

**JESSICA GUARATO DE FREITAS SANTOS**

**ANÁLISE NUMÉRICA DE JATOS TURBULENTOS  
BIFÁSICOS UTILIZANDO MODELO DE FASE  
DISCRETA COM REFINAMENTO ADAPTATIVO DE  
MALHA**



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA**

**FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**2017**

**JESSICA GUARATO DE FREITAS SANTOS**

**ANÁLISE NUMÉRICA DE JATOS TURBULENTOS  
BIFÁSICOS UTILIZANDO MODELO DE FASE DISCRETA  
COM REFINAMENTO ADAPTATIVO DE MALHA**

**Projeto de Conclusão de Curso** apresentado ao Curso de Graduação em Engenharia Aeronáutica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **BACHAREL em ENGENHARIA AERONÁUTICA**.

Área de concentração: Mecânica dos Fluidos

Orientador: Prof. Dr. João Marcelo Vedovoto

UBERLÂNDIA - MG

2017

**ANÁLISE NUMÉRICA DE JATOS TURBULENTOS  
BIFÁSICOS UTILIZANDO MODELO DE FASE DISCRETA  
COM REFINAMENTO ADAPTATIVO DE MALHA**

Projeto de conclusão de curso **APROVADO** pelo  
Colegiado do Curso de Graduação em Engenharia  
Aeronáutica da Faculdade de Engenharia Mecânica da  
Universidade Federal de Uberlândia.

**BANCA EXAMINADORA:**

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

Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto (UFU)

Dr. Carlos Antonio Ribeiro Duarte (UFU)

UBERLÂNDIA - MG

2017

## **AGRADECIMENTOS**

Gostaria de agradecer aqui todas as pessoas que me apoiaram e que de alguma forma ajudaram a tornar possível a realização deste trabalho.

Primeiramente, agradeço à minha família pelo apoio e incentivo que sempre me deram. Em especial, eu agradeço à minha mãe Adriana por todo esforço e carinho, que me ajudaram a chegar até onde cheguei, e por acreditar em mim. Também agradeço ao meu pai Marco Aurélio por toda contribuição e preocupação para que eu sempre tivesse educação de qualidade. E ao meu irmão Marco Junior pelo companheirismo e pelas conversas, que tanto me ensinaram.

Aos meus amigos e colegas pela participação desta etapa em minha vida, a graduação. Vivenciamos juntos, tanto momentos bons, quanto ruins, mas que foram importantes para o meu crescimento pessoal e profissional.

Aos meus colegas do MFlab, que me ajudaram e me ensinaram muito durante esse tempo que eu estive no laboratório, e também a todos os outros que de alguma forma contribuem para manter a qualidade do mesmo.

Ao meu orientador Prof. João Marcelo pela paciência, e disponibilidade em responder as minhas dúvidas, e em me ajudar nas dificuldades que foram aparecendo ao longo deste trabalho.

À PETROBRAS pelo suporte financeiro e à Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia (professores, técnicos e colaboradores) pela assistência e por todo material de estudo fornecido.

SANTOS, Jessica Guarato de Freitas. **Análise Numérica de Jatos Turbulentos Bifásicos Utilizando Modelo de Fase Discreta com Refinamento Adaptativo de Malha**. 2017. 60f. Projeto de Conclusão de Curso (Graduação em Engenharia Aeronáutica) - Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2017.

## RESUMO

Escoamentos de jatos tem sido foco em muitos estudos, que não ficam concentrados em apenas uma única área. Devido a diversidade de aplicações desse tipo de escoamento, uma quantidade considerável de trabalhos abordando jatos pode ser encontrada em áreas como Mecânica dos Fluidos e Processos Químicos. Algumas das justificativas que torna tal estudo interessante estão relacionadas, principalmente, com as aplicações industriais, como por exemplo em sistemas de propulsão de aeronaves, na indústria aeronáutica.

Além do tipo de escoamento, as fases do mesmo tem motivado a produção de várias pesquisas que estudam a interação entre elas. Um escoamento com duas fases é denominado de bifásico, e este pode ser separado em líquido-líquido, gás-líquido, líquido-sólido e gás-sólido. Escoamentos gás-sólido, por exemplo, podem ser encontrados em vários problemas industriais, como desgaste erosivo de tubulações, processos de secagem, tratamentos de resíduos, e combustão de biomassa e carvão.

Diante da aplicabilidade dos escoamentos do tipo jato e dos escoamentos gás-sólido, o objetivo do presente trabalho consiste em estudar e analisar numericamente um escoamento que engloba essas duas características, ou seja, um escoamento gás-sólido em um jato circular turbulento. A este objetivo acrescentam-se as análises dos efeitos do tipo de interação considerado para as duas fases do escoamento.

Para o desenvolvimento do presente trabalho, as simulações foram realizadas utilizando um código computacional (MFSim), que apresenta refinamento adaptativo de malha. Os objetivos propostos foram atingidos, pois os resultados obtidos se mostraram coerentes com a literatura.

**Palavras chave:** jatos turbulentos, jatos circulares, escoamento bifásico, escoamento gás-sólido, modelo de fase discreta

SANTOS, Jessica Guarato de Freitas. **Numerical Analysis of Two-phase Turbulent Jets Using Discrete Phase Model with Adaptive Mesh Refinement**. 2017. 60f. Graduation Project (Graduation in Aeronautical Engineering) - Federal University of Uberlandia, Uberlandia, 2017.

## ABSTRACT

Jet flows have been the focus in many studies, which are not concentrated in just a single area. Due to the diversity of applications of this type of flow, a considerable amount of work involving jets can be found in areas such as Fluid Mechanics and Chemical Processes. Some of the justifications, that make this an interesting study, are related mainly to industrial applications, such as aircraft propulsion systems in the aeronautical industry.

In addition to the type of flow, the phases of the flow have motivated the performance of several researches that study the interaction between them. A two-phase flow can be separated into liquid-liquid, gas-liquid, liquid-solid, and gas-solid. Gas-solid flows, for example, can be found in several industry problems, such as erosive pipe wear, drying processes, waste treatments, and biomass and coal combustion.

Considering the applicability of jet flows and gas-solid flows, the purpose of this work is to study and analyze numerically a flow that encompasses these two characteristics, in other words, a gas-solid flow in a turbulent round jet. Besides that, is added to the goals, the analyzes of the effects of the interaction type considered between the two phases of the flow.

For the development of the present work, the simulations were performed using a computational code (MFSim), which has adaptive mesh refinement. The proposed objectives were achieved, since the obtained results were consistent with the literature.

**Keywords:** turbulent jets, round jets, two-phase flow, gas-solid flow, discrete-phase model

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Visualização do escoamento no plano de simetria de um jato de água axissimétrico, $Re \approx 2300$ (VAN DYKE,1982). .....	2
Figura 2 - (a) Câmara de secagem utilizada no processo de secagem por pulverização, comumente presente na produção de alimentos em pó; e (b) Precipitador eletrostático utilizado na remoção de partículas de gases de escape para o controle da poluição. Adaptado de Crowe (2010). .....	3
Figura 3 - Representação de vários regimes de escoamento de um leito fluidizado. Adaptado de Crowe (2010). .....	4
Figura 4 - Jato de partículas, aplicados na queima carvão, em equipamentos de jateamento de areia e dispositivos de revestimento com arco de plasma. Adaptado de Crowe (2010). .....	4
Figura 5 - Representação esquemática de um jato simples (BUSS, 2012). .....	6
Figura 6 - Exemplos de jatos classificados quanto a fase: (a) jato de água utilizado em processos de usinagem; (b) jato de areia em água (SHAKIBAEINIA E JIN, 2012); (c) jato de chama. ....	7
Figura 7 - Exemplos de escoamentos de jatos: (a) jato axial em um motor a jato; (b) jato radial aplicado em limpeza de dutos; (c) jato em escoamento cruzado. ....	8
Figura 8 - Distribuição da velocidade média do jato em $x/D = 35$ , para os resultados de Danon et al. (1977) comparados com resultados experimentais. ....	14
Figura 9 - Refinamento adaptativo na região de interface de uma gota de fluido (SILVA, 2016). .....	21
Figura 10 - Esquema da tabela hash que armazena as partículas (SILVA, 2016). .....	22
Figura 11 - Representação esquemática do problema de cavidade para convecção natural do escoamento. ....	27
Figura 12 - Isotermas do presente estudo (esquerda) e de Barakos et al. (1994) (direita) no plano $xy$ para $Pr = 0,71$ e: (a) $Ra = 103$ ; (b) $Ra = 104$ ; (c) $Ra = 105$ ; (d) $Ra = 106$ . ....	29
Figura 13 - Linhas de corrente do presente estudo (esquerda) e de Barakos et al. (1994) (direita) no plano $xy$ para $Pr = 0,71$ e: (a) $Ra = 103$ ; (b) $Ra = 104$ ; (c) $Ra = 105$ ; (d) $Ra = 106$ . ....	30
Figura 14 - Representação esquemática da face de entrada do domínio computacional. ....	31
Figura 15 - Perfil de velocidade na entrada do domínio. ....	33
Figura 16 - Malha com 4 níveis de refinamento. ....	33
Figura 17 - Evolução temporal do jato turbulento monofásico com 4 níveis de refinamento: (a) inicialização do caso; (b) 0,0045 s; (c) 0,027 s; (d) 0,061 s; (e) 0,085 s; e (f) 0,16 s. ....	34
Figura 18 - Evolução temporal do jato turbulento monofásico com 5 níveis de refinamento: (a) inicialização do caso; (b) 0,0045 s; (c) 0,0062 s; (d) 0,011 s; (e) 0,027 s; e (f) 0,041 s. ....	35

Figura 19 - Decaimento médio da componente $v$ da velocidade na linha central do jato.....	37
Figura 20 - Perfil da componente $v$ de velocidade na direção radial. ....	37
Figura 21 - Representação esquemática da face de entrada do domínio computacional. ....	39
Figura 22 - Perfil de velocidade na entrada do domínio.....	40
Figura 23 - Função densidade de probabilidade da distribuição log-normal para o diâmetro das partículas.....	41
Figura 24 - Distribuição instantânea das partículas na entrada do bocal do jato.....	41
Figura 25 - Evolução temporal do jato turbulento gás-sólido com 4 níveis de refinamento e acoplamento de 1 via: (a) 0,013 s; (b) 0,042 s; (c) 0,075 s; (d) 0,11 s; (e) 0,15 s; e (f) 0,19 s. ....	42
Figura 26 - Decaimento médio da componente $v$ da velocidade na linha central do jato para a simulação utilizando 4 níveis de malha refinada. ....	43
Figura 27 - Evolução temporal do jato turbulento gás-sólido com 5 níveis de refinamento e acoplamento de 1 via: (a) 0,013 s; (b) 0,042 s; (c) 0,075 s; (d) 0,090 s; (e) 0,11 s; e (f) 0,14 s. ....	44
Figura 28 - Comparação do decaimento médio da componente $v$ da velocidade na linha central do jato para a simulação utilizando 5 níveis de malha refinada. ....	45
Figura 29 - Evolução temporal das partículas com 5 níveis de refinamento e acoplamento de 1 via: (a) 0,013 s; (b) 0,027 s; (c) 0,042 s; (d) 0,055 s; (e) 0,075 s; e (f) 0,14 s. ....	47
Figura 30 - Comparação dos perfis radiais de velocidade média das duas fases do escoamento para várias posições axiais (acoplamento de 1 via): (a) 10D; (b) 12,5D; (c) 15D; (d) 17,5D; e (e) 20D. ....	48
Figura 31 - Comparação dos perfis radiais de velocidade média da fase dispersa com o experimento de Decker (2008) para várias posições axiais, considerando o caso de acoplamento de 1 via. ....	49
Figura 32 - Comparação do decaimento médio da componente $v$ da velocidade na linha central do jato para as simulações com acoplamento de 1 via e 2 vias. ....	50
Figura 33 - Comparação dos perfis radiais de velocidade média das fases do escoamento para os dois tipos de acoplamento, em várias posições axiais: (a) 10D; (b) 12,5D; (c) 15D; (d) 17,5D; e (e) 20D. ....	51
Figura 34 - Comparação dos perfis radiais de velocidade média da fase dispersa com o experimento de Decker (2008) para várias posições axiais, considerando o caso de acoplamento de 2 vias. ....	52



## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Propriedades do ar.....	27
Tabela 2 - $\overline{Nu}$ na parede esquerda para diferentes valores de $Ra$ . ....	28
Tabela 3 - Propriedades físicas do fluido e das partículas.....	38
Tabela 4 - Dados do escoamento gás-sólido. ....	38

## LISTA DE SÍMBOLOS

### Letras Latinas

$C_D$	Coeficiente de arrasto
$D$	Diâmetro do bocal
$D_p$	Diâmetro da região piloto
$d_p$	Diâmetro da partícula
$\mathbf{f}$	Vetor força externa euleriano
$\mathbf{f}_p$	Vetor termo fonte lagrangeano
$f_D$	Termo relacionado a força de arrasto
$\mathbf{g}$	Vetor aceleração gravitacional
$h$	Passo de uma função
$m_p$	Massa da partícula
$\dot{m}_p$	Vazão mássica das partículas
$n$	Iteração
$n_p$	Número de partículas
$p$	Pressão total
$RC$	Razão de carga
$Re_D$	Número de Reynolds baseado no diâmetro do bocal
$Re_p$	Número de Reynolds da partícula
$s_{d_p}$	Variância dos diâmetros das partículas
$St$	Número de Stokes
$t$	Tempo
$\mathbf{u}$	Vetor velocidade euleriano
$\mathbf{u}_p$	Vetor velocidade lagrangeano
$v$	Velocidade na direção do escoamento
$v_c$	Velocidade na linha de centro do jato

$v_{in}$	Velocidade inicial do jato
$\dot{V}_g$	Taxa volumétrica da fase gasosa
$\dot{V}_p$	Taxa volumétrica das partículas
$\mathbf{x}$	Vetor posição euleriano
$\mathbf{x}_p$	Vetor posição lagrangeano

### Letras Gregas

$\Delta t$	Passo de tempo
$\eta$	Carregamento mássico
$\mu_{d_p}$	Média dos diâmetros das partículas
$\mu$	Viscosidade dinâmica euleriana
$\rho$	Massa específica euleriana
$\rho_p$	Massa específica lagrangeana
$\sigma$	Desvio padrão
$\tau_e$	Tempo característico do escoamento
$\tau_p$	Tempo de resposta da partícula
$\phi_p$	Fração volumétrica das partículas

### Operadores Matemáticos

$\partial$	Derivada parcial
$\nabla$	Gradiente
$\Sigma$	Somatório

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>5</b>
2.1	Escoamento de jatos .....	5
2.1.1	Características dos jatos .....	5
2.1.2	Classificação dos jatos .....	6
2.1.3	Estudos em jatos.....	9
2.2	Escoamentos gás-sólidos.....	10
2.2.1	Características dos escoamentos gás-sólidos .....	10
2.2.2	Estudos em jatos gás-sólidos.....	12
<b>3</b>	<b>MODELAGEM MATEMÁTICA.....</b>	<b>17</b>
3.1	Formulação euleriana .....	17
3.2	Formulação lagrangeana .....	18
<b>4</b>	<b>METODOLOGIA NUMÉRICA .....</b>	<b>20</b>
4.1	Código MFSim.....	20
4.2	Domínio euleriano.....	21
4.3	Domínio lagrangeano .....	21
4.3.1	Estrutura de dados .....	22
4.3.2	Acoplamento das fases .....	23
4.3.3	Resolução das equações de transporte .....	23
4.3.4	Impressão dos resultados.....	25
<b>5</b>	<b>RESULTADOS .....</b>	<b>26</b>
5.1	Caso da convecção natural em uma cavidade quadrada .....	26
5.2	Caso do jato turbulento monofásico.....	31
5.3	Caso do escoamento gás-sólido em um jato circular turbulento.....	38
5.3.1	Acoplamento de 1 via.....	42
5.3.2	Acoplamento de 2 vias .....	49
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS .....</b>	<b>53</b>
<b>7</b>	<b>REFÊRENCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>55</b>

# CAPÍTULO I

## INTRODUÇÃO

Em Mecânica dos Fluidos, um fenômeno notável e muito estudado é a turbulência, que está presente em diversos escoamentos encontrados na natureza e em aplicações práticas de engenharia. Tal fenômeno pode ser observado no escoamento de água em rios e cachoeiras, na atmosfera com o tráfego de aviões, na pluma formada pelo motor de um foguete, em escoamentos no interior de dutos e canais, e até mesmo em chaminés. Vários pesquisadores dessa área têm focado no estudo da turbulência por ser um problema físico de grande dificuldade e bastante desafiador de se modelar.

O desafio da modelagem da turbulência pode ser explicado por suas características, que consistem no fato de ser um fenômeno altamente difusivo, rotacional, tridimensional, altamente dissipativo, contínuo, imprevisível, que acontece a altos números de Reynolds, e, por fim, tem um largo espectro de energia. No entanto, apesar das dificuldades, atualmente, existem métodos que são utilizados para representar o fenômeno físico (escoamentos turbulentos) o mais próximo possível da realidade. Tais métodos podem ser divididos em experimentos materiais e experimentos teóricos.

