostos, serão apresentadas as verificações numérica da metodologia, aplicando esta metodologia em problemas físicos. Desta forma, optou-se pela aplicação em três tipos de problemas: escoamento turbulento monofásico, escoamento turbulento bifásico e escoamento turbulento bifásico em tubulação com fronteira imersa.

As análises das simulações realizadas no código FLUIDS 3D, serão apresentadas nas seções seguintes.

4.1 Canal monofásico estudado por Sommerfeld e Kussin (2001)

O escoamento monofásico em um canal turbulento foi simulado usando o código computacional FLUIDS 3D.

A simulação numérica fora realizada forma paralelizada, com 40 processos para o caso monofásico, os cálculos foram realizados até um período de 1.0 segundos físicos.

Embora este canal turbulento não apresenta a fase sólida e a rugosidade, o mesmo possui todas as dificuldades inerentes à simulação de escoamentos à transição a turbulência.

Geometria do Canal e domínio computacional

A geometria é apresentada pela Fig. 4.1, a qual foi utilizada por Wachem (2013). Para todas as simulações, a velocidade média do escoamento foi de $19,7 \text{ m/s}$, a massa específica considerada foi 1.15 kg/m^3 , e a viscosidade dinâmica $18.6210^{-6} \text{ Pa.s}$, resultando no número de Reynolds $Re = 42.585$, baseado na altura do canal.

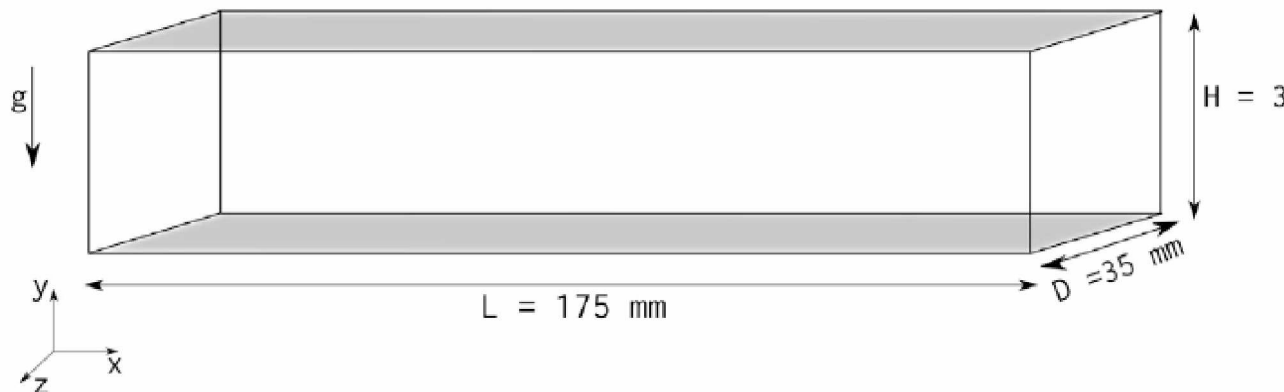


Figura 4.1: Geometria do Canal utilizado, adaptado de Wachem (2013)

As condições de contorno utilizadas foram, periodicidade nas direções x e y do escoamento, e Dirichlet na direção z . Optou-se por utilizar um domínio com periodicidade afim de diminuir os custos computacionais existentes. A malha utilizada é representada pela Fig. 4.2, sendo constituída por 500 volumes de controle em x , 50 volumes em y , 120 volumes em z .

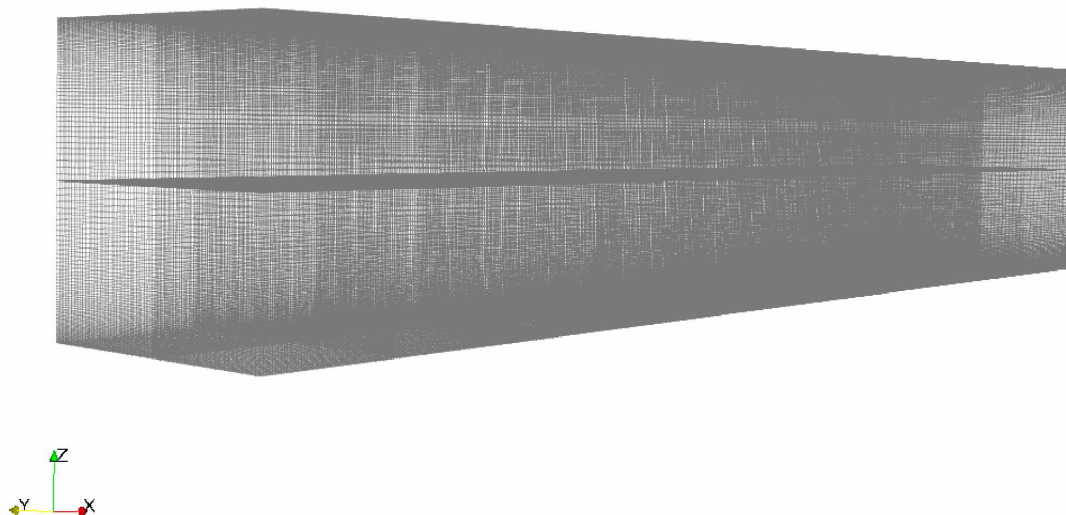


Figura 4.2: Malha computacional com 3.000.000 de volumes de controle.

Os volumes de controle possuem as seguintes dimensões: $\Delta x = 3.5 \cdot 10^{-4}$, $\Delta y = 7.0 \cdot 10^{-4}$. Para os elementos em z , foi utilizado um alongamento (*stretching*). Como ilustra a Fig. 4.3,

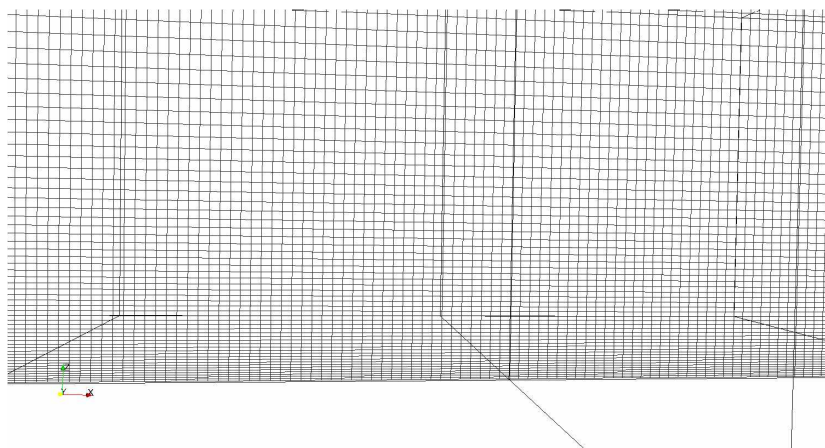


Figura 4.3: Representação dos volumes de controle da malha computacional utilizada.

Como neste problema físico é utilizado condições de contorno periódicas, foi necessário

utilizar um termo fonte para o cálculo do gradiente de pressão. Para este cálculo foi fixado o fluxo de massa \dot{m} , o qual foi obtido experimentalmente por Sommerfeld e Kussin (2001). Este fluxo de massa \dot{m} é corrigido ajustando o termo forçante na equação de transporte da quantidade de movimento a cada passo de tempo. Conforme Eq. 4.1,

$$S_{f,1} = \frac{\dot{m}_o - \dot{m}_n}{A_{cross}\Delta t_n}, \quad (4.1)$$

onde, \dot{m}_o é o fluxo de massa de uma seção transversal, \dot{m}_n é o fluxo de massa, calculado no atual passo de tempo, A_{cross} é a área da seção transversal e Δt_n é o atual passo de tempo. O termo $S_{f,1}$ possui unidades de gradiente de pressão, isto é, $\frac{kg}{m^2s^2}$, e é calculado apenas para a direção axial do escoamento. Nesta simulação é importante capturar as estruturas turbilhonares presentes na camada limite.