Entre os métodos teóricos, pode-se destacar os métodos numéricos, que estão, cada vez mais, sendo aperfeiçoados com o desenvolvimento tecnológico, e o desenvolvimento de modelos mais avançados, que envolvem o problema a ser estudado. Os métodos computacionais fazem parte de uma área de estudo denominada de Dinâmica dos Fluidos Computacional, e consistem na resolução das equações de Navier-Stokes através da implementação de códigos computacionais. Um exemplo desses métodos é a Simulação de Grandes Escalas (LES, *Large-Eddy Simulation*), que se baseia na separação das grandes e pequenas escalas presentes no escoamento turbulento, através da filtragem das equações que modelam o problema.

Na maioria das vezes, ao resolver problemas que envolvem turbulência utilizando a metodologia numérica, é interessante dividir o domínio computacional em volumes de controle pequenos para que a mesma apresente soluções mais precisas. Entretanto, quando se trata da malha computacional, quanto maior o refinamento (menores volumes), maior o custo

computacional, em termos de memória e tempo. Mas, nem sempre é necessário que todo o domínio seja refinado, e sim, apenas regiões específicas que podem ser determinadas por algum critério de refinamento pré-definido. Dessa forma, torna-se interessante a utilização de um método chamado de refinamento adaptativo de malha, que consiste em refinar apenas as regiões mais importantes do escoamento, garantindo tão bons resultados quanto se fosse utilizado uma malha bem refinada em todo domínio, porém com um menor custo computacional.

Em qualquer tipo de escoamento, a transição à turbulência pode ser generalizada como sendo o resultado da amplificação de perturbações inseridas nos escoamentos por diversas fontes de ruído. Todavia, a forma física da geração de instabilidades, a partir de uma perturbação, depende do tipo de escoamento. Assim, os escoamentos transicionais são classificados em escoamentos canônicos e escoamentos complexos. Os escoamentos canônicos, por sua vez, podem ser divididos em cisalhantes livres, escoamentos parietais, escoamentos devidos à convecção térmica, e escoamentos sob rotação. No caso dos escoamentos cisalhantes livres, as instabilidades se desenvolvem a partir da inflexionalidade do campo velocidade, e são subdivididos em camadas de mistura, jatos e esteiras (SILVEIRA NETO, 2015).

Os jatos estão entre os escoamentos cisalhantes livres mais estudados, tanto na área numérica quanto na experimental, e apresentam uma grande importância tecnológica, por terem várias aplicações práticas e industriais, e, por terem uma configuração simples, que consiste em uma abertura cônica formada a partir de um bocal ou orifício. Desse modo, um jato é originado quando uma quantidade de momento é inserida em um ambiente, pela passagem de um fluido por um bocal ou orifício, que por sua vez se mistura com o fluido do ambiente em questão, como pode ser observado na Figura 1. Escoamentos de jatos estão presentes em aplicações de combustão, propulsão, mistura, aeroacústica e usinagem.



Figura 1 - Visualização do escoamento no plano de simetria de um jato de água axissimétrico,  $Re \approx 2300$  (VAN DYKE, 1982).

Os escoamentos de jatos não são os únicos que desafiam a engenharia, entre outros problemas, de uma forma geral, estão os que envolvem escoamentos multifásicos. Um escoamento é multifásico quando mais de uma fase da matéria está presente. A presença de mais de uma fase faz com que o escoamento seja formado por misturas, que podem ser de líquidos e sólidos, gases e líquidos, gases e sólidos, ou até mesmo, de gases, líquidos e sólidos, simultaneamente. Conseqüentemente, nestes casos, a complexidade do escoamento aumenta, tornando inevitável, a busca para entender e simular o seu comportamento.

Um escoamento do tipo gás-sólido consiste no escoamento de gases com partículas sólidas dispersas. Este tipo de escoamento é extremamente importante em diversos processos industriais, tais como secagem de produtos alimentícios (Figura 2 a), controle de poluição por partículas (Figura 2 b), transporte pneumático, mistura de leite fluidizado (Figura 3), revestimento em arco de plasma, combustão de carvão pulverizado e jateamento de areia (Figura 4). Além do mais, o desempenho de motores de foguetes usando combustíveis metalizados, a qualidade de alguns produtos farmacêuticos e o design de técnicas avançadas para processamento de materiais correspondem a algumas outras áreas que também são afetadas pelos efeitos dinâmico e térmico das partículas suspensas em gases (CROWE, 2010).

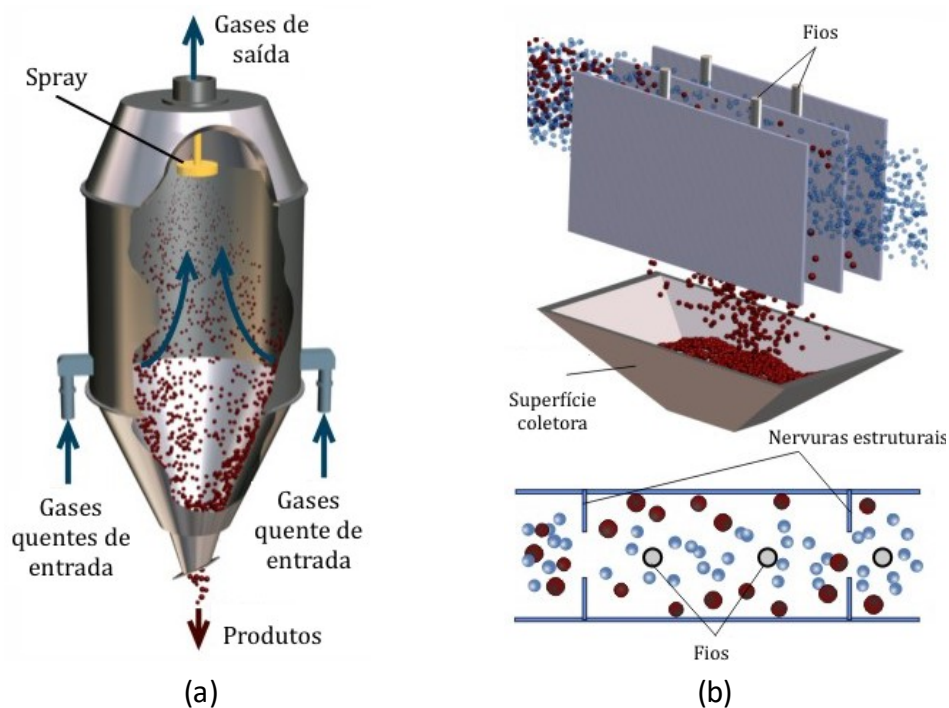


Figura 2 - (a) Câmara de secagem utilizada no processo de secagem por pulverização, comumente presente na produção de alimentos em pó; e (b) Precipitador eletrostático utilizado na remoção de partículas de gases de escape para o controle da poluição. Adaptado de Crowe (2010).

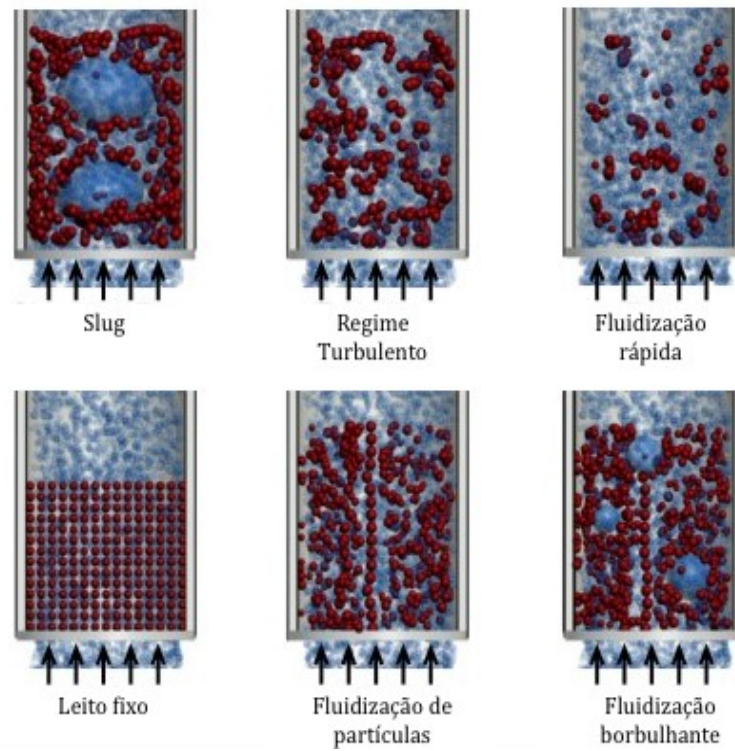


Figura 3 - Representação de vários regimes de escoamento de um leito fluidizado. Adaptado de Crowe (2010).

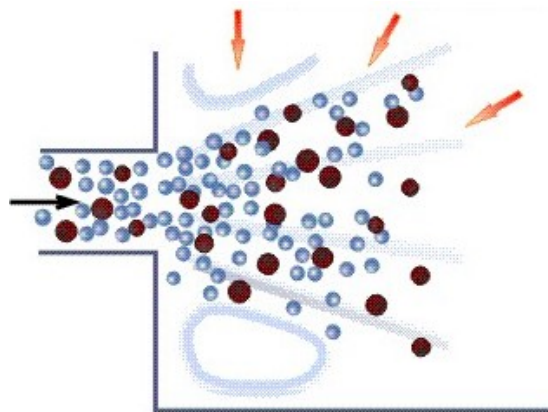


Figura 4 - Jato de partículas, aplicados na queima carvão, em equipamentos de jateamento de areia e dispositivos de revestimento com arco de plasma. Adaptado de Crowe (2010).

Nesse contexto, o objetivo principal do presente trabalho é estudar e analisar o escoamento gás-sólido de jatos circulares, a partir de simulação numérica utilizando o código MFSim como ferramenta.



# CAPÍTULO II

## REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo, é apresentada a revisão bibliográfica referente ao tema estudado. São abordadas as características, identificações e os aspectos de escoamentos do tipo jato. Além disso, são apresentados as características de um escoamento gás-sólido, e alguns trabalhos mais relevantes sobre jatos, tanto monofásicos como bifásicos, para proporcionar um melhor conhecimento dos estudos já realizados a cerca deste assunto.

### 2.1 Escoamento de jatos

#### 2.1.1 Características dos jatos

Os jatos são formados pelo espalhamento de um fluido, que passa por um bocal ou orifício, em um ambiente circundante. Eles são escoamentos canônicos simples de grande importância do ponto de vista físico. O estudo desse tipo de escoamento, serve como modelo simplificado fornecendo análises importantes para utilização em escoamentos complexos.

Uma configuração simples de um jato é mostrada na Figura 5. O fluido esco continuamente através de um bocal ou orifício de diâmetro  $D$ , gerando um perfil de velocidade inicial aproximadamente plano. Em seguida, o fluido esco em um ambiente que contém o mesmo fluido, em repouso, entrando na região 1. A região 1 é a região de desenvolvimento do escoamento, e é onde se encontra o núcleo potencial. O fluido no interior do núcleo potencial tem velocidade semelhante à velocidade no bocal (velocidade inicial do jato), e o núcleo desaparece quando a região de contorno alcança a linha central do jato, que dependendo da velocidade no bocal pode acontecer a uma distância de cerca de 5 a 10 vezes o diâmetro do bocal. A região de contorno é onde ocorre a mistura do fluido no interior do núcleo e do fluido do ambiente, e por causa da diferença entre as velocidades dos mesmos, aparecem forças cisalhantes nessa região.

Após a região 1, o perfil de velocidade perde sua forma plana, e o fluido esco para a região de escoamento desenvolvido, que é a região 2 mostrada na Figura 5, considerada a

principal região do jato. Nessa região, o perfil de velocidade na direção radial é conservado, quando normalizado a linha central do jato (BUSS, 2012).

Além disso, segundo Pope (2000), é importante salientar que apesar do perfil de velocidade ter a mesma quantidade de movimento em diversas posições longitudinais a jusante do bocal, o fluxo mássico é diferente nestas posições. O fluido do jato é realimentado pelo próprio ambiente, e a vazão mássica do jato aumenta no sentido do escoamento.

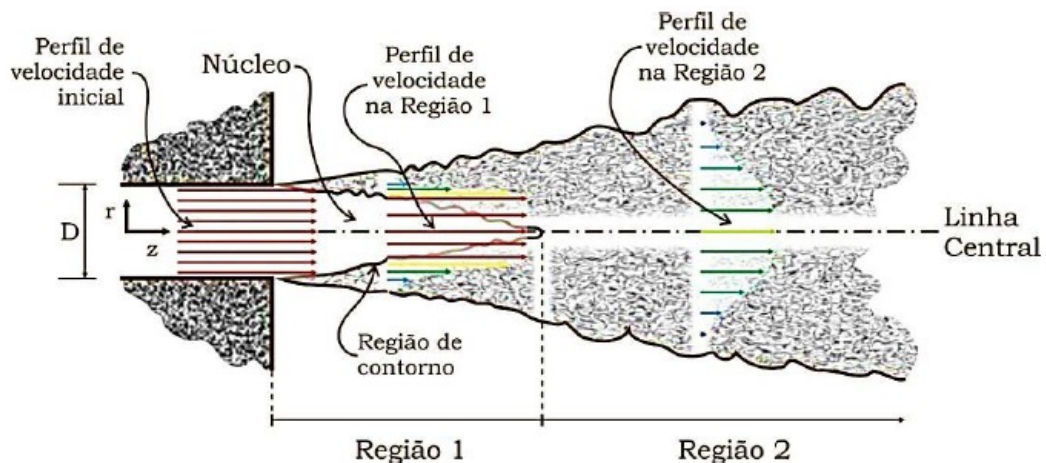


Figura 5 - Representação esquemática de um jato simples (BUSS, 2012).

### 2.1.2 Classificação dos jatos

A classificação dos escoamentos de jatos pode estar relacionada a diversos fatores. Segue abaixo algumas das classificações encontradas na literatura.

Quanto a velocidade média do fluido na saída do bocal, os jatos podem ser:

- Laminares, se o escoamento se desenvolve no regime laminar ( $Re_D < 1000$ );
- Turbulentos, se o escoamento se desenvolve no regime turbulento ( $Re_D > 1000$ ).

O número de Reynolds baseado no diâmetro do bocal do jato é calculado segundo a equação:

$$Re_D = \frac{\rho v_{in} D}{\mu}, \quad (2.1)$$

onde  $v_{in}$  é a velocidade média do fluido na saída do bocal (velocidade inicial do jato),  $\rho$  é a massa específica do fluido,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica do fluido, e  $D$  é o diâmetro do bocal.

Quanto a geometria, os jatos podem ser:

- Jatos redondos ou circulares (axissimétricos), se eles forem gerados por um orifício circular;
- Jatos planos ou retangulares, se eles forem gerados por uma cavidade plana.

Quanto ao número de fases, os jatos podem ser:

- Jatos monofásicos, se o escoamento apresenta uma única fase. Como pode ser observado na Figura 6 a<sup>1</sup>, em que é apresentado um jato de água de alta pressão bastante aplicado em processos de usinagem.
- Jatos bifásicos, se o escoamento apresenta duas fases. Um exemplo disso é a Figura 6 b, na qual pode-se ver um jato de areia em água.
- Jatos multifásicos, se o escoamento apresenta duas ou mais fases. Na Figura 6 c<sup>2</sup>, pode-se observar um jato de chama de CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub> e N<sub>2</sub>.

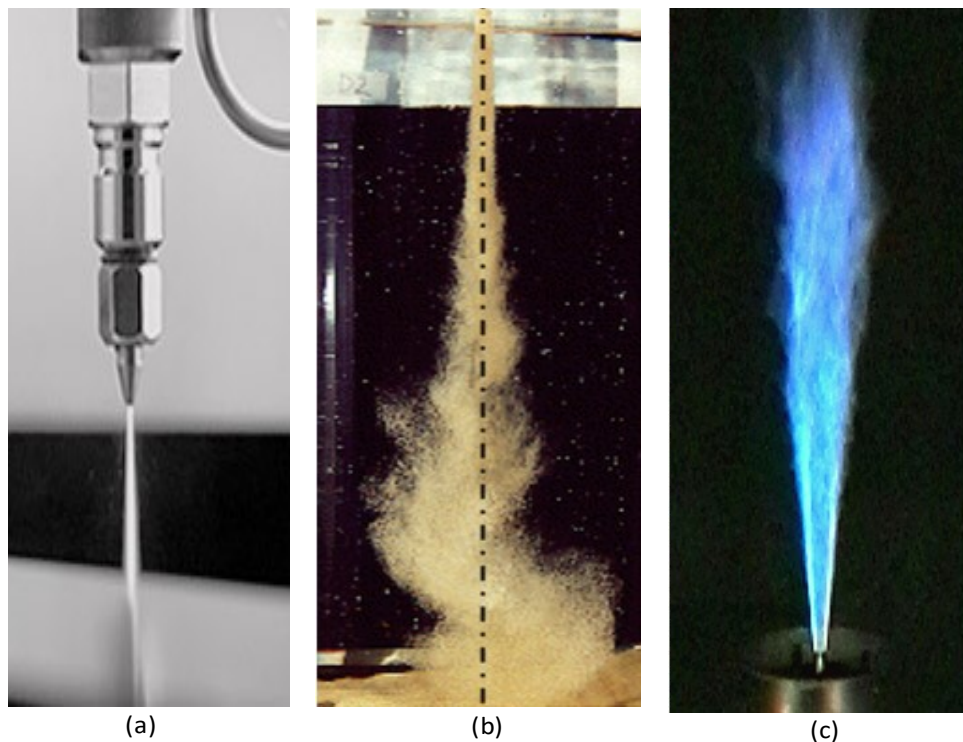


Figura 6 - Exemplos de jatos classificados quanto a fase: (a) jato de água utilizado em processos de usinagem; (b) jato de areia em água (SHAKIBAEINIA E JIN, 2012); (c) jato de chama.

<sup>1</sup> Disponível em: <<https://www.omax.com/learn/waterjet-cutting>>. Acesso em: 11 de maio de 2017.

<sup>2</sup> Disponível em: <<http://www.sandia.gov/TNF/DataArch/DLRflames.html>>. Acesso em: 11 de maio de 2017.

Quanto a direção dos escoamentos presentes, os jatos podem ser:

- Axial, se as direções do escoamento do jato e do escoamento fluido ambiente são iguais, cuja aplicação pode ser vista em motores a jatos (Figura 7 a<sup>3</sup>);
- Radial, se a direção do escoamento do jato em relação ao escoamento do fluido ambiente for radial, como apresentado na Figura 7 b<sup>4</sup>;
- Tangencial, se a direção do escoamento do jato em relação ao escoamento do fluido ambiente for tangencial;
- Em escoamento cruzado, se a direção do escoamento do jato em relação ao escoamento do fluido ambiente for transversal. Um exemplo desse caso é mostrado na Figura 7 c<sup>5</sup>.

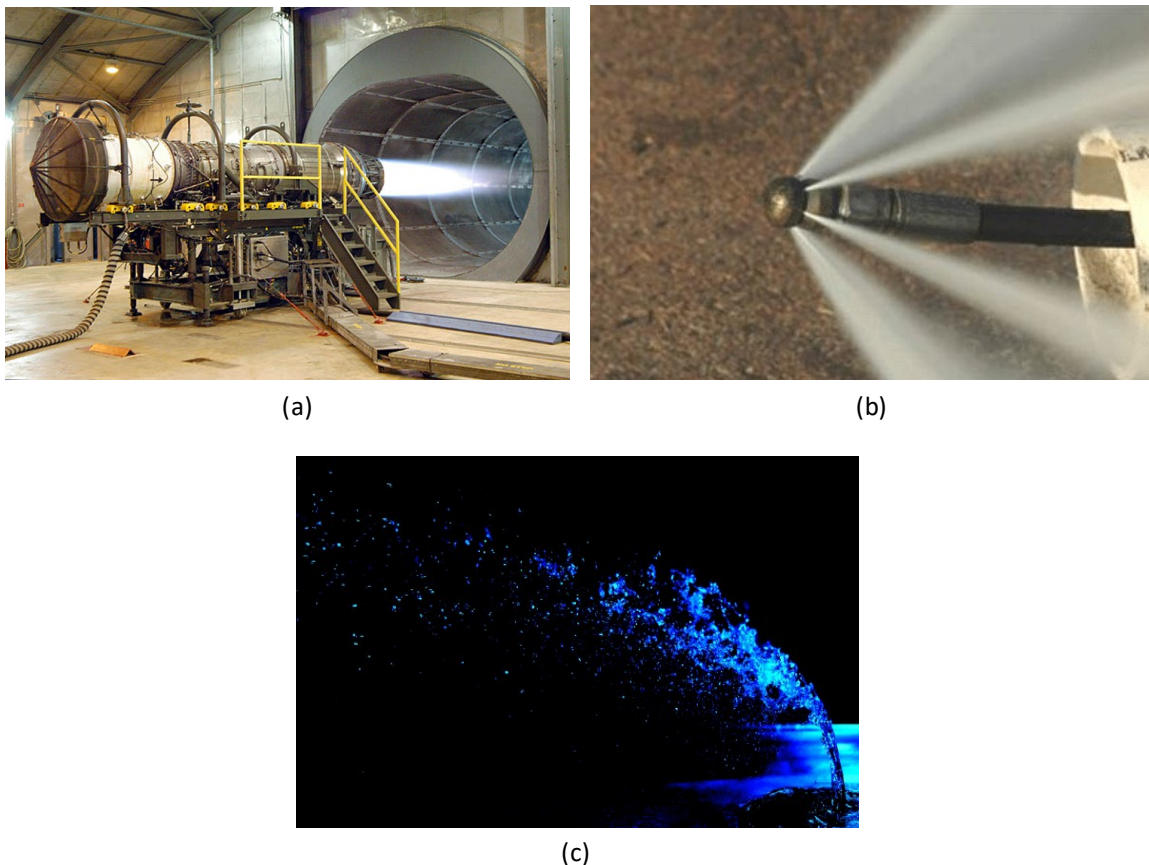


Figura 7 - Exemplos de escoamentos de jatos: (a) jato axial em um motor a jato; (b) jato radial aplicado em limpeza de dutos; (c) jato em escoamento cruzado.

<sup>3</sup> Disponível em: <[https://pt.wikipedia.org/wiki/Motor\\_a\\_reação](https://pt.wikipedia.org/wiki/Motor_a_reação)>. Acesso em: 11 de maio de 2017.

<sup>4</sup> Disponível em: <<http://www.fatraptraps.co.za/services/high-pressure-water-jetting/>>. Acesso em: 11 de maio de 2017.

<sup>5</sup> Disponível em: <<https://myopticaltrek.wordpress.com>>. Acesso em: 11 de maio de 2017.

Alguns trabalhos realizados envolvendo jatos, estudam os efeitos do confinamento dos mesmos, uma vez que, nestes casos, os efeitos das paredes que os contornam afetam a fluidodinâmica do escoamento. Sendo assim, os jatos também podem ser classificados quanto aos efeitos de contorno:

- Jatos livres, se os efeitos das paredes circundantes podem ser negligenciados;
- Jatos confinados, se os efeitos das paredes não podem ser desconsiderados.

### 2.1.3 Estudos em jatos

Devido ao grande número de aplicações industriais nas áreas de propulsão, combustão, mistura e aeroacústica, muitos trabalhos têm sido realizados com o foco em escoamentos de jatos. Além de serem importantes neste aspecto, os jatos correspondem a um tipo de escoamento turbulento de geometria simples. Conforme Panchapakesan e Lumley (1993), antes de entender e prever escoamentos mais complexos faz-se necessária uma melhor compreensão de escoamentos simples.

Atualmente, existem uma diversidade de estudos em escoamento de jatos, que envolve diferentes geometrias de bocais, uma única fase ou mais de uma fase, reação, a incidência do jato sobre uma superfície, e até mesmo a injeção do jato com diferentes direções em relação ao escoamento do meio circundante. Quanto a metodologia empregada na realização desses estudos, existem tanto os que utilizam análise experimental quanto os que fazem uma análise numérica do problema.

Crow e Champagne (1971), por exemplo, realizaram experimentos para visualizar a evolução do escoamento ordenado de um jato circular subsônico com o aumento do número de Reynolds. Como foi observado, à medida que o número de Reynolds aumenta de  $10^2$  para  $10^3$ , a instabilidade do jato evolui de uma sinusóide para uma hélice, e finalmente para uma estrutura de ondas axissimétricas. Em um número de Reynolds próximo de  $10^4$ , aparecem dois tipos de estruturas axissimétricas, que são as ondas de superfície na coluna do jato, e uma estrutura de vórtice de grande escala. Com o aumento do número de Reynolds em direção a  $10^5$ , essas ondas de superfície diminuem o tamanho.

No entanto, Boguslawski e Popiel (1979), avaliaram as medidas das distribuições axiais e radiais da média de velocidade, intensidades turbulentas, e energia cinética, bem como das distribuições radiais da tensão cisalhante turbulenta na região inicial de um jato de ar emitido

por um tubo comprido em um meio também composto por ar. Dessa forma, o escoamento interno do tubo se transforma suavemente em um escoamento de jato. Além do mais, a partir dos resultados obtidos, observou-se que a maior intensidade de turbulência ocorre a uma distância axial de 6 vezes o diâmetro do tubo e em um raio de 0,7 a 0,8 vezes o mesmo diâmetro. Por outro lado, a maior energia cinética turbulenta ocorre a uma distância de 7,5 a 8,5 vezes o diâmetro, na direção axial.

Um outro estudo de escoamento turbulento de jato foi desenvolvido por Hussein et al. (1994). Eles investigaram um jato turbulento sendo injetado em um ambiente relativamente grande, a partir das técnicas de anemometria do fio quente e anemometria de laser Doppler. Contudo, eles ainda demonstraram uma equação que representa o perfil de decaimento da velocidade na linha central de um jato em um ambiente infinito, e mostraram que as medições adquiridas experimentalmente estavam de acordo com essa equação.

Características típicas da interação entre fluido e partículas em um jato axissimétrico foram medidas e analisadas por Prevost et al. (1996). As medidas foram feitas utilizando um anemômetro de fase Doppler, até uma distância de 45 vezes o diâmetro do jato. Eles mostraram que o número de Stokes baseado na escala de tempo das estruturas turbilhonares de grande escala é um parâmetro relevante para descrever a influência do escoamento do jato no campo de velocidade da partícula.

## **2.2 Escoamentos gás-sólidos**

### **2.2.1 Características dos escoamentos gás-sólidos**

Escoamentos multifásicos tem sido motivo de estudo por diversos grupos de pesquisa no mundo. O fato de existir mais de uma fase no escoamento modifica todo o seu comportamento, porque as fases influenciam uma na outra. As fases desse tipo de escoamento podem ser diferenciadas em fase contínua, que é representada por um fluido (gás ou líquido), e em fase dispersa, que pode estar relacionada a partículas sólidas, bolhas ou gotículas.

Escoamentos gás-sólidos, correspondem a uma classe de escoamentos multifásicos, em que partículas sólidas estão dispersas em uma corrente de gás. Na indústria, pode-se encontrar uma variedade de aplicações envolvendo escoamentos desse tipo, como na remoção de poluentes, produção de pós, catálise de reações químicas, entre outros.

O que dificulta a caracterização de escoamentos gás-sólidos está relacionado ao fato de que o comportamento do escoamento depende tanto da densidade, como do diâmetro e do número de partículas presentes no mesmo. No entanto, é possível determinar algumas quantidades capazes de caracterizar essas misturas, como o número de Stokes ( $St$ ), a fração volumétrica de partículas  $\phi_p$ , o carregamento mássico  $\eta$ , e a razão de carga  $RC$  (UTZIG, 2016).

O número de Stokes ( $St$ ) é um número adimensional, definido pela razão entre o tempo de relaxação da partícula  $\tau_p$  e o tempo característico do escoamento do fluido  $\tau_e$ , como mostrado a seguir:

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_e}, \quad (2.2)$$

sendo  $\tau_p$  escrito por:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu}, \quad (2.3)$$

onde  $\rho_p$  é a massa específica da partícula,  $d_p$  é o diâmetro da partícula, e  $\tau_e$ , por sua vez, é escrito por:

$$\tau_e = \frac{D}{v}, \quad (2.4)$$

em que  $D$  é o comprimento característico do escoamento, e  $v$  a velocidade na direção do escoamento. Avaliando o número de Stokes quanto ao movimento das partículas, tem-se que:

- Para  $St \ll 1$ , as partículas seguem o escoamento do fluido;
- Para  $St \approx 1$ , o movimento das partículas é, consideravelmente, afetado pelo escoamento do fluido;
- Para  $St \gg 1$ , as partículas se movimentam, independentemente, do escoamento do fluido.

A fração volumétrica das partículas é definida como:

$$\phi_p = \frac{\dot{V}_p}{\dot{V}_p + \dot{V}_g}, \quad (2.5)$$

onde  $\dot{V}_p$  e  $\dot{V}_g$  são a taxa volumétrica das partículas e do gás, respectivamente.

O carregamento mássico é definido como a razão entre a vazão mássica das partículas  $\dot{m}_p$  e a vazão mássica da fase gasosa  $\dot{m}_g$ . Essa relação permite determinar o impacto da relação entre as fases e é dada por:

$$\eta = \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_g}. \quad (2.6)$$

Dependendo do carregamento mássico, o grau de interação entre as fases pode ser interpretado de três maneiras diferentes (DUARTE, 2017):

- Acoplamento de 1 via: para baixos valores de carregamento mássico ( $\eta \ll 1$ ), a fase gasosa afeta no transporte das partículas devido ao arrasto, porém, as partículas não influenciam no escoamento do fluido;
- Acoplamento de 2 vias: para valores intermediários de carregamento mássico ( $\eta \approx 1$ ), ambas as fases são influenciadas pela a outra;
- Acoplamento de 4 vias: para altos valores de carregamento mássico ( $\eta \gg 1$ ), a fase gasosa afeta no transporte das partículas, as partículas também influenciam no escoamento do fluido, e ainda deve-se considerar as colisões entre as partículas.

Por fim, a razão de carga é calculada por:

$$RC = \frac{\dot{m}_p}{\dot{V}_g}. \quad (2.7)$$

### 2.2.2 Estudos em jatos gás-sólidos

Existem trabalhos que buscam analisar a interação entre o fluido de um jato e as partículas dispersas, fazendo avaliações de diferentes métodos experimentais. Tsuji et al. (1986), por exemplo, realizaram um estudo baseado em um jato axissimétrico de ar carregado de partículas com tamanhos que variaram de  $170 \mu\text{m}$  a  $1400 \mu\text{m}$  utilizando três dispositivos diferentes para aquisição de medidas (tubo de Pitot, velocimetria por laser Doppler e uma sonda projetada especialmente de fibra óptica). Por fim, eles puderam notar que a difusão das partículas foi inesperadamente grande, e que houve um atraso no decaimento da velocidade na



linha central do jato, além de uma redução na largura do mesmo, quando comparado com jatos carregados de partículas muito pequenas.

Sakakibara et al. (1996) estudaram a transformação viscosa da energia cinética turbulenta do fluido de um jato causada pelas partículas presentes no escoamento. Essa análise foi feita para a região de escoamento em desenvolvimento do jato, com partículas de vidro de diâmetros tanto de  $55 \mu\text{m}$  e  $86 \mu\text{m}$ . Os resultados revelaram que a transformação viscosa é maior próxima a linha central do jato, mas pequena na camada cisalhante.

Já, Gillandt et al. (1998) propuseram um método, que fosse capaz de aumentar o tamanho da escala de sensibilidade de um sistema de anemometria de fase Doppler. O objetivo era ter a possibilidade de efetuar medições simultâneas das distribuições de tamanho e velocidade das fases contínuas e dispersas em um gás. Para isso, eles aplicaram tal método em um escoamento de jato com partículas de  $1 \mu\text{m}$  de diâmetro e massa específica de  $2000 \text{ kg/m}^3$ .

Uma investigação experimental das características de um jato de pó em queda livre em termos de perfil de velocidade axial foi feita por Ogata et al. (2000). Foi identificado que em pontos distantes do orifício, que origina o jato, os perfis de velocidade do jato de pó são semelhantes aos perfis de um jato turbulento livre e monofásico. Ademais, eles concluíram que a difusão do jato de pó é muito menor do que a de um jato monofásico.

O estudo de estruturas coerentes de larga escala no escoamento de um jato bifásico utilizando uma metodologia chamada de *Interparticle Arrival Time* (IAT) foi desenvolvido por Decker (2010). Foram realizados experimentos para três casos distintos. O primeiro consistiu na variação da velocidade inicial do jato, adotando partículas com diâmetro de  $50 \mu\text{m}$ . Os outros dois consistiram na avaliação do escoamento para misturas de partículas de diâmetros diferentes ( $50 \mu\text{m}$  e  $90 \mu\text{m}$ ), sendo que para cada mistura adotou-se proporções distintas dos valores dos diâmetros. Conforme Decker (2010), a IAT provou ser uma ferramenta fundamental para identificar os locais onde as estruturas coerentes de larga escala influenciam a distribuição de partículas. E ainda, segundo ele, toda essa investigação resultou em dados experimentais do comportamento da fase dispersa em um escoamento de um jato gás-sólido, que apresentam uma importante contribuição para validação em simulações numéricas.

Da mesma forma que Sakakibara et al. (1996), Danon et al. (1977) estudaram os efeitos da energia cinética turbulenta devido a presença de partículas em um escoamento de jato. Entretanto, a diferença entre estes estudos foi que Danon et al. (1997) aplicaram um modelo para a equação de energia turbulenta, e resolveram numericamente o problema. Por fim, eles

compararam os resultados com dados experimentais obtendo uma boa conformidade dos mesmos. Esta comparação pode ser visualizada na Figura 8, a qual mostra a distribuição da velocidade média do jato obtida pelos autores, e a distribuição da velocidade média do jato obtida através dos resultados experimentais disponibilizados.