A escolha de uma malha, influencia diretamente na representação o problema físico estudado, ou seja é um fator que influencia tanto no desempenho quanto nos resultados da simulação. A acurácia dos resultados na simulação está diretamente relacionada ao formato e tamanho dos volumes de controle, é importante ressaltar que existem outros fatores que influenciam a precisão.

Geralmente, os elementos mais próximos dos hexaedros são preferidos. Porém, para o presente trabalho, foi utilizado uma malha anisotrópica uma vez que foi necessário utilizar elementos próximos a $\Delta z = 10^{-5} m$ na camada limite, e para não elevar tanto o custo computacional, utilizou elementos maiores, próximos à $\Delta x = \Delta y = 10^{-4} m$ nas outras regiões do escoamento.

Para toda as simulações foram utilizado um passo de tempo (Δt) variável, as médias começaram a serem feitas no período de $t_{media} = 4 \cdot 10^{-1}s$, e o rms no período de $t_{rms} = 5 \cdot 10^{-1}s$, tendo como $CFL = 0.25$. Além disso, foi utilizada a forma conservativa das equações de Navier-Stokes e o domínio computacional foi particionado em 40 subdomínios.

Para transicionar o escoamento, foi necessário a inicialização de um perfil de velocidade

turbulenta na direção axial do escoamento, conforme a Eq. 4.2:

$$\begin{aligned}
 U_f = & (3.85488553892730210^3 z^9 - 1.66066439104253010^4 z^8 + 2.99784531655798710^4 z^7 - \\
 & - 2.92685513349199410^4 z^6 + 1.65696642529069110^4 z^5 - 5.37918678691685110^3 z^4 + \\
 & + 9.15681832535509910^2 z^3 - 5.90675016700720310^1 z^2 - 4.50319551381035z + \\
 & + 2.265711515728725). \tag{4.2}
 \end{aligned}$$

onde z é a altura do canal.

Inserir uma perturbação na condição inicial do escoamento é uma solução encontrada para amplificar as instabilidades no sistema e acelerar a transição do mesmo. No presente trabalho foi utilizado o método de Smirnov, aplicado por Vedovoto J.M (2015) na entrada do domínio computacional, permitindo a geração de turbulência no sistema.

A Fig. 4.4 representa o canal monofásico em regime de turbulência, no tempo físico de $t = 0.080017s$. Observa-se a multiplicidade de escalas presentes no escoamento, representados pela velocidade do escoamento na forma de isosuperfícies de critério $Q(Q = U_f)$, o qual possui maior valor no centro do canal e tendo na camada limite, o maior valor da viscosidade turbulenta.

Estudo da transição dos diferentes modelos de fechamento de turbulência no canal monofásico

A turbulência é um regime de um sistema dinâmico e complexo, e qualquer variação nas condições iniciais determinarão resultados completamente diferente nas previsões. Nas simulações realizadas, notou-se que o mecanismo da transição à turbulência ocorre de maneira similar para cada metodologia usada, diferenciando na maneira com que essas instabilidades vão se amplificando ao longo da simulação. Como a viscosidade turbulenta presente na metodologia *LES*, possui valores baixos, o processo de transição é mais demorado do que modelos que possui um valor alto da viscosidade turbulenta, como modelos *URANS*, e *DES*, sendo que este último se comporta como *URANS* próximo às paredes. Observou-se que os complexos mecanismos não-lineares, presentes na Simulação de Grandes Escalas induziram nas oscilações harmônicas sobre essas primeiras instabilidades que amplificadas levaram a um estado de turbulência desenvolvida. Como ilustra a Fig. 4.4.

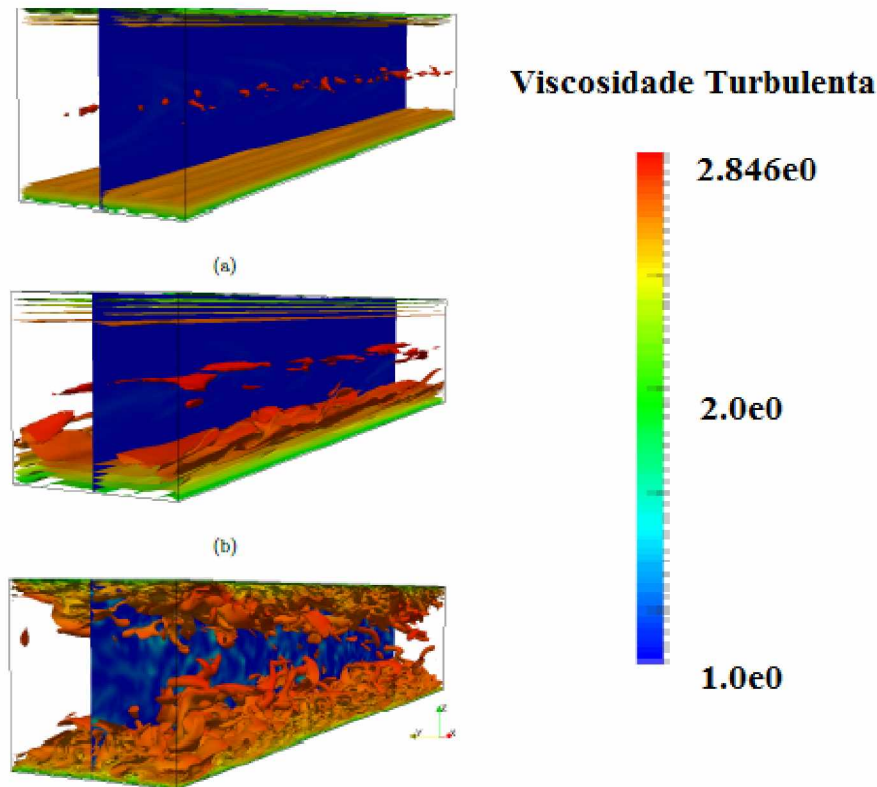


Figura 4.4: Mecanismo da transição à turbulência pela metodologia *LES* usando o modelo de submalha dinâmico. (a) $t = 0.00004s$; (b) $t \simeq 0.04s$; (c) $t \simeq 0.07s$.

Para ocorrer a transição à turbulência no canal turbulento, após o surgimento das primeiras instabilidades e consequente amplificação, as estruturas turbilhonares interagem tornando o escoamento turbulento, ou seja, a transição vai depender dos efeitos viscosos presentes no escoamento. Em regiões de escoamentos próximos a parede, os efeitos viscosos predominam, e a altos números de Reynolds, o escoamento nesta região poderá transicionar.

Para o presente trabalho, observou-se que processo de geração de instabilidades no canal turbulento é altamente dependente dos efeitos viscosos presentes. A Fig. 4.5, ilustra o processo de transição à turbulência usando o modelo *rk ϵ DES*. Nota-se que o mecanismo permite com que o escoamento se transacione é similar. O que irá diferenciar é o instante com que a transição ocorre, uma vez que a viscosidade turbulenta possui valores altos na camada limite.

A origem da turbulência passa a ter forte dependência do comportamento viscoso,

sendo que a formação das primeiras instabilidades, junto à parede, de pequenas amplitudes e de comportamento laminar, são as denominadas ondas de *Tollmien – Schlichting* em seguida estas ondas se posicionam na direção transversal à parede, com um comprimento de onda de máxima taxa de amplificação, originando as instabilidades conhecidas como grampo de cabelo.

Estas instabilidades são filamentos turbilhonares contra rotativos que se erguem para o interior da camada limite, como consequência dessas instabilidades, surgem os *bursts* turbulentos que representam fortes concentrações de vorticidade as quais geram transportes violentos de matéria da parede para o interior da camada limite. Finalmente, podemos observar na Fig. 4.5 uma reorganização do escoamento em spots turbulentos com fortes concentrações de energia cinética turbulenta, o que dá ao processo de transição um caráter fortemente intermitente, caracterizando a fase completamente turbulenta da camada limite.