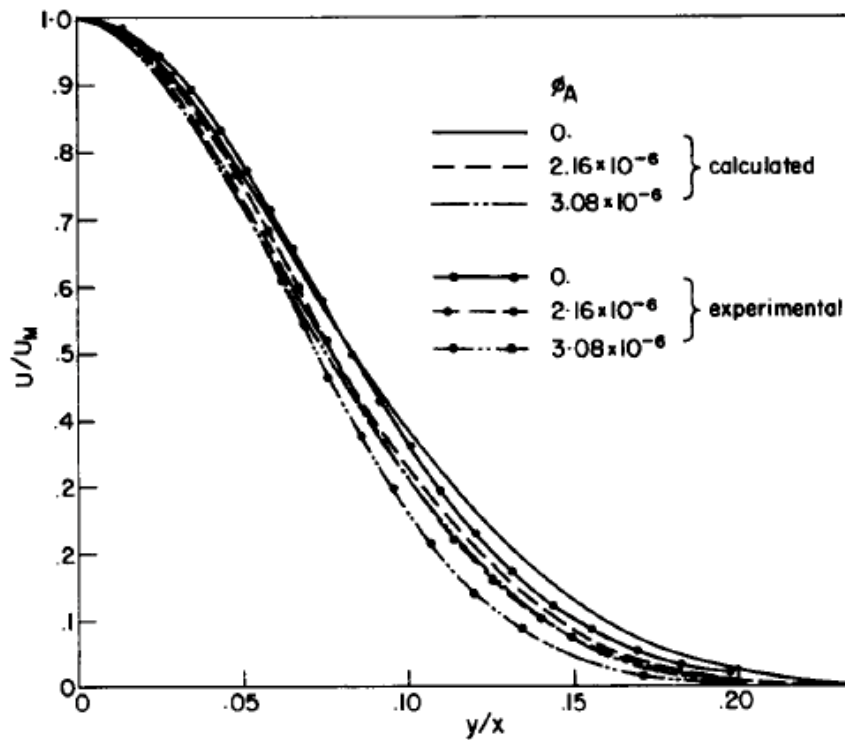


Figura 8 - Distribuição da velocidade média do jato em  $x/D = 35$ , para os resultados de Danon et al. (1977) comparados com resultados experimentais.

Han e Chung (1992) desenvolveram um modelo de trajetória de partícula capaz de simular trajetórias, velocidade e densidades médias de um jato de gás carregado de partículas injetado em um escoamento livre, uniforme e cruzado. Neste trabalho, eles buscaram avaliar efeitos do tamanho das partículas, razão de carga, ângulo de injeção e razão de velocidade. Quanto aos resultados computacionais, eles observaram uma boa concordância com resultados experimentais disponíveis.

Simulações numéricas também foram usadas por Uthuppan e Grinstein (1994), no estudo da dinâmica e dispersão de partículas na região de desenvolvimento do escoamento de um jato transicional axissimétrico de alta velocidade. Uma aproximação de diferenças finitas foi empregada na simulação do escoamento, e uma análise da influência das estruturas de vórtices de grande escala na dinâmica e dispersão das partículas foi realizada. Com isso, foi

evidenciado a existência de três diferentes mecanismos de dispersão, chamados de mecanismos de vórtices, centrífugo e inerciais.

A simulação numérica direta (DNS, *Direct Numerical Simulation*) de um jato redondo livre em desenvolvimento espacial, para valores baixos de número de Reynolds foi considerada por Boersma et al. (1998). Para este estudo, eles investigaram a influência do formato do perfil de velocidade inicial do jato na escala de auto-similaridade para o perfil de velocidade na região de escoamento desenvolvido, e para o perfil de tensão cisalhante. Assim, chegaram a conclusão de que os detalhes da auto-similaridade dependem das condições iniciais da simulação.

Simulação de grandes escalas (LES) de partículas suspensas em um escoamento giratório em uma câmara de combustão de jato coaxial foi desenvolvida por Apte et al. (2003). O jato principal consistiu de uma mistura de ar levemente carregado de partículas de vidro, enquanto que o escoamento rotativo consistiu apenas de ar. A modelagem e os cálculos da fase dispersa foi feita através de uma formulação lagrangeana e um esquema eficiente de rastreamento de partícula. Por conseguinte, eles encontraram resultados próximos de experimentos e também concluíram que os resultados de LES são significativamente mais precisos do que as previsões das equações aproximadas de *Reynolds Averaged Navier Stokes* (RANS) do mesmo problema.

Uchiyama e Fukase (2006) estudaram o efeito do diâmetro de uma partícula em um jato circular bifásico composto por gás e partículas. Para tal, eles fizeram uma análise numérica do escoamento contendo partículas de vidro de  $60\ \mu\text{m}$ ,  $80\ \mu\text{m}$  e  $100\ \mu\text{m}$  de diâmetro. Desse modo, eles constataram o aumento e a diminuição da difusão de momento na região em desenvolvimento e na região desenvolvida, respectivamente. Além disso, eles também notaram que as modulações turbulentas do ar tornam mais acentuadas à medida que o diâmetro diminui.

Um estudo diferente de jato injetado em um escoamento cruzado foi apresentado por Tian et al. (2011). A diferença está no fato deles terem avaliado numericamente um jato retangular de gás com partículas. Para esse problema, eles usaram dois modelos para a turbulência da fase de fluido, que correspondem ao modelo  $\kappa\text{-}\varepsilon$  e o modelo *Shear Stress Transport* (SST), e que mostraram fornecer previsões aceitáveis para o tipo de escoamento em questão.

Sun et al. (2015), em um estudo mais recente, realizaram uma simulação 3D de um escoamento gás-sólido em um canal com jatos circulares opostos. Eles empregaram simulação LES acoplada com o modelo de fase discreta (DPM) para investigar o comportamento

turbulento gás-sólido. Além disso, eles aplicaram três casos diferentes nas simulações, variando diâmetro das partículas, número de Stokes, taxa de fluxo mássico e velocidade inicial do gás.

Uma outra investigação numérica também realizada na área de escoamentos de jatos gás-sólido foi desenvolvida por Zhou et al. (2016). Na qual, ele avaliou um jato plano bifásico com número de Reynolds igual a 4500 por meio do método *Lattice Boltzmann* (LBM). Segundo eles, o escoamento apresentou inicialmente um padrão simétrico, e com o desenvolvimento do escoamento, o mesmo começou a apresentar um padrão assimétrico onde as estruturas de vórtices começaram a se formar.

# CAPÍTULO III

## MODELAGEM MATEMÁTICA

O enfoque deste capítulo é abordar os modelos matemáticos dos domínios euleriano e lagrangeano. O primeiro envolve a formulação matemática de escoamentos incompressíveis, a qual é expressa pela lei de conservação de massa e pelo balanço de quantidade de movimento linear. Enquanto que o segundo envolve as equações de trajetória da partícula, bem como as expressões que definem a distribuição e a quantidade de partículas que entram no domínio computacional.

### 3.1 Formulação euleriana

A formulação do domínio euleriano descreve a dinâmica do fluido relacionado a fase contínua. Para tal, o escoamento do fluido é modelado pelas equações de Navier-Stokes. Considerando escoamentos isotérmicos e compressíveis, essas equações podem ser escritas na forma vetorial como (WHITE, 1991):

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] + \rho \mathbf{g} + \mathbf{f}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (3.2)$$

onde as propriedades que caracterizam o fluido são a massa específica  $\rho$  e a viscosidade dinâmica  $\mu$ . E os parâmetros que caracterizam o escoamento são representados pelo campo de pressão  $p$ , vetor velocidade  $\mathbf{u}$  e vetor de forças externas  $\mathbf{f}$  (termo fonte de força), e pela aceleração gravitacional  $\mathbf{g}$ . Na seção 3.2, pode-se perceber que o  $\mathbf{f}$  permite o acoplamento das equações de Navier-Stokes com as equações de movimento das partículas.

No entanto, utilizando a modelagem para escoamentos incompressíveis, na qual considera-se  $\rho$  constante, a equação da continuidade pode ser simplificada. Conseqüentemente, a Eq. (3.2) torna-se:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (3.3)$$

Desse modo, as equações de Navier-Stokes (quantidade de movimento e conservação de massa) para escoamentos incompressíveis são dadas, na forma indicial, por:

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + \mathbf{u}_j \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial \mathbf{x}_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}_i} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\partial \mathbf{u}_j}{\partial \mathbf{x}_i} \right) \right] + \rho \mathbf{g}_i + \mathbf{f}_i, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial \mathbf{x}_i} = 0, \quad (3.5)$$

nas quais os índices  $i = 1, 2, 3$  e  $j = 1, 2, 3$  estão associados às três direções coordenadas.

### 3.2 Formulação lagrangeana

Uma proposta de modelagem de partículas, sejam sólidas, gotículas ou pequenas bolhas, presentes em um escoamento é o modelo de fase discreta (DPM, *Discrete Phase Model*). Nessa modelagem, as partículas são tratadas como estruturas lagrangeanas. Deste modo, cada partícula tem o movimento descrito pela segunda lei de Newton, conforme mostrado a seguir:

$$\frac{\partial \mathbf{x}_{p_i}}{\partial t} = \mathbf{u}_{p_i}, \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_{p_i}}{\partial t} = f_D (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{p_i}) + a_i, \quad (3.7)$$

onde  $\mathbf{x}_{p_i}$  e  $\mathbf{u}_{p_i}$  correspondem as componentes de posição e velocidade da partícula, respectivamente. O termo  $a_i$  está associado a aceleração gravitacional e é descrito conforme a Eq. (3.8). Enquanto,  $f_D (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{p_i})$  é força de arrasto por unidade de massa da partícula, no qual  $f_D$  é expresso de acordo com a Eq. (3.9).

$$a_i = \mathbf{g}_i \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right), \quad (3.8)$$

$$f_D = \frac{18\mu C_D Re_p}{24\rho_p d_p^2}, \quad (3.9)$$

em que  $Re_p$  é o número de Reynolds relativo da partícula, dado pela Eq. (3.10), e  $C_D$  é o coeficiente de arrasto da partícula expresso, na Eq. (3.11), pela correlação empírica proposta por Schiller and Naumann (1935).

$$Re_p = \frac{\rho d_p |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}|}{\mu}, \quad (3.10)$$

$$C_D = \begin{cases} 24(1 + 0,15Re_p)^{0,687}/Re_p & \text{se } Re_p \leq 1000 \\ 0,44 & \text{se } Re_p > 1000 \end{cases}. \quad (3.11)$$

Considerando um acoplamento de 2 vias entre as fases dispersa e contínua, é necessário calcular o termo de troca de quantidade de movimento da fase contínua a ser adicionado nas equações de Navier-Stokes. Sendo assim, esse termo fonte é dado por:

$$\mathbf{f}_{p_i} = \rho_p f_D (\mathbf{u}_{p_i} - \mathbf{u}_i). \quad (3.12)$$

O número de partículas  $n_p$ , injetadas no domínio computacional por passo de tempo, depende dos seus respectivos diâmetros, e da vazão mássica  $\dot{m}_p$  da fase dispersa. Com isso, tendo o valor de  $\dot{m}_p$ , o cálculo de  $n_p$  é feito através da seguinte expressão:

$$\dot{m}_p \Delta t = \sum_{i=1}^{n_p} \left( \rho_p \pi \frac{d_{p_i}^3}{6} \right). \quad (3.13)$$

Quanto a distribuição do diâmetro das partículas, utilizou-se uma função de distribuição de probabilidade, conhecida como distribuição log-normal, para representar a mesma. A função densidade de probabilidade de uma distribuição desse tipo é dada por:

$$f(x; \mu, \sigma) = \begin{cases} \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[\frac{-(\log x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right] & \text{se } x > 0 \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases}, \quad (3.14)$$

em que  $\mu$  e  $\sigma$  são obtidos a partir da média  $\mu_{d_p}$  e da variância  $s_{d_p}$  dos diâmetros das partículas, como mostrado a seguir:

$$\mu = \ln\left(\frac{\mu_{d_p}^2}{\sqrt{s_{d_p} + \mu_{d_p}^2}}\right), \quad (3.15)$$

$$\sigma = \sqrt{\ln\left(\frac{s_{d_p}}{\mu_{d_p}^2} + 1\right)}. \quad (3.16)$$

# CAPÍTULO IV

## METODOLOGIA NUMÉRICA

Neste capítulo, é apresentada a metodologia numérica empregada no código MFSim, ferramenta utilizada na realização do presente trabalho, bem como, algumas informações a respeito do código. São mencionadas tanto as metodologias aplicadas no domínio euleriano, como no lagrangeano.

### 4.1 Código MFSim

O código computacional MFSim iniciou-se com o trabalho de Villar (2007) sobre escoamentos multifásicos, e vem sendo desenvolvido no Laboratório de Mecânica dos Fluidos da Universidade Federal de Uberlândia, em parceria com a PETROBRAS. O código está escrito, principalmente, em Fortran90, apresentando algumas partes em linguagem C. Atualmente, ele permite o usuário simular, em paralelo, uma diversidade de problemas tridimensionais que envolvem escoamentos turbulentos.

Uma das peculiaridades do código está relacionado ao fato do mesmo resolver as equações de Navier-Stokes utilizando malha bloco estruturada com adaptação e refinamento local (vários níveis de refinamento), como pode ser observado na Figura 9. Dessa forma, a possibilidade de refinar uma região de interesse e ainda que isso seja feito de forma dinâmica durante uma simulação, torna o código MFSim, uma ferramenta mais precisa e com um custo computacional menor. Isto quando comparado a outros códigos que não utilizam o refinamento adaptativo de malha.

No código MFSim, as fases do escoamento de jatos, abordado no presente trabalho, são aproximadas por um método euleriano-lagrangeano. Assim, a fase contínua é aproximada na forma euleriana, sendo descrita pelas equações de Navier-Stokes, discretizadas na malha bloco estruturada. E, a fase dispersa é aproximada na forma lagrangeana, sendo descrita pelas equações do movimento das partículas, Eqs (3.6) e (3.7). As metodologias empregadas em ambas as fases serão abordadas nas seções a seguir.



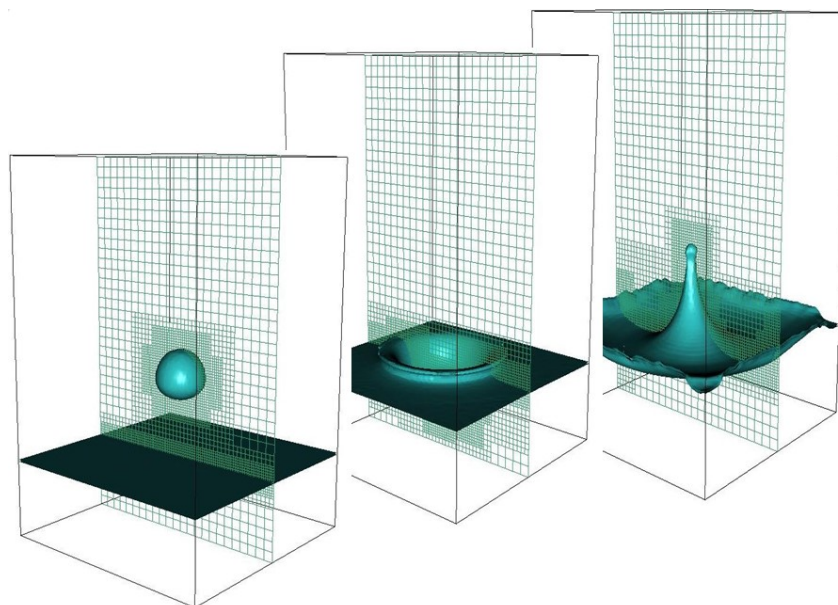


Figura 9 - Refinamento adaptativo na região de interface de uma gota de fluido (SILVA, 2016).

## 4.2 Domínio euleriano

Na discretização temporal das equações de transporte, resolvidas no domínio euleriano, é utilizado o método SBDF (*Semi Backward Difference Formula*). Este método baseia-se em uma discretização semi-implícita, no qual o termo advectivo é tratado de forma explícita e o termo difusivo de forma implícita. Sendo assim, na discretização espacial, para tratar o termo advectivo é empregado o modelo CUBISTA (*Convergent and Universally Bounded Interpolation Scheme for the Treatment of Advection*), e para o termo difusivo é utilizado o método CDS (*Central Differencing Scheme*).

Na formulação para escoamentos incompressíveis das equações de Navier-Stokes que descrevem a fase euleriana, Eqs. (3.4) e (3.5), tem-se um forte acoplamento entre pressão e velocidade. Portanto, para tratar esse acoplamento, é utilizado o método dos Passos Fracionados. Por fim, a solução dos sistemas lineares obtidos para estimar as velocidades e para correção de pressão é feita através do método Multigrid-Multinível (VILLAR, 2007).

## 4.3 Domínio lagrangeano

O domínio lagrangeano é tratado pelo módulo DPM, do código MFSim. Este módulo foi desenvolvido por Silva (2016), e foi denominado assim, por ser uma parte do código, no qual o modelo de fase discreta foi implementado. Entre as suas funcionalidades tem-se a

criação, o transporte, a busca, a remoção, e a contagem das partículas lagrangeanas, além da impressão dos resultados.

#### 4.3.1 Estrutura de dados

As partículas lagrangeanas são representadas por meio de uma estrutura de dados. No caso do módulo DPM, a estrutura utilizada é a tabela *hash*. A aplicação dessa tabela, no código, é feita através do pacote UTHASH, desenvolvido por Hanson (2013), que está escrito em linguagem C. Por esse motivo, grande parte do domínio lagrangeano foi desenvolvido nesta mesma linguagem.

A tabela *hash* consiste em uma lista de índices, que correspondem aos identificadores (IDs) das partículas e as chaves da tabela. A partir de um ID, ou chave da tabela, é possível acessar, através da função *hash*, todas as outras informações que acompanham o mesmo ID, sem ter que percorrer a tabela inteira. Desse modo, a tabela pode comportar  $n$  partículas e suas respectivas  $n$  variáveis, como mostrado na Figura 10.