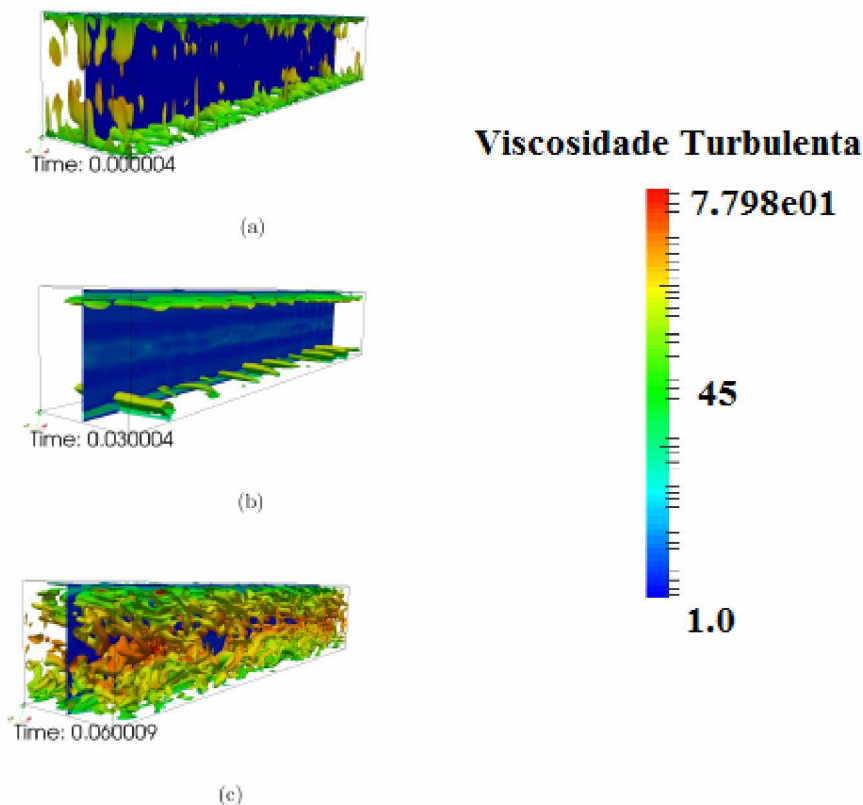


Figura 4.5: Mecanismo da transição à turbulência pela metodologia *RKE* duas camadas com *DES*. (a) $t = 0.00004s$; (b) $t \simeq 0.03s$; (c) $t \simeq 0.06s$.

A Fig. 4.6 mostra o processo de transição usando a metodologia *SAS*, observa-se que o mecanismo de transição à turbulência no canal turbulento é o mesmo, ou seja depende da viscosidade turbulenta, quanto maior for o seu valor mais rápido o escoamento irá transicionar. E a forma com que o escoamento transicionou usando *SAS* foi semelhante com os modelos que possuem alta viscosidade turbulenta na parede, ou seja, as primeiras instabilidades ocorreram na camada limite e foram se amplificando e interagindo por um processo não-linear.

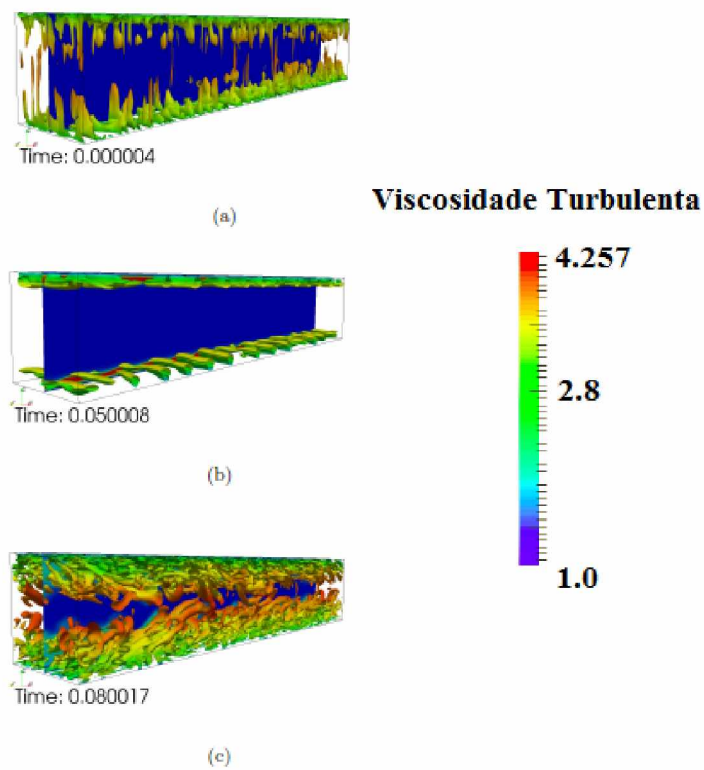


Figura 4.6: Mecanismo da transição à turbulência pela metodologia *SAS*.(a) $t = 0.00004s$; (b) $t \simeq 0.05s$; (c) $t \simeq 0.08s$.

Nota-se que um dos maiores desafios para modelos de turbulência *treinados* para escoamentos parietais, como os *URANS*, é a descrição de regiões com separação, onde estruturas transientes, muitas vezes formadas por outras estruturas menores, interagem e desprendem-se sendo transportadas. Essas são as localidades onde a metodologia *LES* é

apropriada, descrevendo estruturas de baixa e alta frequência. Os Modelos híbridos vêm a unir as qualidades das duas metodologias, reduzindo-se a *RANS* junto às paredes e a *LES* nas regiões de separação ou escoamento cisalhante.

Validação dos resultados médios e estatísticos do canal monofásico

Na Fig. 4.7 são apresentados os resultados dos perfis médios e estatísticos dos diferentes modelos de turbulência na simulação do canal. Os resultados obtidos no perfil médio de velocidade e os *rms* são comparados com os dados experimentais de Sommerfeld e Kussin (2001). Com o intuito de estudar o efeito da turbulência no transporte lagrangiano, foi necessário estabelecimento da fase contínua, avaliando a priori os efeitos da turbulência no canal monofásico. Conforme dito, no presente trabalho foram testados diferentes famílias de modelos de turbulência. Para o canal monofásico foram avaliados os seguintes modelos de turbulência *LES*, *URANS*, *DDES*, *SAS*, *DES* com o modelo $K\epsilon$ realizável, *DES* com o modelo *SST* $K\omega$,

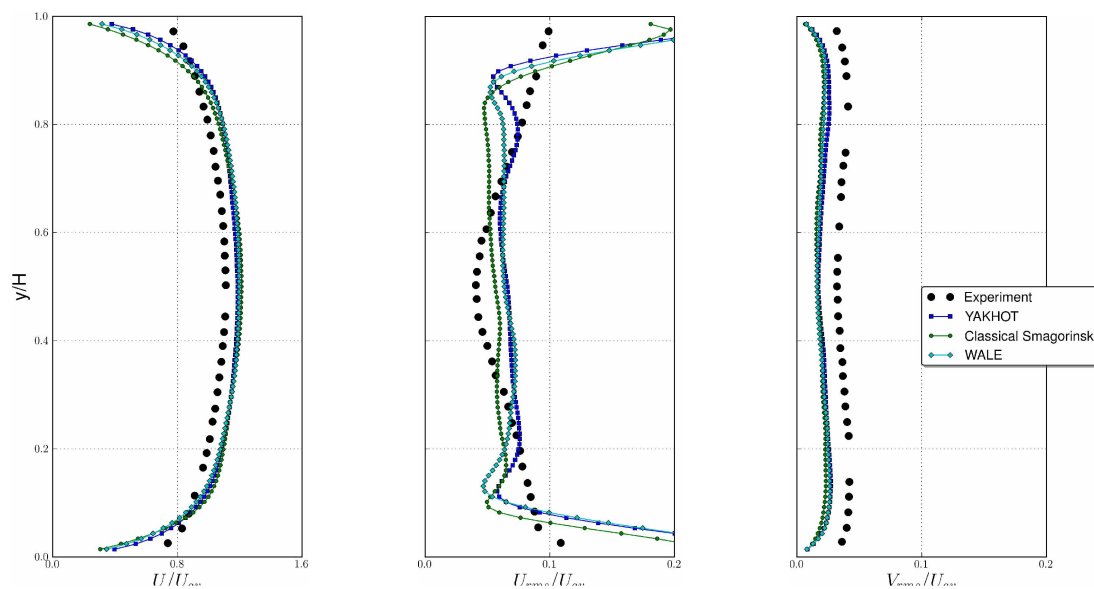


Figura 4.7: Perfis médios e estatísticos do canal monofásico utilizando a modelagem *LES*.

A Fig. 4.7 mostra os resultados médios e *rms* da fase contínua, usando a metodologia *LES*. A raiz do valor quadrático médio ou *rms* (*root mean square*) é uma medida estatística da magnitude de uma quantidade variável. Podendo ser calculado para uma série de valores

discretos ou para uma função variável contínua. A metodologia LES, foram testados os modelos de submalha dinâmico, *WALE* proposto por (NICOU D.F. AND DUCROS, 1999), e *YAKHOT* proposto por (YAKHOT V., 1989). Para realizar uma simulação de grande escalas é necessário o uso de malhas mais finas e para capturar as estruturas turbilhonares presentes na camada limite, na ordem de $y^+ = 10^{-5} m$, o que acarreta no aumento do custo computacional. Mesmo utilizando o *stretching* próximo à parede, não foi possível chegar em um $y^+ = 10^{-5}m$, mas com um valor próximo a este, o que prevalece a necessidade de realizar uma *DNS* próximo à parede, como foi realizado por Wachem (2013).

Nota-se que o perfil dos três modelos de submalha, ficaram distantes nas regiões próximas à camada limite. Além disso, como o refino próximo à camada limite não é suficiente para promover à transição da mesma. Na modelagem *URANS*, foram testados os modelos $K\omega$, *SST*, *SAS* e $k\epsilon$ realizável, como ilustra a Fig. 4.8. Observa-se que os perfis da componente horizontal da velocidade extraídos, teve um comportamento similar com o perfil horizontal experimental, principalmente próximo à parede, isto porque a metodologia *URANS* possui próximo a camada limite uma viscosidade turbulenta próxima de zero, conseguindo modelar a transição à camada limite.

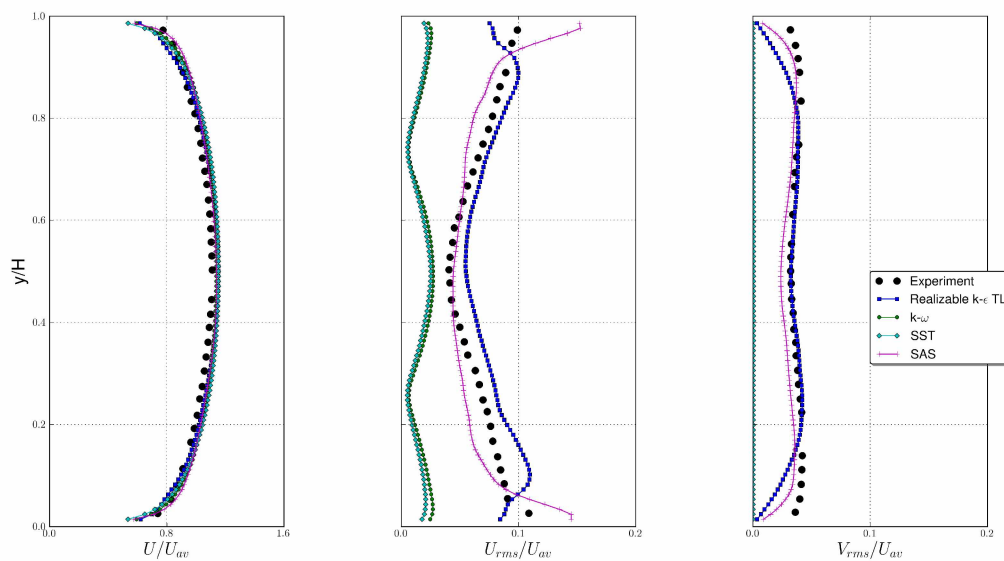


Figura 4.8: Canal turbulento monofásico usando o modelo de turbulência URANS.

Nota-se que os quatro modelos *URANS* tiveram comportamentos similares nos perfis médios horizontais, mas diferenciaram-se nos *rms*. Os modelos *SST* e *K ω* ficaram, estatisticamente longe do experimental diferentemente dos modelos *SAS* e *K ϵ* realizável, que tiveram resultados próximos aos dados experimentais, tanto nos perfis médios quanto nos *rms*.

Já a metodologia *DES* mostrou um comportamento intermediário entre as metodologias *LES* e *URANS*. Conforme a Fig. 4.9, foram testados os modelos de turbulência *SSTDES*, *SSTDDES*, *SSTIDDES*, *Rk ϵ DES*. Observa-se que os perfis da componente horizontal da velocidade extraídos dos modelos *Rk ϵ DES* e *SSTDDES*, tiveram boa conformidade com o perfil horizontal experimental, diferentemente dos modelos *SSTDES* e *SSTIDDES*, que distanciaram do perfil experimental, este comportamento foi verificado tanto para o perfil médio quanto para o perfil *rms*. A viscosidade efetiva calculada pelo modelo *Rk ϵ DES*, na região da camada limite é menos intensa que os valores calculados pelo modelo *URANS*, como consequência pode-se visualizar as estruturas turbilhonares sendo transportados pelo escoamento, entretanto a metodologia *DES* apresenta maior viscosidade efetiva do que *LES* nesta região do escoamento. Os modelos *DES* forneceram resultados similares a modelagem *URANS*, isto é, tendo a viscosidade turbulenta próxima de zero na camada limite.

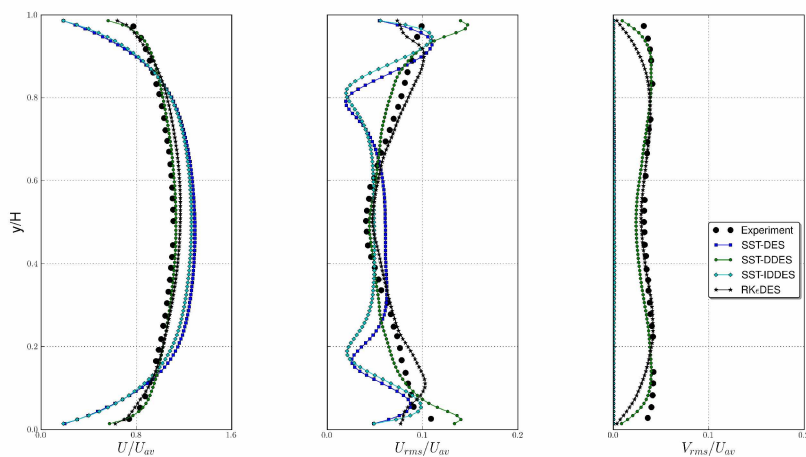


Figura 4.9: Canal turbulento monofásico usando metodologias *DES*.

A Fig. 4.10 retrata os melhores resultados das simulações realizadas com os diferentes modelos de turbulência. Para o problema físico do canal turbulento, os melhores modelos de turbulência foram o $k\epsilon$ realizável, SAS , $SSTDES$, $k\epsilon DES$. Esses modelos tiveram um bom comportamento tanto nos perfis médios quanto nos rms analisados.

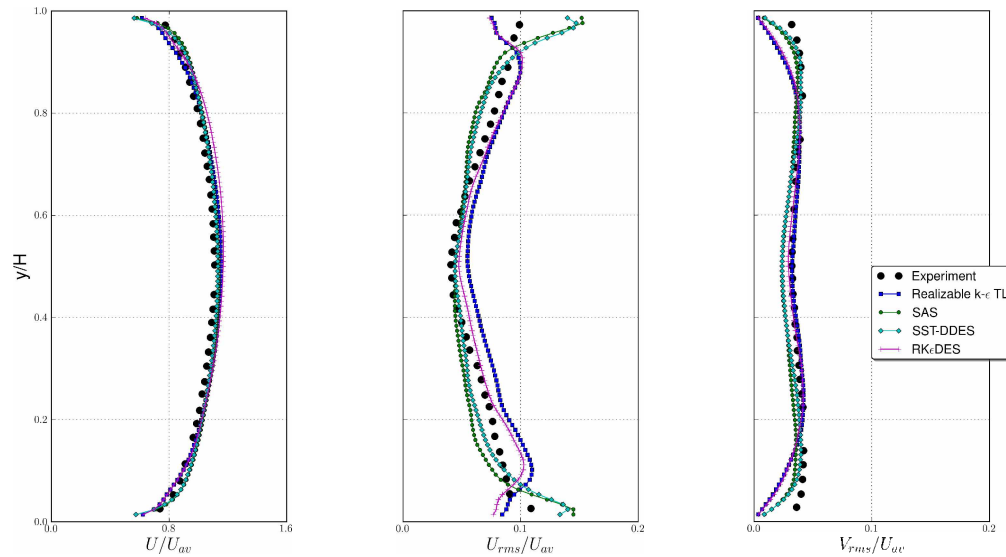


Figura 4.10: Os melhores resultados para o canal monofásico.