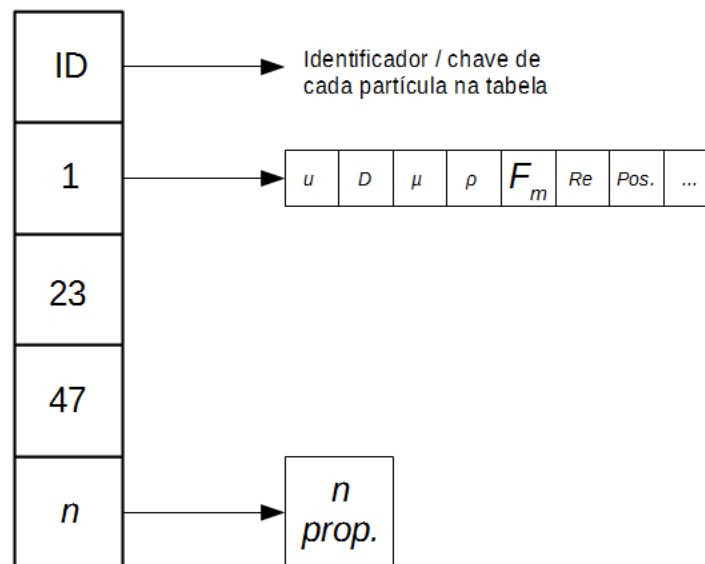


Figura 10 - Esquema da tabela *hash* que armazena as partículas (SILVA, 2016).

### 4.3.2 Acoplamento das fases

No modelo de fase discreta, faz-se necessário o uso de informações contidas no domínio euleriano. Especificamente, essas informações estão relacionadas a malha e as velocidades. Como, o MFSim utiliza uma malha de múltiplos níveis de refinamento, que são compostos por *patches*, é importante saber em qual *patch* cada partícula está localizada. Os *patches*, por sua vez, são criados de acordo a demanda do refinamento.

Sendo assim, no domínio lagrangeano, existe um mapa montado com a mesma estrutura de dados das partículas (tabela *hash*), e no qual é feito uma réplica da malha euleriana. Nesse mapa é utilizada uma tabela *hash* com várias outras tabelas, que correspondem aos vários níveis de refinamento. Consequentemente, tendo as coordenadas de uma partícula é possível buscar, através do mapa, o *patch*, o nível e os índices do volume de controle em que ela se encontra.

Sabendo os índices do volume onde determinada partícula está posicionada, é possível encontrar o vetor velocidade das faces deste volume. A partir dos valores das velocidades nas faces, é feita uma interpolação para os vértices do mesmo. Por fim, as velocidades do domínio euleriano, no ponto em que se encontra a partícula, são obtidas interpolando as velocidades nos vértices do volume para as suas coordenadas. A importância de ter o conhecimento das velocidades da fase contínua, nas coordenadas das partículas, deve-se ao processo de advecção das mesmas.

### 4.3.3 Resolução das equações de transporte

No presente trabalho, a resolução das equações de transporte lagrangeano foi feita com base no método de Runge-Kutta de quarta ordem. De acordo com Valle (2012), esse método constitui-se em comparar o polinômio de Taylor de quarta ordem, para eliminar o cálculo das derivadas, fazendo várias avaliações de uma função a cada passo  $h$ .

Considerando o polinômio de Taylor de uma função  $y(x)$  de  $k + 1$  derivadas contínuas em um intervalo aberto contendo  $a$  e  $x$ , tem-se que:

$$y(x) = y(a) + y'(a)\frac{x-a}{1!} + \dots + y^{(k)}(a)\frac{(x-a)^{(k)}}{k!} + y^{(k+1)}(c)\frac{(x-a)^{(k+1)}}{(k+1)!}, \quad (4.1)$$

onde  $c \in [a, x]$ .

Substituindo  $a$  por  $x_n$  e  $x$  por  $x_{n+1}$ , nos quais os índices  $n$  e  $n + 1$  correspondem ao cálculo da variável no passo anterior e no novo passo, respectivamente, a Eq. (4.1), torna-se:

$$y(x_{n+1}) = y(x_n) + hy'(x_n) + \frac{h^2}{2!}y''(x_n) + \dots + \frac{h^{(k+1)}}{(k+1)!}y^{(k+1)}(c), \quad (4.2)$$

sendo  $x_{n+1} = x_n + h$ .

Adotando  $x = t$ , e  $k = 4$  na Eq. (4.2), tem-se que:

$$y(t_{n+1}) = y(t_n) + hy'(t_n) + \frac{h^2}{2!}\ddot{y}(t_n) + \frac{h^3}{3!}\ddot{\ddot{y}}(t_n) + \frac{h^4}{4!}y^{(4)}(t_n) + \frac{h^5}{5!}y^{(5)}(c). \quad (4.3)$$

Sendo assim, o método de Runge-Kutta de quarta ordem tem como objetivo encontrar constantes apropriadas para que:

$$y_{n+1} = y_n + ak_1 + bk_2 + ck_3 + dk_4, \quad (4.4)$$

onde  $y_{n+1} = y(t_{n+1})$ ,  $y_n = y(t_n)$ ,  $a, b, c$  e  $d$  são constantes do método, e  $k_1, k_2, k_3$  e  $k_4$  correspondem a função recalculada em sub passos de tempo.

No método mais conhecido de Runge-Kutta de quarta ordem, as constantes  $a, b, c$  e  $d$  são  $1/6, 1/3, 1/3$  e  $1/6$ , respectivamente, e  $k_1, k_2, k_3$  e  $k_4$  são dados por:

$$\begin{aligned} k_1 &= hf(t_n, y_n) \\ k_2 &= hf\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{1}{2}k_1\right) \\ k_3 &= hf\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{1}{2}k_2\right) \\ k_4 &= hf(t_n + h, y_n + k_3) \end{aligned} \quad (4.5)$$

em que  $f(t, y) = \partial y / \partial t$  e  $h = \Delta t$ .

Ao final, substituindo os valores das constantes e das variáveis da Eq. (4.5) na Eq. (4.4), obtém-se a função  $y$  no novo passo de tempo, como sendo:

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4). \quad (4.6)$$

#### 4.3.4 Impressão dos resultados

O módulo DPM já possuía duas formas de salvar os resultados, que eram nos formatos *.vtk* e *H5Part*. Contudo, quando se tinha uma grande quantidade de partículas dentro do domínio computacional, os arquivos que estavam sendo gerados eram da ordem de 40 GB ou mais. O que acabava impossibilitando o pós-processamento dos resultados. Consequentemente, foi preciso mudar a forma com que os arquivos fossem salvos. Para isso, foi proposto que eles fossem gravados em binário nos formatos *.vtp* e *.pvtp*.

O formato *.pvtp* significa *Parallel vtkPolyData*, e corresponde ao tipo arquivo que não contém nenhuma forma de dado, mas sim uma descrição de informações que faz referências a outros arquivos em série contendo o conjunto de dados (resultados) de cada processo. Esses arquivos em série são, então, salvos no formato *.vtp*, que significa *vtkPolyData*. Arquivos do tipo *PolyData* consistem em armazenar um conjunto de dados de inúmeros pontos (partículas), possibilitando a leitura desses pontos e suas respectivas informações em *softwares* de pós-processamento, como por exemplo, no Paraview.

Fazendo uma comparação dos arquivos gerados dos resultados das simulações, que estavam sendo salvos em ASCII no formato *.vtk*, com os arquivos salvos em binário em *.pvtp* e *.vtp*, teve-se uma redução de quase 70% nos tamanhos dos arquivos. Com essa redução foi possível fazer o pós-processamento dos resultados sem que houvesse problemas.

## CAPÍTULO V

### RESULTADOS

O presente capítulo contém os resultados obtidos no desenvolvimento deste projeto de conclusão de curso. São apresentados quatro casos distintos. No primeiro, aborda-se o primeiro estudo realizado com intuito de aprender a usar uma ferramenta de CFD. No segundo, apresenta-se um caso de jato turbulento monofásico estudado para entender melhor a respeito desse tipo de escoamento, e também para validá-lo. Contudo, no terceiro, realiza-se um estudo de caso de um jato circular bifásico, no qual a fase dispersa é composta por partículas sólidas, considerando acoplamento de 1 via. Em seguida, um caso parecido com anterior é apresentado, mas considerando acoplamento de 2 vias.

#### 5.1 Caso da convecção natural em uma cavidade quadrada

Para fins de aprendizagem, devido ao primeiro contato com CFD, bem como, com a ferramenta computacional, foi simulado um problema de cavidade térmica bidimensional. Tal problema envolve convecção natural em um escoamento monofásico. Para a avaliação do caso estudado, foram seguidos alguns passos, como fazer a configuração do mesmo no código, definir a malha, simular, fazer o pós-processamento dos resultados e, por fim, fazer a validação.

O problema em questão trata-se de uma cavidade quadrada de comprimento  $L$ , mostrada na Figura 11. As paredes superior e inferior foram assumidas como adiabáticas, a parede esquerda foi imposta com uma temperatura maior ( $T_h$ ) do que a parede direita ( $T_c$ ). O interior da cavidade é composto por ar a uma temperatura de referência ( $T_m$ ), cujas propriedades estão apresentadas na Tabela 1.

Devido a temperatura de referência, e o fluido de trabalho, o número de Prandtl ( $Pr$ ) obtido para esse caso foi 0,71. O número de Prandtl ( $Pr$ ) consiste em um número adimensional dado pela relação entre a difusividade da quantidade de movimento e a difusividade térmica dentro do próprio fluido, e pode ser calculado por:

$$Pr = \frac{c_p \mu}{\kappa}. \quad (5.1)$$

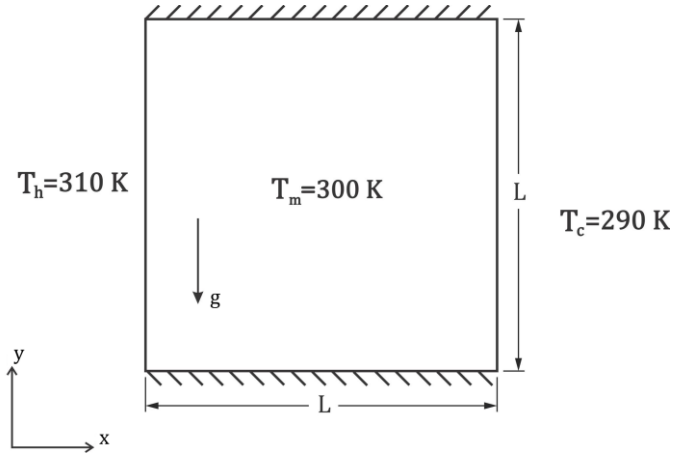


Figura 11 - Representação esquemática do problema de cavidade para convecção natural do escoamento.

Tabela 1 - Propriedades do ar.

<b>Massa específica, <math>\rho</math></b>	1 kg/m <sup>3</sup>
<b>Viscosidade dinâmica, <math>\mu</math></b>	0,71 kg/m · s
<b>Condutividade térmica, <math>\kappa</math></b>	1 W/(m · K)
<b>Calor específico, <math>c_p</math></b>	1 J/(kg · K)

Além disso, foram impostos velocidade nula e gradiente de pressão nulo em todas as faces do domínio. Quanto a configuração da malha, foi utilizada uma malha uniforme com 128 volumes nas duas direções, sem refinamento local.

A validação do problema foi realizada para uma faixa de número de Rayleigh ( $Ra$ ) variando de  $10^3$  a  $10^6$ . O número de Rayleigh ( $Ra$ ) é também um adimensional, porém ele está associado a escoamentos conduzidos por convecção natural, e é definido como:

$$Ra = g \frac{\beta}{\nu \alpha} (T_s - T_\infty) L^3, \quad (5.2)$$

onde  $\beta$  é o coeficiente de expansão térmica do fluido,  $\nu = \mu/\rho$  é a viscosidade cinemática, e  $\alpha = \kappa/(\rho c_p)$  é a difusividade térmica.  $T_s$  está relacionado a temperatura de uma superfície, que no caso estudado foi adotado como  $T_h$ , e  $T_\infty$  é a temperatura do fluido, sendo igual a  $T_m$ .

Entretanto, para fazer a validação da convecção natural em uma cavidade quadrada foi obtido o número de Nusselt médio ( $\overline{Nu}$ ) na parede de temperatura mais elevada, para todos os

valores de  $Ra$  adotados. O  $\overline{Nu}$  é calculado com base no número de Nusselt local ( $Nu$ ) conforme as Eqs. (5.3) e (5.4) abaixo:

$$Nu = -\frac{L}{\Delta T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_w, \quad (5.3)$$

onde  $\Delta T$  é a diferença de temperatura entre as paredes, e  $(\partial T/\partial x)|_w$  corresponde a derivada da temperatura em relação a direção  $x$  na parede analisada, que no caso foi a de maior temperatura.

$$\overline{Nu} = \int_0^L Nu \partial y. \quad (5.4)$$

Os valores de  $\overline{Nu}$  foram obtidos e comparados com diferentes trabalhos na literatura. Portanto, como mostrado na Tabela 2, foi encontrada uma boa concordância dos resultados entre o presente estudo, e a literatura.

Tabela 2 -  $\overline{Nu}$  na parede esquerda para diferentes valores de  $Ra$ .

$\overline{Nu}$	$Ra = 10^3$	$Ra = 10^4$	$Ra = 10^5$	$Ra = 10^6$
<b>Presente estudo</b>	1,112	2,223	4,508	8,885
Lari et al. (2011)	1,122	2,244	4,518	8,814
Barakos et al. (1994)	1,114	2,245	4,510	8,806
Fusegi et al. (1991)	1,134	2,274	4,568	8,935
Markatos and Pericleous (1984)	1,108	2,201	4,530	8,754
de Vahl Davis (1983)	1,118	2,243	4,519	8,799

Para fazer uma análise qualitativa dos resultados, foram obtidas as isotermas (Figura 12) e as linhas de corrente (Figura 13) no plano  $xy$ , e comparadas com as obtidas por Barakos et al. (1994). Como notado, tanto as linhas de corrente como as isotermas do presente estudo se apresentaram bem próximas daquelas encontradas por Barakos et al. (1994). Observando a Figura 13, e como relatado por Barakos et al. (1994), percebe-se que o escoamento apresenta como principal característica uma recirculação central, quando os valores de  $Ra$  são baixos. Essa estrutura tende a ficar com um formato mais elíptico conforme o  $Ra$  aumenta até formar duas outras recirculações que vão se aproximando das paredes dando espaço a uma terceira.



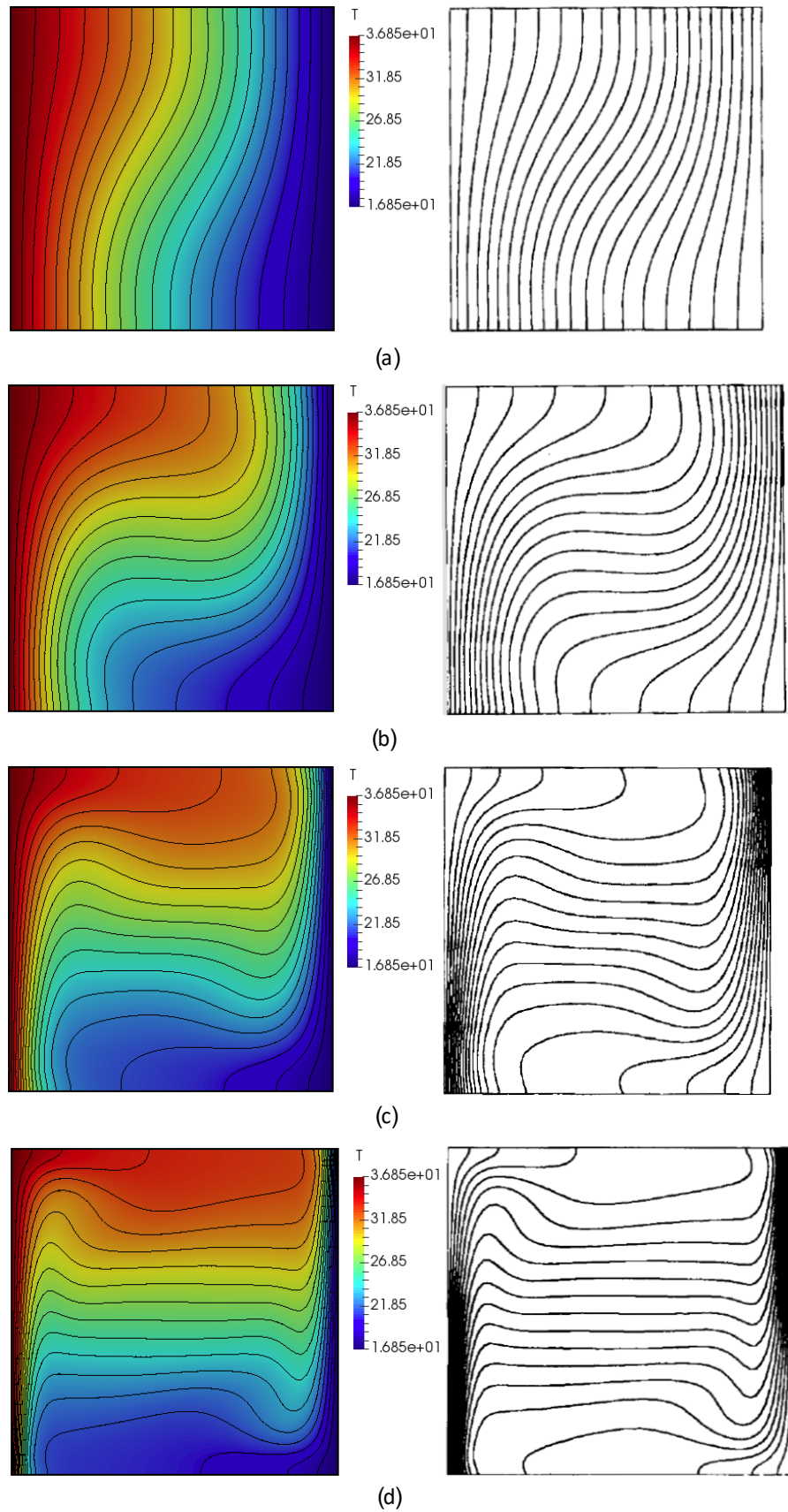


Figura 12 - Isotermas do presente estudo (esquerda) e de Barakos et al. (1994) (direita) no plano  $xy$  para  $Pr = 0,71$  e: (a)  $Ra = 10^3$ ; (b)  $Ra = 10^4$ ; (c)  $Ra = 10^5$ ; (d)  $Ra = 10^6$ .