Logo, após o estudo do canal monofásico bem como a determinação da melhor malha e modelos, os quais já estavam presentes no código computacional FLUIDS3D, foi possível o estudo do canal bifásico. Para a simulação do escoamento gás-sólido foram utilizados os melhores resultados dos modelos de turbulência no canal monofásico, no caso $DDES$, SAS , $k\epsilon$. Nas próximas seções, serão mostrados os resultados obtidos para a fase dispersa.

4.1.1 Partículas dispersas em um canal turbulento

Nesta seção serão apresentados os resultados referentes a dinâmica das partículas dispersas em canais turbulentos. Serão testados como essas partículas se comportam com a ação da gravidade em diferentes situações, tais como diferentes diâmetros, domínio, modelos de turbulência e, por fim, considerando uma superfície rugosa nas paredes do domínio computacional.

4.1.2 *Partículas dispersas em um canal turbulento tridimensional*

Em um escoamento bifásico, onde há presença de partículas, é importante realizar um estabelecimento na fase monofásica, ou seja, determinar a melhor malha a ser utilizada, o instante de realizar as médias, tempo de simulação, determinar os mecanismos da transição à turbulência. Determinar as condições iniciais para posteriormente realizar o acoplamento, afim de diminuir a quantidade de erros.

Após o estudo e estabelecimento do canal monofásico, foi realizado o acoplamento com a fase dispersa, usando as mesmas condições iniciais retratada nas seções anteriores do presente trabalho. Primeiramente foi verificado através do canal bidimensional, se a formulação estava discretizada corretamente, e se as forças atuantes nas partículas estavam fisicamente correta, em seguida foi simulado os acoplamentos de uma e duas-vias no canal turbulento tridimensional. Sommerfeld e Kussin (2001), realizaram experimentos que envolveram o estudo do escoamento gás-sólido em canais. Tais experimentos basearam-se na análise da trajetória da partícula, bem como as colisões dessas partículas na parede do canal.

Os escoamentos bifásicos envolvendo partículas sólidas, torna a predição experimental e numérica extremamente complexa, e quando essas partículas são adicionadas ao escoamento há a necessidade de estudar a interação entre essas fases. Com o uso da abordagem Lagrangiana para a fase dispersa, permite com que se estude a trajetória da partícula ao longo do tempo, considerando que as suas propriedades como velocidade, posição e temperatura são atualizadas ao longo do percurso de uma partícula.

Nas simulações realizadas para o canal bifásico, a geometria utilizada é apresentada pela Fig. 4.1, a qual foi utilizada por Wachem (2013).

A malha utilizada é constituída por 150 volumes de controle em x , 60 volumes de controle em y , 60 volumes de controle em z , distribuídos em 20 processos.

Para todas as simulações, as partículas foram inicializadas com a velocidade média de 19.7 m/s , a massa específica considerada foi 2500 kg/m^3 , carregamento mássico de $\phi = 1.0$, com o diâmetro médio de $D_p = 195 \mu\text{m}$, foram utilizados 24500 partículas distribuídas em todo domínio e utilizando a metodologia *DDES*. Nesta simulação não foi considerada a rugosidade nas paredes do canal. Na Fig. 4.11, as partículas foram representadas por

esferas, a fase contínua foi ilustradas pelo critério Q e a viscosidade turbulenta foi retratada no plano ZX .

O resultado da simulação com o acoplamento de uma-via é mostrado pela Fig. 4.11. Nesta simulação, a viscosidade turbulenta é ilustrada por isosuperfícies, o campo euleriano é representado por um plano ZX , e as partículas lagrangianas são exibidas por esferas.

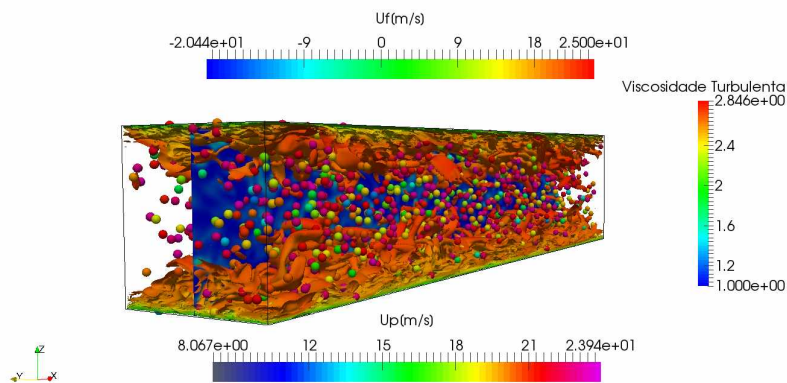


Figura 4.11: Partículas lagrangianas dispersas com a metodologia *DDES*, com o acoplamento uma-via.

Pode-se Observar que no acoplamento de uma-via, as partículas possuem influência da fase contínua no seu movimento linear, como a velocidade relativa do fluido u_f , possui informações estatísticas da turbulência, esta consequentemente afetou no transporte lagrangiano, mesmo tendo um número de Stokes relativamente alto ($St \gg 1$).

Notou-se que as partículas simuladas possuem uma concentração preferencial no escoamento, e mesmo tendo um tempo de resposta alto, esta preferiu regiões de baixa vorticidade e alta taxa de distorção, e comportou-se como uma traçadora, respondendo ao movimento do fluido. O que pode ser justificado, pois estas se comportam como se fossem um grão de areia em um tanque cheio, ou seja, são suficientemente pequenas e são sensíveis ao regime de turbulência.

Por outro lado, a simulação realizada para o acoplamento de duas-vias duas-vias, conforme Fig. 4.12 as partículas transferiram quantidade de movimento linear para o fluido, ocasionando uma diminuição da sua velocidade média e possível influência da turbulência

na fase contínua, uma vez que notou-se que esta desacelerou o escoamento. Além disso, notou-se que as mesmas possuem concentração preferencial no escoamento, comportamento similar ao do acoplamento de uma-via.

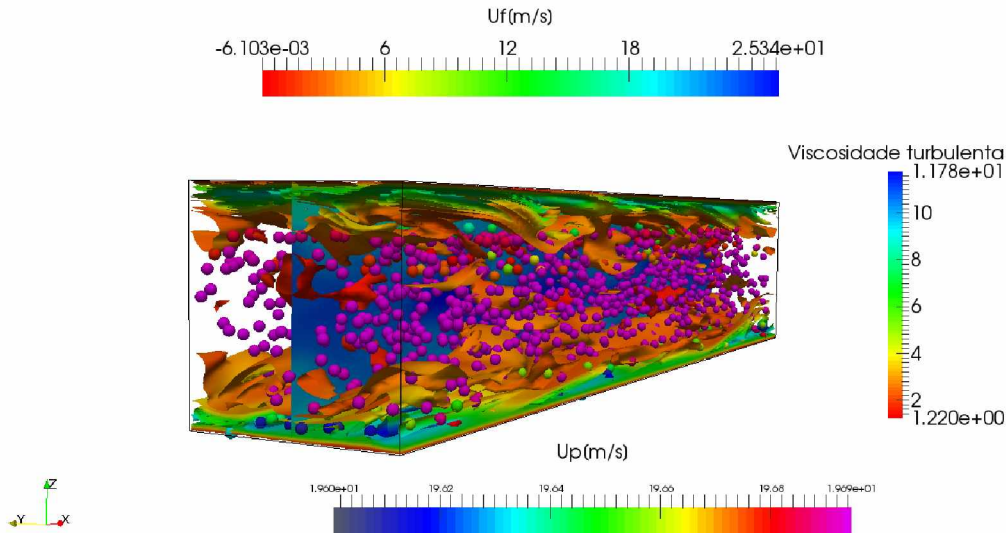


Figura 4.12: Partículas lagrangianas dispersas com a metodologia *DDES*, com o acoplamento duas-via.

4.1.3 Validação dos resultados estatísticos do canal bifásico

Nesta seção serão apresentados os resultados dos perfis médios e estatísticos dos diferentes modelos de turbulência, no caso os modelos que tiveram os melhores resultados no canal monofásico, na simulação do canal turbulento bifásico. Os resultados obtidos no perfil médio de velocidade e os *rms* são comparados com os dados experimentais de Sommerfeld e Kussin (2001). A quantidade de movimento linear é uma grandeza vetorial determinada, dependente da massa de um corpo multiplicada pelo seu vetor velocidade. Esta grandeza física permite com que se estude transferências de movimento entre corpos.

Sempre que existir uma interação entre dois corpos, sendo que, ao menos um deles esteja em movimento, ou adquira movimento, é importante a determinação da quantidade de movimento para o estudo dessa interação. Logo qualquer corpo que possui massa e velocidade possui quantidade de movimento

A troca de quantidade de movimento entre as fases faz com que o perfil de velocidade da fase contínua se torne mais uniforme, diminuindo a velocidade na região central e aumentando nas regiões próximas às paredes, mantendo assim a conservação da massa do sistema. Com o acoplamento duas vias foi observado que as partículas perdem velocidade na região central, como consequência o fluido é desacelerado devido às forças exercidas pelas partículas. Nas regiões próximas das paredes as partículas, com maior velocidade, transferem quantidade de movimento acelerando o fluido. Como ilustra a Fig. 4.13.

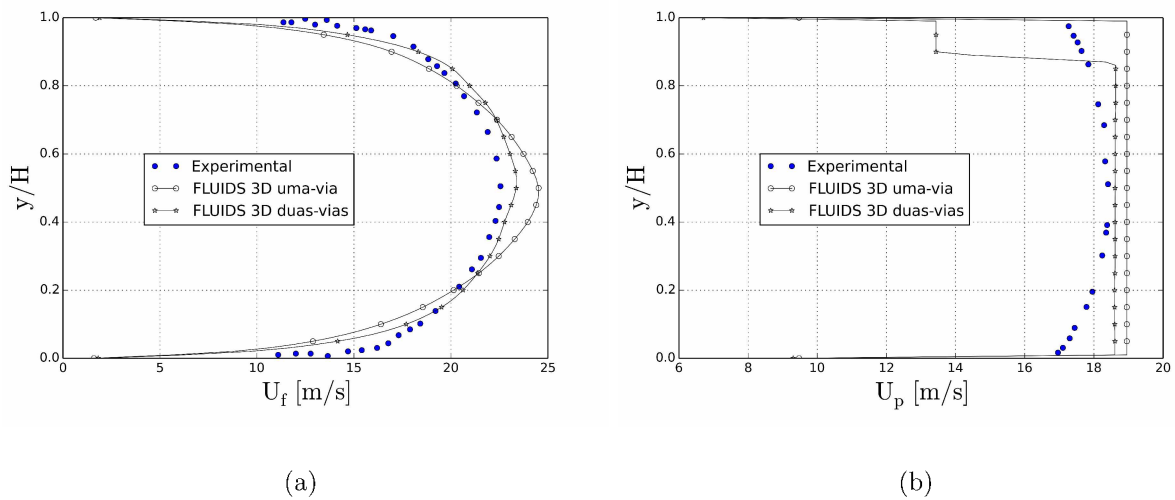


Figura 4.13: Perfil médio de Velocidades. (a) Fase Contínua; (b) Fase dispersa.

Quando analisamos a quantidade de movimento linear de um escoamento com o acoplamento dito uma-via, este transfere a sua Energia cinética para as partículas, ou seja, as partículas *sentem* o movimento do fluido, e se movimentam tendo como referência o movimento do fluido. Por isso, neste acoplamento, as partículas são carregadas pelo escoamento, e por consequência, quando a fase contínua transfere a sua quantidade de movimento há uma perda de energia cinética por parte do fluido, ocasionando uma desaceleração no perfil médio do escoamento. Já no acoplamento dito duas-vias, a troca da quantidade de movimento entre as fases causa uma desaceleração tanto na fase contínua quanto na fase dispersa. Observa-se na Fig. 4.14 (a) que o perfil estatístico dos acoplamentos uma e duas vias tiveram um comportamento similar, mas ao comparado ao perfil experimental ficaram um pouco distante, tanto na região central quanto próximos à parede. Esta diferença ocorreu devido à falta de

um maior refinamento da malha, afim de capturar com mais acurácia as flutuações presente.

Ao observar a Fig. 4.14 (b), nota-se uma diferença significativa dos acoplamentos uma e duas vias, quando comparado ao perfil experimental, uma vez que o perfil estatístico do acoplamento de duas-vias se aproxima mais do experimental, diferentemente do perfil do acoplamento uma-via, o qual ficou mais distante ao comparado com o experimental. O que se pode enfatizar a importância de realizar o acoplamento de duas-vias, uma vez que este se aproxima um pouco mais da realidade do experimento, conseqüentemente aumentando a acurácia do mesmo.

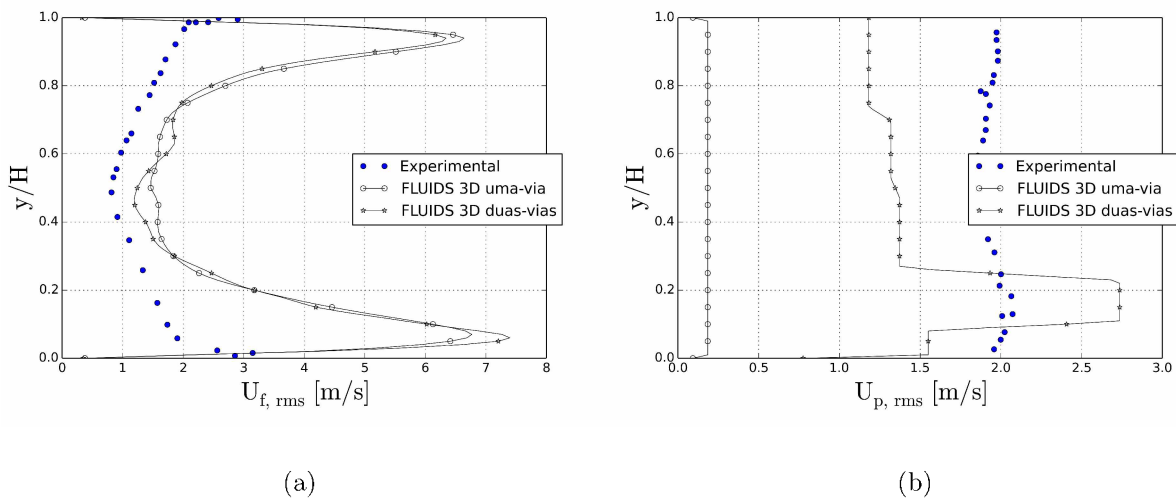


Figura 4.14: Partículas lagrangianas dispersas em um escoamento com a metodologia (*DDES*). (a) *rms* da fase contínua; (b) da fase dispersa.

4.2 Acoplamento Euler-Lagrange-Lagrange

Após a análise do comportamento das partículas no canal turbulento foi estudado também o comportamento da trajetória de tais partículas em geometrias complexas que contemplam curvaturas, a fim de avaliar se as condições tanto de reflexão quanto do ângulo de impacto são coerentes para este tipo de geometria e se as partículas conseguem reconhecer os triângulos que compõem a geometria imersa.