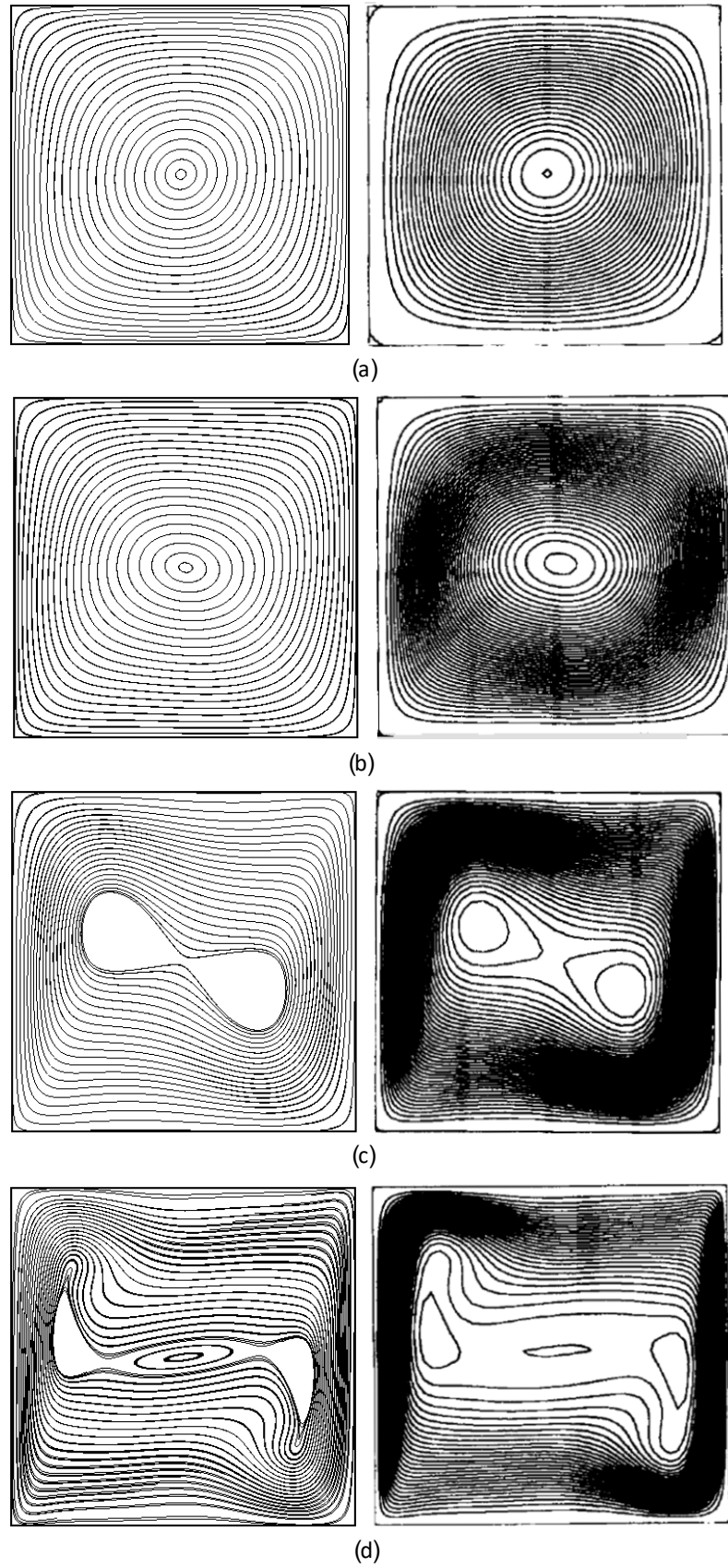


Figura 13 - Linhas de corrente do presente estudo (esquerda) e de Barakos et al. (1994) (direita) no plano  $xy$  para  $Pr = 0,71$  e: (a)  $Ra = 10^3$ ; (b)  $Ra = 10^4$ ; (c)  $Ra = 10^5$ ; (d)  $Ra = 10^6$ .

## 5.2 Caso do jato turbulento monofásico

Para o caso do jato turbulento monofásico, foi considerado um escoamento incompressível, no qual o fluido em questão é o ar. Sendo assim, as propriedades de massa específica e viscosidade dinâmica do fluido foram consideradas constantes, com valores correspondentes a  $1,184 \text{ kg/m}^3$  e  $1,85 \times 10^{-5} \text{ kg/m} \cdot \text{s}$ , respectivamente. Na simulação computacional, foram empregadas as Eqs. (3.4) e (3.5).

No presente estudo, buscou-se reproduzir o estudo feito por Calegari (2012), com algumas diferenças. Como o caso abordado trata-se de um escoamento turbulento, foi utilizado o modelo de Smagorinsky Dinâmico (GERMANO et al., 1991; LILLY, 1992), no presente estudo, enquanto que Calegari (2012) utilizou o modelo Clássico de Smagorinsky (SMAGORINSKY, 1963).

A face de entrada do domínio computacional, para este caso, é composta por dois círculos concêntricos. O círculo maior é denominado de região piloto e tem diâmetro  $D_p = 18 \text{ mm}$ , e o menor é o bocal do jato e tem diâmetro  $D = 7,2 \text{ mm}$ . Na Figura 14, é apresentada um esboço da face de entrada utilizada no problema. Para as dimensões do domínio, foram aplicadas  $x_d = 40D$ ,  $y_d = 80D$  e  $z_d = 40D$  ( $0,288 \text{ m} \times 0,576 \text{ m} \times 0,288 \text{ m}$ ).

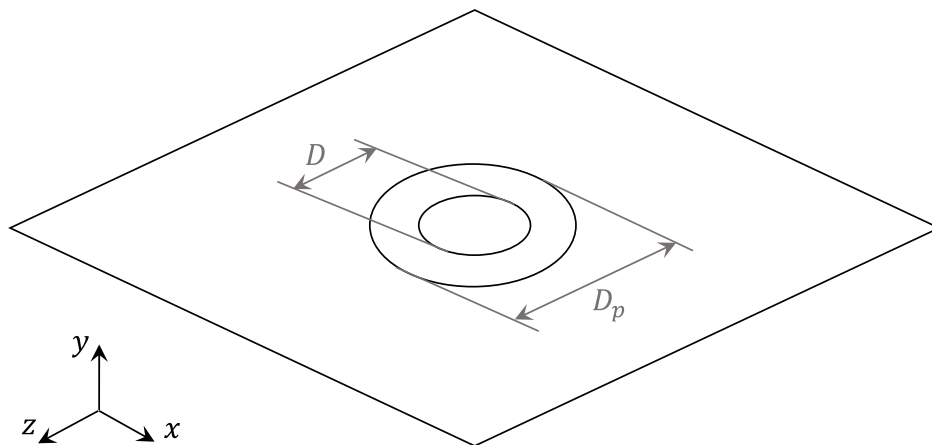


Figura 14 - Representação esquemática da face de entrada do domínio computacional.

Quanto as condições de contorno, em ambos os estudos foram adotadas condições de fronteira Dirichlet para as componentes de velocidade e condição de fronteira Neumann nula para pressão, na face entrada do domínio computacional. Além disso, foram adotadas condições

de fronteira Neumann nulas para as componentes de velocidade e condição de fronteira Dirichlet para pressão, nas demais faces do domínio.

Os dados de velocidade e domínio físico empregados na simulação foram baseados nos trabalhos de Balow e Frank (2007). As componentes da velocidade na entrada do domínio correspondem a:

$$\begin{aligned} u &= 0, \\ v &= v_D + v_{D_p}, \\ w &= 0, \end{aligned} \quad (5.4)$$

onde  $u, v$  e  $w$  são as componentes da velocidade nas direções  $x, y$  e  $z$ , respectivamente, enquanto  $v_D$  e  $v_{D_p}$  são dados por:

$$v_{D_p} = \frac{v_1 + v_0}{2} - \left( \frac{v_1 - v_0}{2} \right) \tanh \left[ 25 \left( \frac{r_i}{R_p} - \frac{R_p}{r_i} \right) \right], \quad (5.5)$$

$$v_D = \frac{v_2 + v_0}{2} - \left( \frac{v_2 - v_0}{2} \right) \tanh \left[ 25 \left( \frac{r_i}{R} - \frac{R}{r_i} \right) \right], \quad (5.6)$$

sendo  $v_0 = 0,9$  m/s a velocidade de *coflow*,  $v_1 = 11,4$  m/s e  $v_2 = 49,6$  m/s a velocidade principal do jato.  $R_p$  e  $R$  são os raios da região piloto e do bocal, e  $r_i$  é expresso por:

$$r_i = \sqrt{\left( z_i - \frac{z_d}{2} \right)^2 + \left( x_i - \frac{x_d}{2} \right)^2}, \quad (5.7)$$

de forma que  $i$  percorra todas as posições na face de entrada do domínio.

Na Figura 15, é mostrado o perfil da velocidade na direção do escoamento, na entrada do domínio. O número de Reynolds baseado no diâmetro do bocal, deste caso, foi obtido, a partir da Eq. (2.1), como sendo  $2,29 \times 10^4$ .

Ademais, na componente  $v$  da velocidade foi acrescentada uma perturbação para simular a turbulência na entrada do domínio computacional. No presente estudo, foi feita a imposição de um ruído utilizando o método RFG (*Random Flow Generation*) descrito por Smirnov (2001). No entanto, no estudo feito por Calegari (2012) foi considerado o ruído branco, o que representa uma outra diferença entre os estudos como comentado anteriormente.

A simulação foi realizada através do código MFSim, utilizando uma malha composta por 4 níveis de refinamento. Para a malha base foram consideradas  $32 \times 64 \times 32$  células

computacionais. Por tratar-se de refinamento adaptativo, o critério de refinamento utilizado foi baseado na vorticidade do campo de velocidades. A partir da Figura 16, visualiza-se a malha adotada.

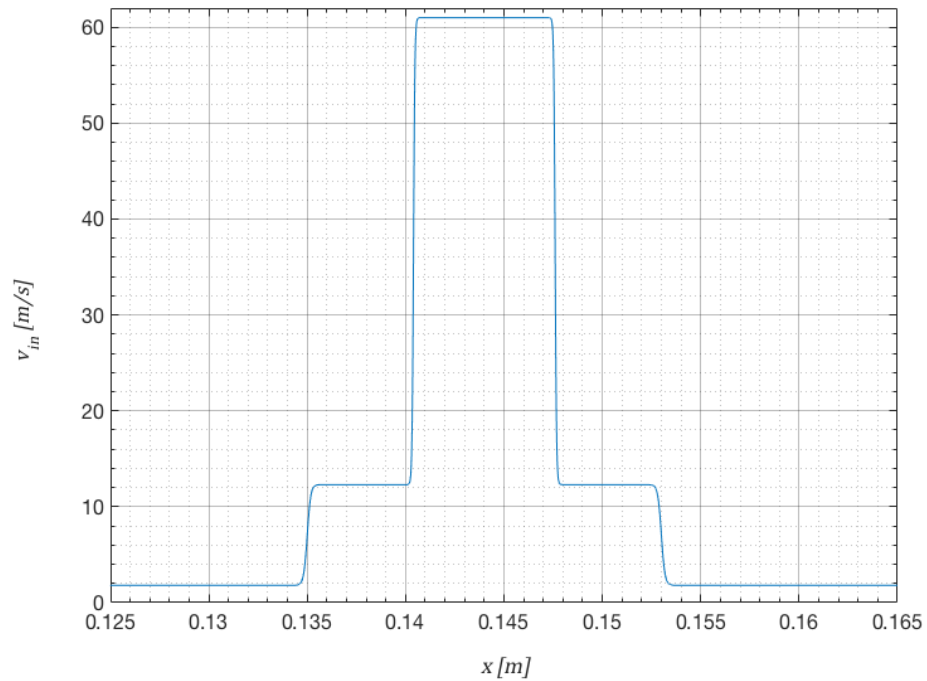


Figura 15 - Perfil de velocidade na entrada do domínio.

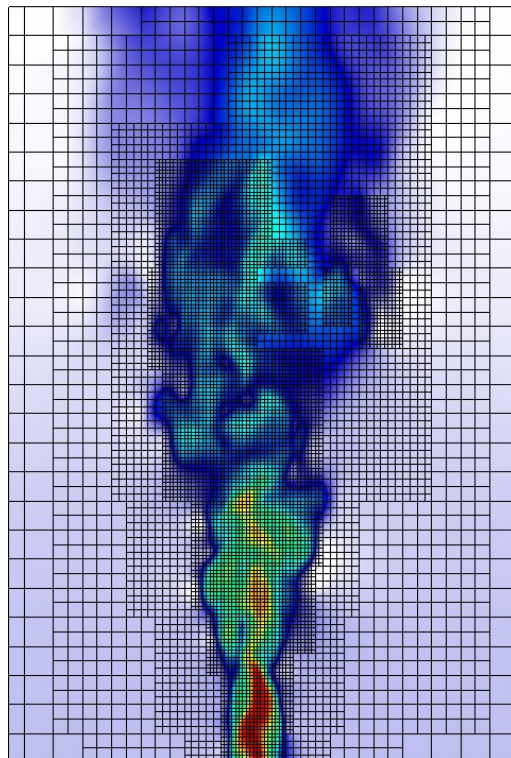


Figura 16 - Malha com 4 níveis de refinamento.

A Figura 17 exibe a evolução temporal da componente  $v$  da velocidade, em um plano de corte no centro do domínio computacional. Para a simulação desse caso abordado, utilizando uma malha com 4 níveis de refinamento (aproximadamente 1.300.000 volumes), o passo de tempo obtido é da ordem de  $2 \times 10^{-6}$  s.

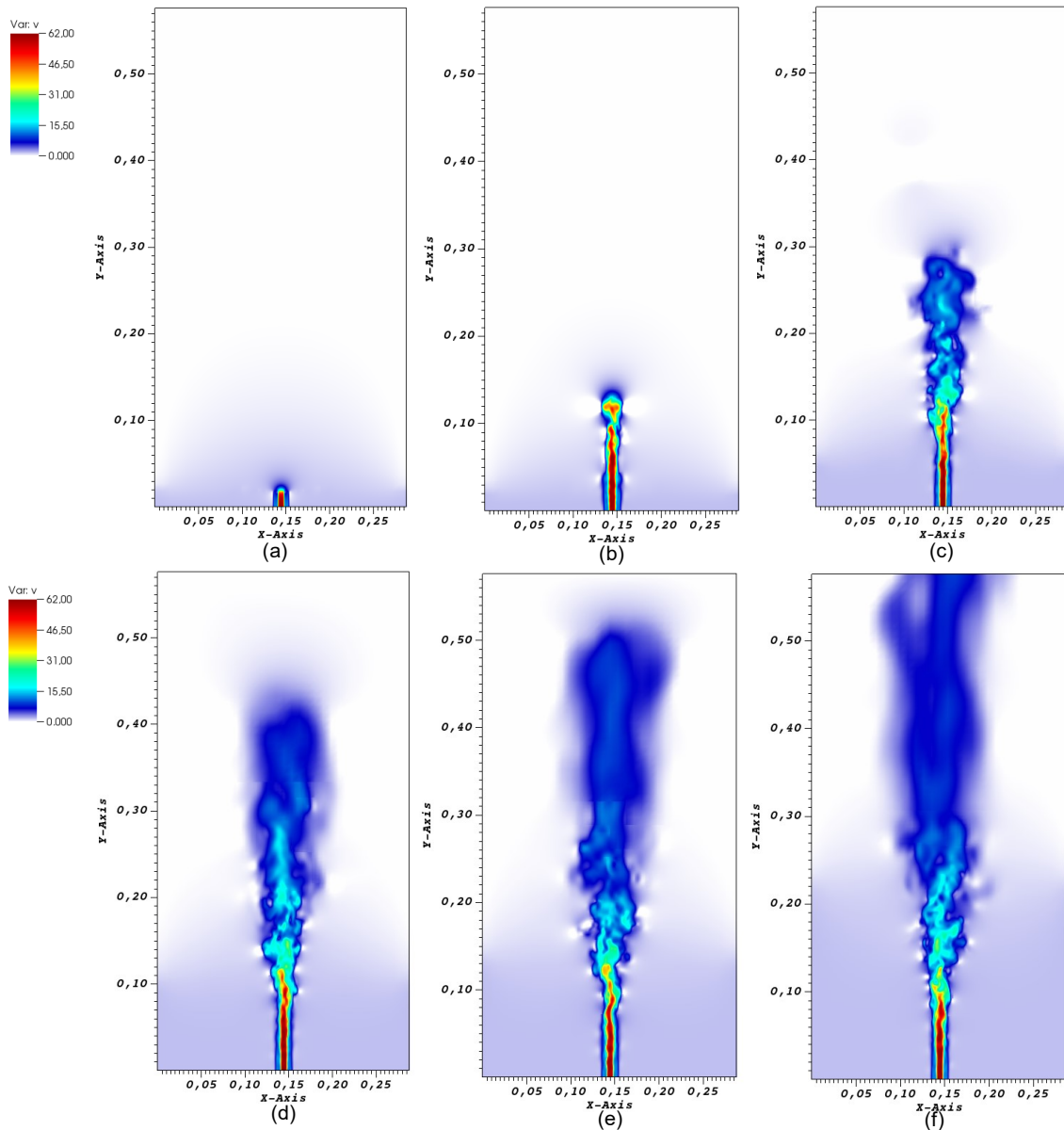


Figura 17 - Evolução temporal do jato turbulento monofásico com 4 níveis de refinamento: (a) inicialização do caso; (b) 0,0045 s; (c) 0,027 s; (d) 0,061 s; (e) 0,085 s; e (f) 0,16 s.