Para o presente trabalho foi simulado a trajetória das partículas lagrangianas imersas em um domínio euleriano com as seguintes dimensões: $0.75 \times 0.75 \times 0.75 [m^3]$. Tendo como

condição de contorno de Neumann, na entrada e saída da tubulação e Dirichlet no restante do domínio. Foi utilizado o processamento em paralelo, para a presente simulação o domínio foi particionado em quatro processos homogeneamente. A velocidade média do fluido e da partícula foram de $U_f = U_p 108,5 [m/s]$. Tanto os parâmetros do fluido quanto da partícula foram baseados nas simulações realizadas no canal tridimensional, retratado nas seções anteriores.

O objetivo desta simulação consistiu em testar o acoplamento das partículas com a fronteira imersa, na presença do escoamento.

Nas simulações realizadas, foi utilizado os acoplamentos uma-via e duas-vias, bem como a rugosidade na parede da tubulação, além disso foi utilizado o processamento paralelo com o modelo de turbulência *LES* com o modelo de submalha dinâmico.

As partículas foram distribuídas aleatoriamente pelo domínio euleriano, estas se encontram na dispersas pelo escoamento uma vez que a carga volumétrica do experimento é da ordem de 10^{-6} .

A Fig. 4.15 (a) mostra a distribuição das partículas lagrangianas imersas em uma tubulação com rugosidade. O intuito desta simulação foi testar o algoritmo implementado da interação Lagrange-Lagrange, e posteriormente aumentar o grau de dificuldade considerando tanto o a fase contínua quanto a rugosidade.

Nota-se que as partículas reconheceram a geometria, não havendo fuga dessas do domínio, e se comportaram como previsto. Além de analisar o acoplamento Lagangiano-Lagrangiano, foi simulado o acoplamento com o fluido. Como nessa simulação, as partículas tiveram um número de Stokes baixo ($St \ll 1$), estas se comportaram como traçadoras, tendo o seu movimento completamente influenciado pela fase contínua, como ilustra a Fig. 4.15 (a) Nota-se que as partículas reconheceram a geometria, não havendo fuga dessas do domínio, e se comportaram como previsto. além de analisar o acoplamento Lagangiano-Lagrangiano, foi simulado o acoplamento com o fluido, como ilustra Fig. 4.15 (a).

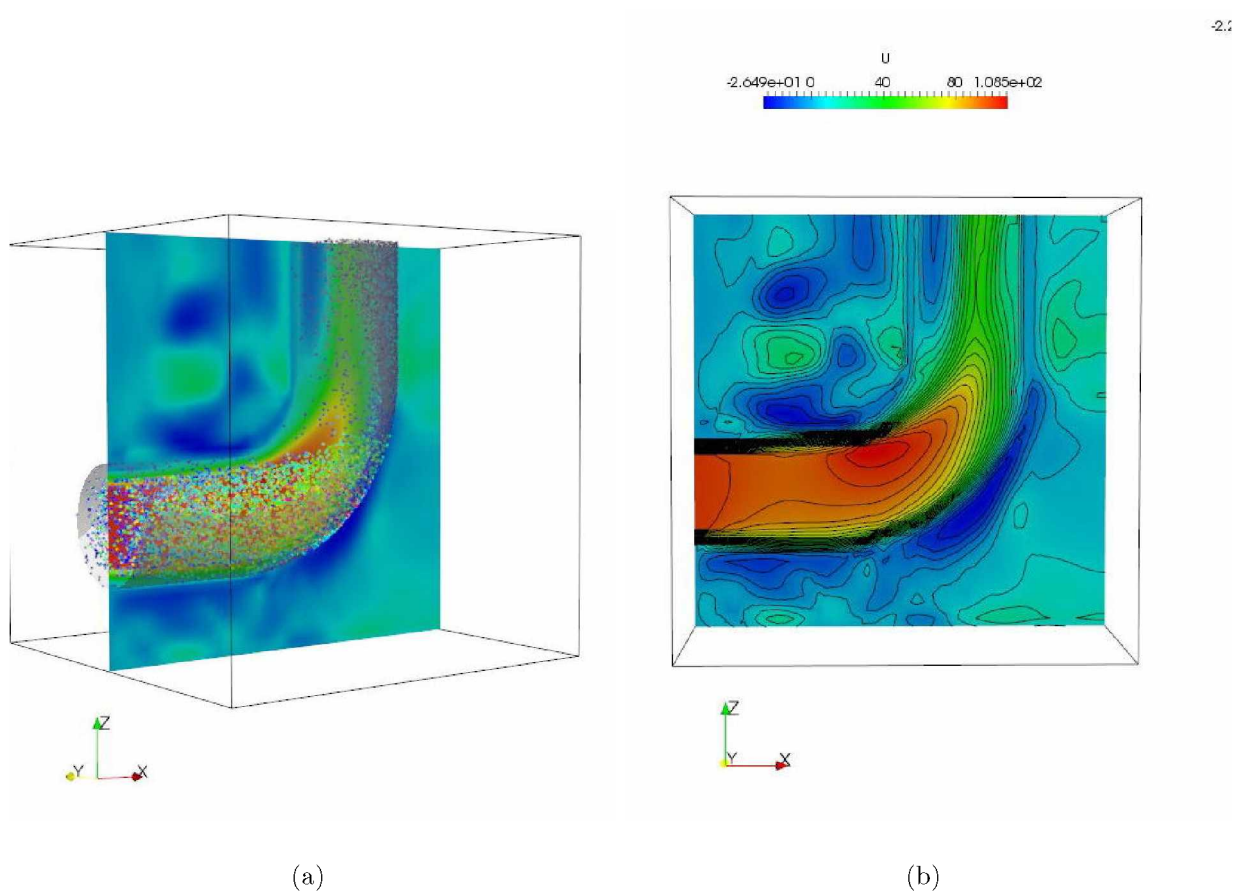


Figura 4.15: Partículas lagrangianas imersas em uma tubulação. (a) Tubulação com partículas; (b) Tubulação sem partículas.

Após verificar o movimento das partículas em geometrias curvas, foi verificado também a paralelização do algoritmo implementado, como mostra as simulações realizadas pelas Fig. 4.15(a) e Fig. 4.15(b). Portanto com as verificações realizadas do algoritmo implementado, será possível, para trabalhos futuros análises de desgastes em diferentes materiais e curvaturas.

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

5.1 Conclusões

As aplicações das metodologias *URANS*, *LES*, *SAS* e *DES* nos escoamentos turbulentos, mostrou-se de suma importância para o estudo da transição à turbulência. Um fator impactante nestes resultados consiste no estabelecimento do canal monofásico.

Apartir de um análise exclusiva das diferentes famílias de modelos de turbulência, realizada neste trabalho foi possível a seleção dos melhores resultados para o problema proposto e apartir disto foi possível a simulação do canal bifásico. Complementando a importância de se estabelecer o canal monofásico antes de realizar o acoplamento com a fase Lagrangiana, uma vez que este é um fator determinante para aumentar a complexidade do problema analisado.

Foram obtidos resultados interessantes nos acoplamentos lagrangianos uma e duas-vias, com os modelos de turbulência. Notou-se que a fase discreta é dependente e sensível à fase contínua, uma vez que o seu movimento no escoamento diferencia para cada modelo de fechamento de turbulência.

A inserção do acoplamento de duas-vias no canal permitiu uma análise mais realista do problema, ocasionando resultados melhores do que com o acoplamento de uma-via. Principalmente, quando se analisam os *rms* tanto da fase contínua quanto da fase discreta. Tal fato se deve a troca da quantidade de movimento linear em ambas as fases.

Uma outra conclusão importante, retirada deste estudo, está relacionada ao mecanismo

da transição à turbulência ocorre de maneira similar para cada metodologia usada, uma vez que o processo de geração de instabilidades no canal turbulento é altamente dependente dos efeitos viscosos presentes, mas foi diferenciado na maneira com que essas instabilidades vão se amplificando e interagindo ao longo da simulação.

Com a análise do comportamento das partículas no canal turbulento foi estudado também o comportamento da trajetória de tais partículas em geometrias complexas que contemplam curvaturas. Tal análise permitiu avaliar as condições tanto de reflexão quanto do ângulo de impacto. Notou-se também que as partículas conseguiram reconhecer os triângulos que compõem a geometria imersa, e realizar o choque com a mesma.

Após verificação do movimento das partículas em geometrias curvas, foi possível a paralelização do algoritmo implementado.

Portanto com as verificações realizadas do algoritmo implementado, será possível, para trabalhos futuros análises de desgastes em diferentes materiais e curvaturas.

As perspectivas para trabalhos futuros remetem ao estudo de um caso físico envolvendo o processo de erosão, bem como a implementação do acoplamento de quatro-vias.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABIMAQ. *A História das máquinas ABIMAQ 70 anos*. Rua Joaquim Floriano, n.º 733 - 3.º andar Itaim Bibi, São Paulo, SP, BR: magma, 2006.

ASTMG76.07. *Standard Test Method for Conducting Erosion Tests by Solid Particle Impingement Using Gas Jets*. 4th Floor, New York, NY 10036.: American National Standards Institute, 1976.

BOUSSINESQ, J. Theorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes a grande section. *Fautiers Villars*, v. 2, 1877.

BRADSHAW, P. *An introduction to turbulence and its measurement*. [S.l.]: Pergamon Press, 1971.

CAMPREGHER JR., R. *Modelagem matemática tridimensional para problemas de interação fluido-estrutura*. 160 p. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2005.

CROWE C.T., S. M. T. *Fundamentals of gas-particle and gas-droplet flows*. CRC Press, Boca Raton, USA, 1998.

FLUENT, . *User's Guide*. [S.l.]: Ansys Inc, 2015.

GENTIL, V. *Corrosão: Corrosão*. BRA: LTC, 2011. 360 p. Disponível em: <<http://www.saraiva.com.br/corrosao-6-ed-2011-3421367.html>>.

GORE, C. Effect of particle size on modulating turbulent intensity. *Int. Multiphase Flow*, v. 15, p. 279–285., 1989.

GORE, C. Osborne reynolds and the publication of his papers on turbulent flow. *Fluid Mech*, v. 39, p. 19–35., 2007.

HASELBACHER, A.; NAJJAR, F.; FERRY, J. An efficient and robust particle-localization algorithm for unstructured grids. *Journal of Computational Physics*, v. 225, n. 2, p. 2198 – 2213, 2007. ISSN 0021-9991.

LAIN S., B. D. S. M. M. Modelling hydrodynamics and turbulence in a bubble column using euler-lagrange procedure. *Multiphase Flow*, v. 28, p. 1381–1407, 2002.

LAUNDER B. E., S. D. The numerical computation of turbulent flows. *Comp. Meths, Appl. Mech. Engng*, v. 3, p. 269–289, 1974.

LESIEUR, M. *Turbulence in Fluids*. 4. ed. Dordrecht, NL: Springer, 2008. v. 84. 566 p. (Fluid Mechanics and its Applications, v. 84). ISBN 978-1402064357.

LILLY, D. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, v. 4, p. 633, 1992.

LIMA E SILVA, A. L. F. *Desenvolvimento e implementação de uma nova metodologia para modelagem de escoamentos sobre geometrias complexas: método da fronteira imersa com modelo físico virtual*. 142 p. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2002.

LOMAX H.; PULLIAM, T. Z. D. *Fundamentals of computational fluid dynamics*. [S.l.]: Springer, 2001.

MARZOUK, D. H. O. *Simulation of a Swirling Gas-Particle Flow Using Different $k-\epsilon$ Models and Particle – Parcel Relationships*. [S.l.] : *Engineering Letters*, 2010. v. 18. 227 – 238 p.

MAZUMDER H., e. a. Experimental investigation of the location of maximum erosive wear damage in elbows. *Journal of Pressure Vessel Technology*, v. 130, p. 011303–1, 2008.

MENG T., e. a. Numerical simulation of predicting and reducing solid particle erosion of solid-liquid two-phase flow in a choke. *wear*, v. 6, p. 95–97, 2009.

MENTER. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.

M.M.STACK, B. Modelling particulate erosion-corrosion in aqueous slurries: some views on the construction of erosion-corrosion maps for a range of pure metals. *wear*, v. 256, p. 984–1006, 2003.

NICOUD F. AND DUCROS, F. Subgrid-scale modelling based on the square of the velocity gradient tensor flow. *Turbul. Combust*, v. 62, p. 183–200, 1999. Disponível em: <<http://www.openfoam.com/>>.

OKA Y., e. a. Practical estimation of erosion damage caused by solid particle impact: Part1: Effects of impact parameters on a predictive equation. *Wear*, v. 259, n. 1-6, p. 95–101, 2005.

PESKIN, C. S. Numerical analysis of blood flow in the heart. *Journal of Computational Physics*, v. 25, n. 3, p. 220–252, 1977. ISSN 0021-9991. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999177901000>>.

PESKIN, C. S. The immersed boundary method. *Acta Numerica*, v. 11, p. 479–517, 2002. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1017/S0962492902000077>>.

PITTS J., e. a. *The Language of Functions and Graphs*. New York: Shell Centre for Mathematical Education, 1985. 260 p. (An Examination Module for Secondary Schools). ISBN 1-56700-218-8.

POPE, S. B. *Turbulent flows*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000. 802 p. ISBN 978-0521598866.

ROSA, E. S. Escoamento multifásico e isotérmico: modelos de multifluidos e de mistura. *Bookman*, 2012.

SCHILLER, L.; NAUMANN, A. A drag coefficient correlation. *VDI Zeitschrift*, v. 77, p. 318–320, 1935.

SEINFELD, J. H. *Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution*. University of Mississippi: University of Mississippi, 1986.

SHIH LIOU, S. *A New k - ϵ Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows Model Development and Validation*. *Computers Fluids*, 1995. v. 24. 227 – 238 p.

SILVEIRA NETO, A. *Turbulência nos fluidos aplicada*. Uberlândia, MG: [s.n.], 2002. Apostila da disciplina de mecânica dos fluidos do curso de pós-graduação da Universidade Federal de Uberlândia.

SILVEIRA-NETO, A. da. *Turbulência dos Fluidos Aplicada*. [S.l.: s.n.], 2001.

SOMMERFELD; KUSSIN. Analysis of transport effects of turbulent gas-particle flow in a horizontal channel. *Proceedings 4th International Conference on Multiphase Flow*, v. 4, n. 10-11, p. 1–12, 2001.

SOMMERFELD, H. *Experimental analysis and modelling of particle-wall collision*. [S.l.: s.n.], 1999. v. 25. 1-33 p.

SOUZA LEOPOLDO ROTA DE OLIVEIRA, J. L. L. d. A. I. D. S. M. M. M. José Francisco Almeida de. Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem. *Revista brasileira de geofísica*, v. 256, p. 21–41, 2011.

SPALART. Comments on the feasibility of les for wing and on a hybrid rans/les approach. *1st ASOSR CONFERENCE on DNS/LES.*, v. 92, 1997.

SPALART; ALLMARAS, S. R. Comments on the feasibility of les for wings, and on a hybrid rans/les approach. In: N ADVANCES IN DNS/LES, 1ST AFOSR INT. CONF. ON DNS/LES, COLUMBUS, 1997, Ohio. *Proceedings...* Ohio: Greyden Press., 1997. p. 51–94.

SPALART, A. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA Paper*, v. 92, 1992.

UHLMANN, M. An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows. *Journal of Computational Physics*, v. 209, p. 448–476, 2005. ISSN 0021-9991.

VEDOVOTO, J. M. *Mathematical and numerical modeling of turbulent reactive flows using a hybrid LES/PDF methodology*. 203 p. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2011.

VEDOVOTO J.M, e. a. Influence of synthetic inlet turbulence on the prediction of low mach number flows. *Computers and Fluids*, v. 106, n. 5, p. 135–153, 2015. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793014003910>>.

WACHEM, G. M. Berend van. Large eddy simulations of turbulent particle-laden channel flow. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 54, p. 65–75, 2013.

YAKHOT V., e. a. Renormalization group formulation of large-eddy simulations.
J.Sci.Comp, v. 4, p. 139–158, 1989.