Com a finalidade de comparar o efeito da malha sobre o escoamento, foi feita a simulação deste mesmo caso utilizando uma malha com 5 níveis de refinamento (aproximadamente 3.700.000 volumes, até o momento). Para essa malha, o passo de tempo

calculado torna-se 2,5 vezes menor do que o calculado para a malha de 4 níveis de refinamento. Logo, pelo fato de ter um alto custo computacional, o tempo desta simulação (até o momento) não foi suficiente para obter a estatística dos resultados, ao contrário do caso de 4 níveis cujos resultados serão abordados mais adiante. Entretanto, observando a Figura 18, que mostra a evolução temporal da componente  $v$  da velocidade, em um plano de corte no centro do domínio, da simulação com 5 níveis de refinamento, consegue-se fazer uma análise qualitativa do escoamento. Comparando as Figura 17 e Figura 18, percebe-se que com 5 níveis as características do escoamento turbulento são bem mais definidas, apresentando detalhes que não são visíveis na simulação com 4 níveis.

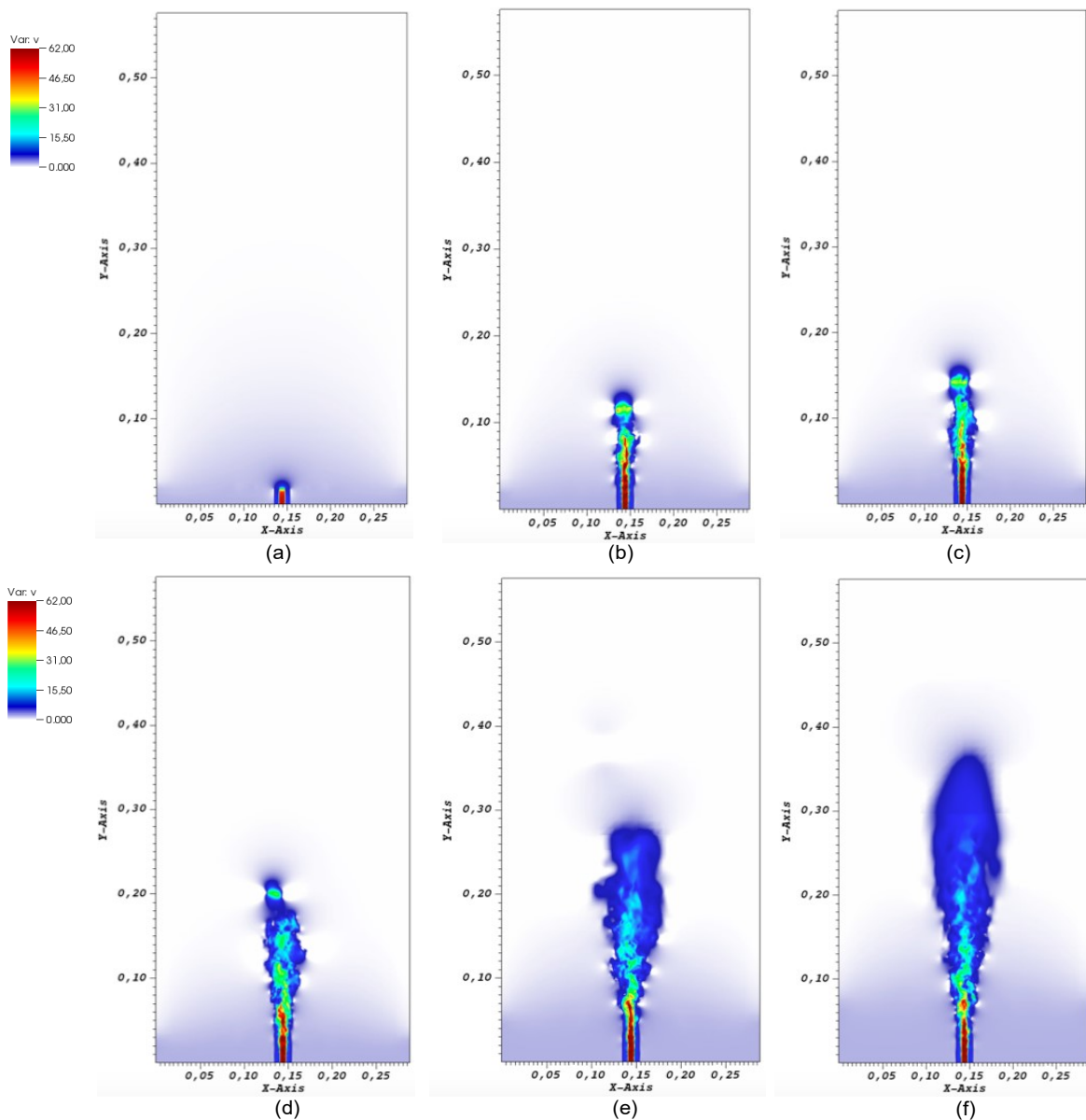


Figura 18 - Evolução temporal do jato turbulento monofásico com 5 níveis de refinamento: (a) inicialização do caso; (b) 0,0045 s; (c) 0,0062 s; (d) 0,011 s; (e) 0,027 s; e (f) 0,041 s.



O decaimento médio da velocidade (na direção do escoamento) de jatos turbulentos e incompressíveis, na linha central é descrito por (HUSSEIN, 1994):

$$\frac{v}{v_{in}} = \frac{B_u \cdot D}{(y - y_0)}, \quad (5.8)$$

sendo  $v_{in}$  a velocidade inicial do jato, e  $B_u = 5,8$  e  $y_0 = 4D$  parâmetros experimentais dados por Hussein (1994).

Primeiramente, para obter o decaimento médio da velocidade do jato, no presente estudo, foi necessário realizar a média das velocidades ponderada no tempo. Dessa maneira, o cálculo da média é determinado por:

$$\bar{v} = \frac{\sum_{i=1}^n (v_i \cdot \Delta t_i)}{\sum_{i=1}^n (\Delta t_i)}. \quad (5.9)$$

Para análise do decaimento médio da velocidade na linha central do jato são mostradas, na Figura 19, as curvas do decaimento obtido nesta simulação, do descrito pela Eq. (5.8), do obtido pelo experimento de Hussein (1994), cujo  $Re_D = 9,55 \times 10^4$ , bem como, do decaimento resultante da simulação de Calegari (2012). Percebe-se que o decaimento encontrado no presente estudo, mesmo que utilizando uma malha de 4 níveis de refinamento, apresentou-se bem próximo do que se esperava, como definido pela Eq. (5.8), porém, diferente do que foi encontrado por Calegari (2012). A partir dessa diferença, pode-se concluir que tanto o modelo de turbulência, como o ruído utilizado na entrada do domínio foram fundamentais e influentes na obtenção dos resultados.

Assim, como comentado na seção 2.1 do presente trabalho, a curva de velocidade do jato, na direção radial para a região de escoamento desenvolvido, é conservada quando normalizada com a velocidade na linha central. Deste modo, comparou-se o perfil da velocidade radial, do presente trabalho, em três posições axiais diferentes ( $10D$ ,  $30D$  e  $50D$ ) com o perfil encontrado no experimento de Hussein (1994), conforme a Figura 20. Nota-se da figura que, os perfis de velocidade radial obtidos foram satisfatórios e próximos do resultado experimental. Nota-se, também, que os resultados são melhores para as regiões mais próximas da linha central do jato, e à medida que se afasta da mesma, as curvas tendem a divergir um pouco uma das outras. Estes resultados podem ser explicados pelo ruído imposto na entrada do domínio. No método RFG utilizado, os valores das flutuações de velocidade, na entrada do domínio, para a região do bocal, foram tomados com base em dados experimentais. Para as regiões fora do bocal



os dados não são disponibilizados, e por esse motivo, as flutuações de velocidade foram consideradas como sendo nulas.

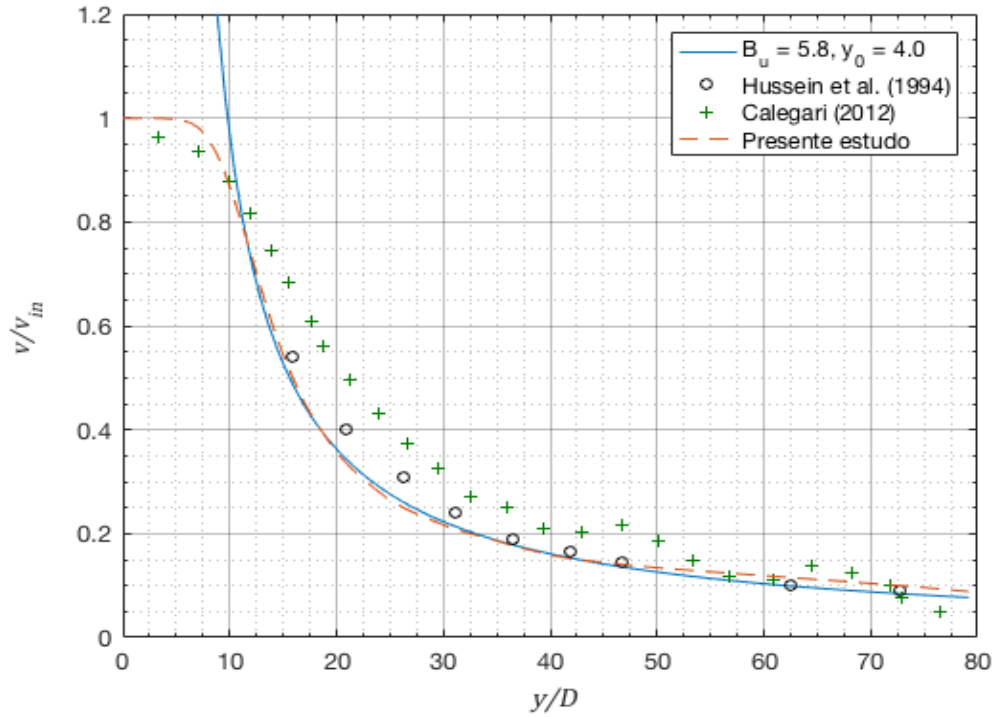


Figura 19 - Decaimento médio da componente  $v$  da velocidade na linha central do jato.

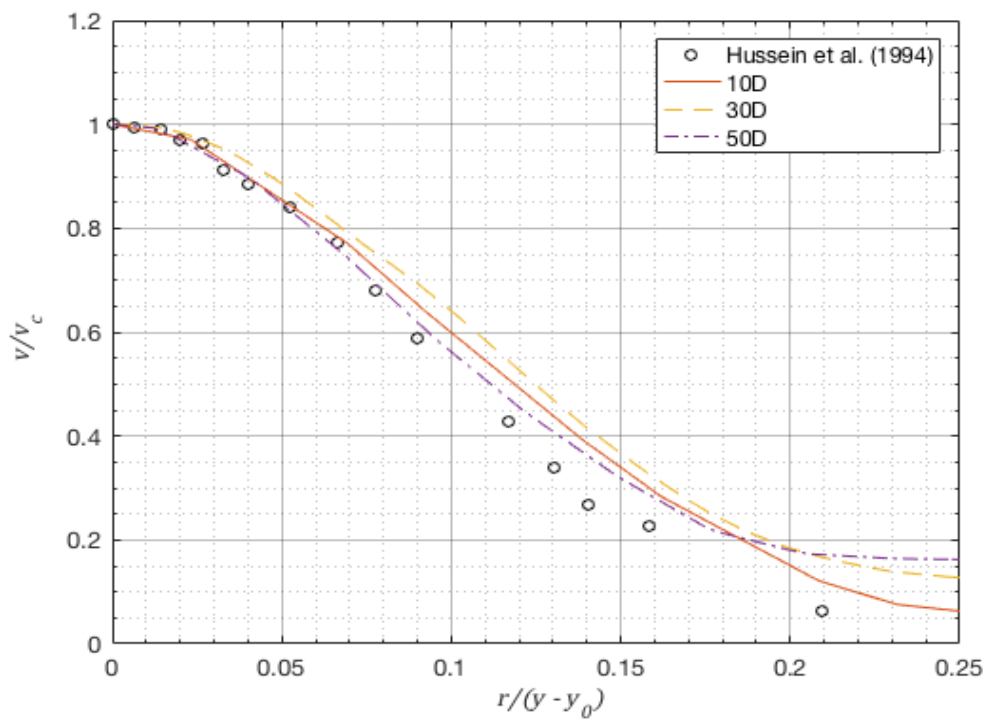


Figura 20 - Perfil da componente  $v$  de velocidade na direção radial.

### 5.3 Caso do escoamento gás-sólido em um jato circular turbulento

Para o caso do escoamento gás-sólido em um jato circular turbulento, utilizou-se como referência o experimento realizado por Decker (2008). Neste experimento foram adquiridas partículas conhecidas comercialmente como “esferas de vidro”, que consistem em partículas brancas, de massa específica igual a  $2500 \text{ kg/m}^3$ , insolúveis em água. Nas simulações do presente trabalho, foi adotado o primeiro estudo de caso feito por Decker (2008), no qual foi empregado um único diâmetro médio de partícula correspondente a  $50 \mu\text{m}$ . Os dados relacionados às propriedades físicas do fluido estão apresentados na Tabela 3.

Tabela 3 - Propriedades físicas do fluido e das partículas.

<b>Massa específica da fase sólida, <math>\rho_p</math></b>	2500 $\text{kg/m}^3$
<b>Massa específica da fase gás, <math>\rho</math></b>	1,014 $\text{kg/m}^3$
<b>Viscosidade dinâmica da fase gás, <math>\mu</math></b>	$1,81 \times 10^{-5} \text{ kg/m} \cdot \text{s}$

Ainda, no estudo de caso adotado do experimento de Decker (2008), foram analisadas várias condições de velocidade inicial do jato. Contudo, no presente trabalho, considerou-se apenas uma dessas condições. Os dados referentes ao escoamento gás-sólido da condição considerada são mostrados na Tabela 4.

Tabela 4 - Dados do escoamento gás-sólido.

<b>Diâmetro do bocal, <math>D</math></b>	12 mm
<b>Velocidade inicial do jato, <math>v_{in}</math></b>	13,23 m/s
<b>Número de Reynolds, <math>Re_D</math></b>	$8,884 \times 10^3$
<b>Carregamento mássico, <math>\eta</math></b>	3,69
<b>Número de Stokes, <math>St</math></b>	21,14

Nas simulações computacionais, foram empregadas as Eqs. (3.4) e (3.5) para a fase do gás, enquanto que as Eqs. (3.6) e (3.7) foram empregadas para a fase sólida. A face de entrada do domínio computacional é composta por um círculo de diâmetro  $D$ , que corresponde ao bocal do jato (ver Tabela 4). Na Figura 21 é apresentada um esboço da face de entrada utilizada no

problema. Para as dimensões do domínio, foram utilizadas  $x_d = 40D$ ,  $y_d = 80D$  e  $z_d = 40D$  (0,480 m  $\times$  0,960 m  $\times$  0,480 m).

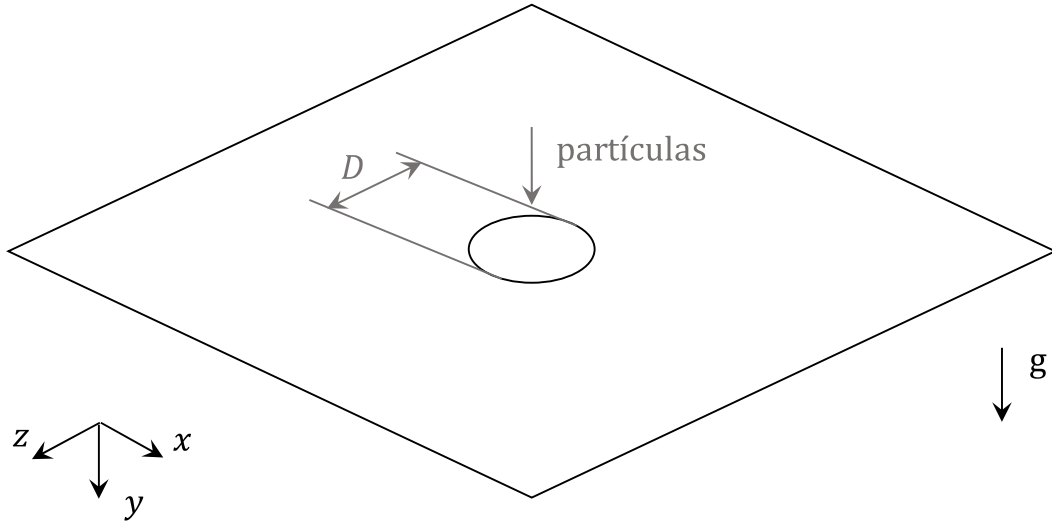


Figura 21 - Representação esquemática da face de entrada do domínio computacional.

Quanto as condições de contorno, foram adotadas as mesmas condições do caso de jato turbulento monofásico, a única diferença foi que não se aplicou ruído. Para as componentes da velocidade na entrada do domínio tem-se que:

$$\begin{aligned} u &= 0, \\ v &= v_D, \\ w &= 0, \end{aligned} \quad (5.10)$$

onde  $u, v$  e  $w$  são as componentes da velocidade nas direções  $x, y$  e  $z$ , respectivamente, enquanto  $v_D$  e  $v_{Dp}$  são dados por:

$$v_D = \frac{v_{in} + v_0}{2} - \left( \frac{v_{in} - v_0}{2} \right) \tanh \left[ 5 \left( \frac{r_i}{R} - \frac{R}{r_i} \right) \right], \quad (5.11)$$

sendo  $v_0 = 0,5$  m/s a velocidade de *coflow*.  $R$  é o raio bocal, e  $r_i$  é expresso por:

$$R_i = \sqrt{\left( z_i - \frac{z_d}{2} \right)^2 + \left( x_i - \frac{x_d}{2} \right)^2}, \quad (5.12)$$

de forma que  $i$  percorra todas as posições na face de entrada do domínio.

Na Figura 22, é mostrado o perfil da velocidade na direção do escoamento, na entrada do domínio.

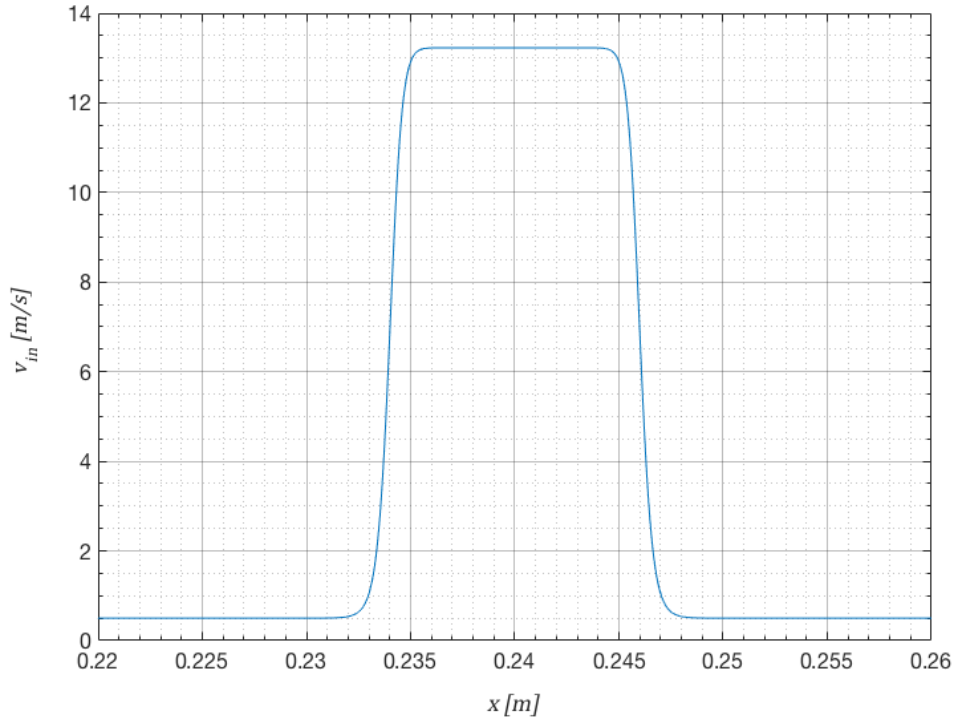


Figura 22 - Perfil de velocidade na entrada do domínio.

As simulações foram realizadas através do código MFSim, utilizando inicialmente uma malha composta por 4 níveis de refinamento. Entretanto, tornou-se necessário utilizar uma malha composta por 5 níveis, como será abordado mais adiante. Para a malha base foram consideradas  $32 \times 64 \times 32$  células computacionais, e da mesma forma como no caso anterior, o critério de refinamento utilizado foi baseado na vorticidade do campo de velocidades.

Para a distribuição do diâmetro das partículas foi atribuída a distribuição log-normal, cuja função densidade de probabilidade é descrita pela Eq. (3.14) e representada na Figura 23, através do diâmetro médio dado pelo experimento. Na Figura 24 é possível ver a distribuição instantânea das mesmas, na entrada do bocal do jato, com base no cálculo do número de partículas expresso na Eq. (3.13).

Afim de analisar os efeitos do tipo de acoplamento no problema abordado, foram realizadas simulações empregando tanto o acoplamento de fases de 1 via, como o de 2 vias. Os resultados das simulações estão separados nas seções a seguir.

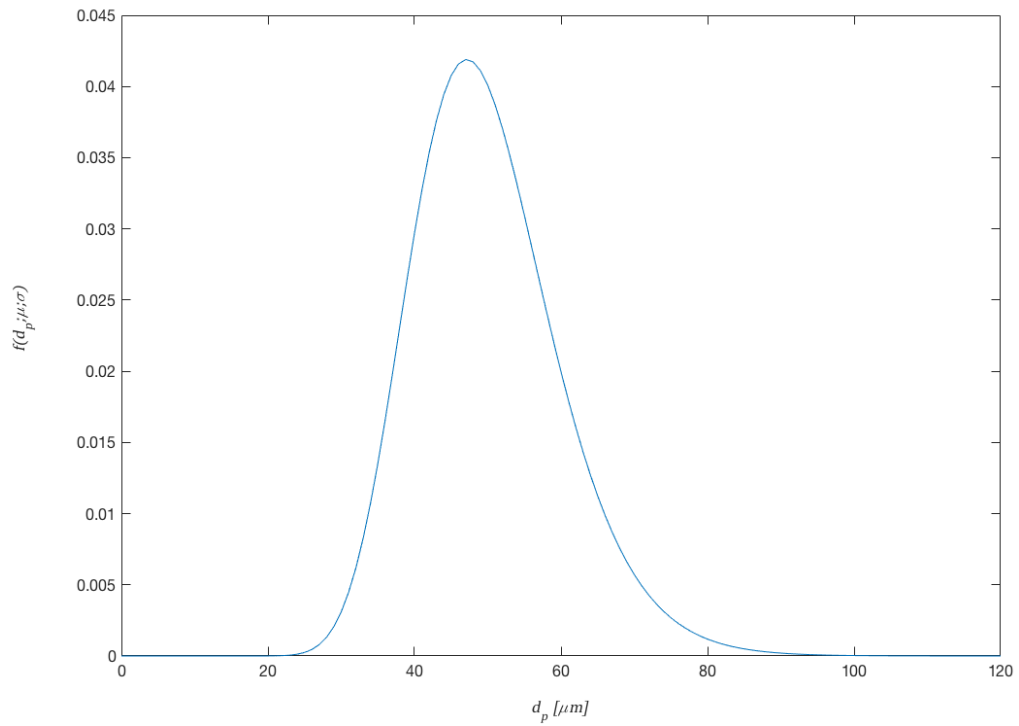


Figura 23 - Função densidade de probabilidade da distribuição log-normal para o diâmetro das partículas.

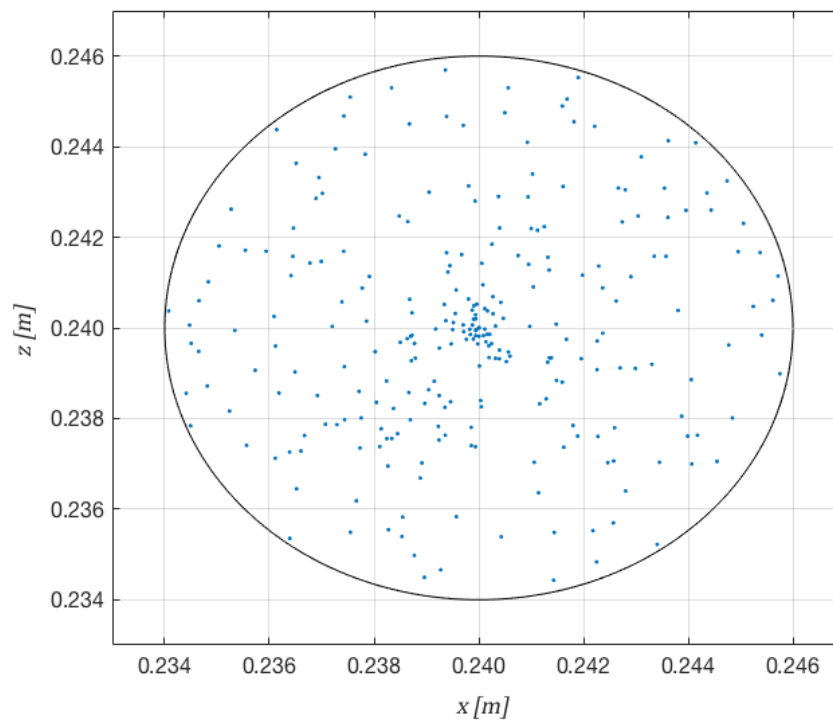


Figura 24 - Distribuição instantânea das partículas na entrada do bocal do jato.

### 5.3.1 Acoplamento de 1 via

Os primeiros testes do caso do jato gás-sólido foram realizados utilizando uma malha de 4 níveis de refinamento. Todavia, com essa configuração de malha, o escoamento do jato turbulento não foi bem representado, uma vez que, nas simulações, a transição do escoamento acontecia em uma região distante do bocal. Este fato pode-se ser observado na Figura 25, a qual exhibe a evolução temporal da componente  $v$  da velocidade, em um plano de corte no centro do domínio computacional.

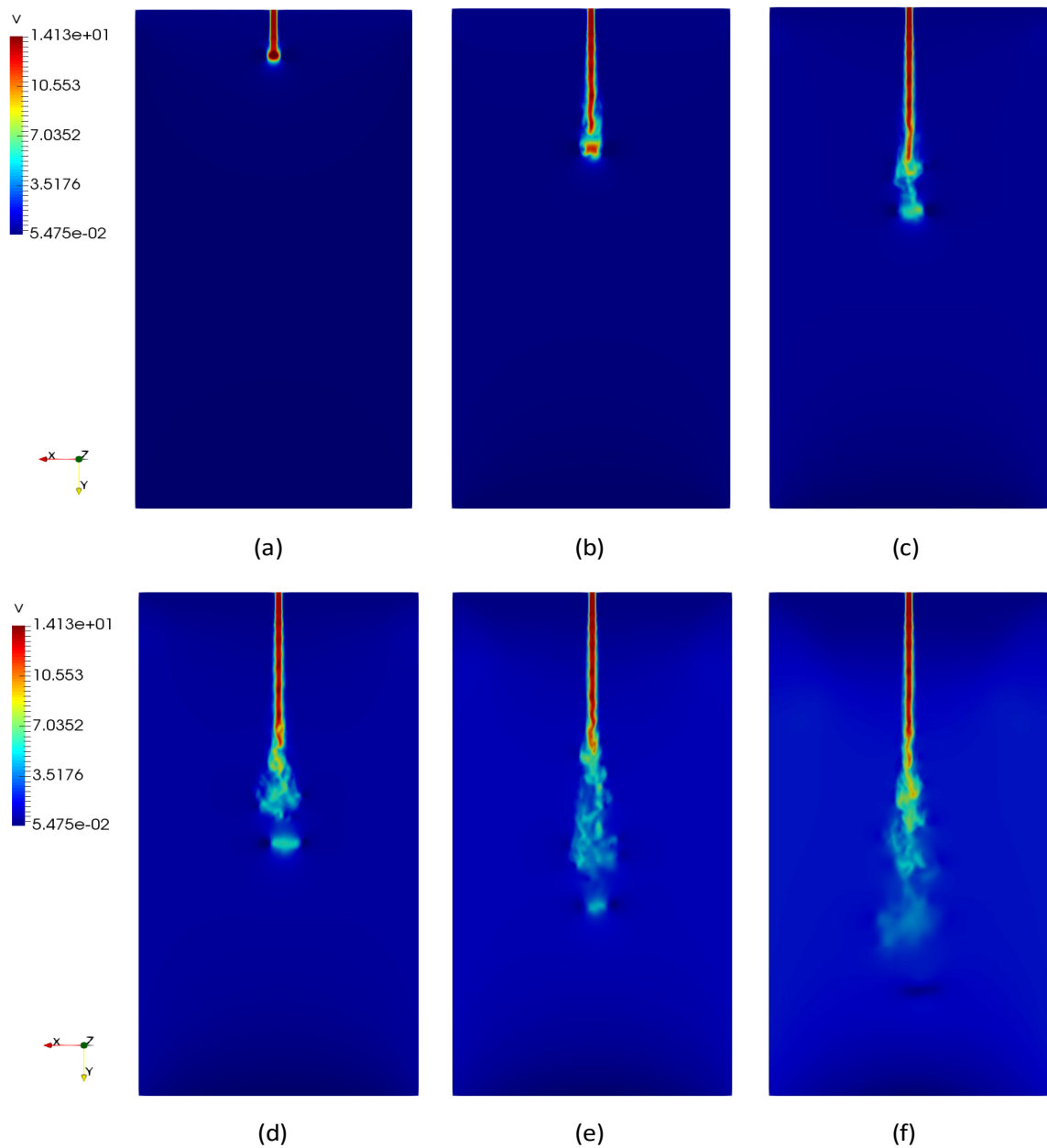


Figura 25 - Evolução temporal do jato turbulento gás-sólido com 4 níveis de refinamento e acoplamento de 1 via: (a) 0,013 s; (b) 0,042 s; (c) 0,075 s; (d) 0,11 s; (e) 0,15 s; e (f) 0,19 s.

Para confirmar que a malha com 4 níveis de refinamento não foi o suficiente para simular o jato turbulento, foi feita a análise do decaimento médio da velocidade na linha central do jato, do mesmo modo como feito para o caso do jato turbulento monofásico. Na Figura 26, estão apresentadas as curvas do decaimento obtido nesta simulação, do descrito pela Eq. (5.8), e do obtido pelo experimento de Hussein (1994).

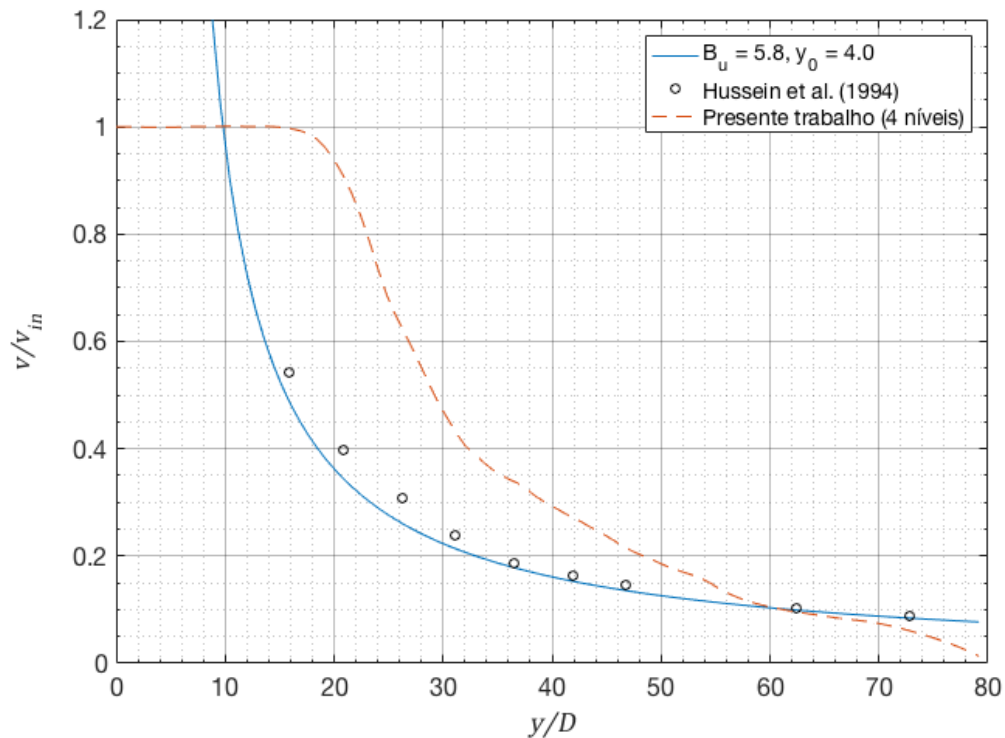


Figura 26 - Decaimento médio da componente  $v$  da velocidade na linha central do jato para a simulação utilizando 4 níveis de malha refinada.

Pode-se observar da Figura 26 que o decaimento obtido, na simulação em questão, não segue a mesma forma dos decaimentos teórico e experimental. Além disso, percebe-se que a velocidade, na direção do escoamento, na linha central do jato, permanece constante até uma posição axial maior que  $10D$ . Por fim, concluiu-se que apenas 4 níveis de refinamento foram inadequados para capturar a física do problema (turbulência). Dessa forma, com o objetivo de obter uma melhor simulação do jato turbulento e, conseqüentemente, garantir melhores resultados, optou-se em acrescentar mais um nível de refinamento na malha.

Sendo assim, a Figura 27 mostra a evolução temporal da componente  $v$  da velocidade, em um plano de corte no centro do domínio computacional do caso do jato gás-sólido utilizando uma malha com 5 níveis de refinamento.

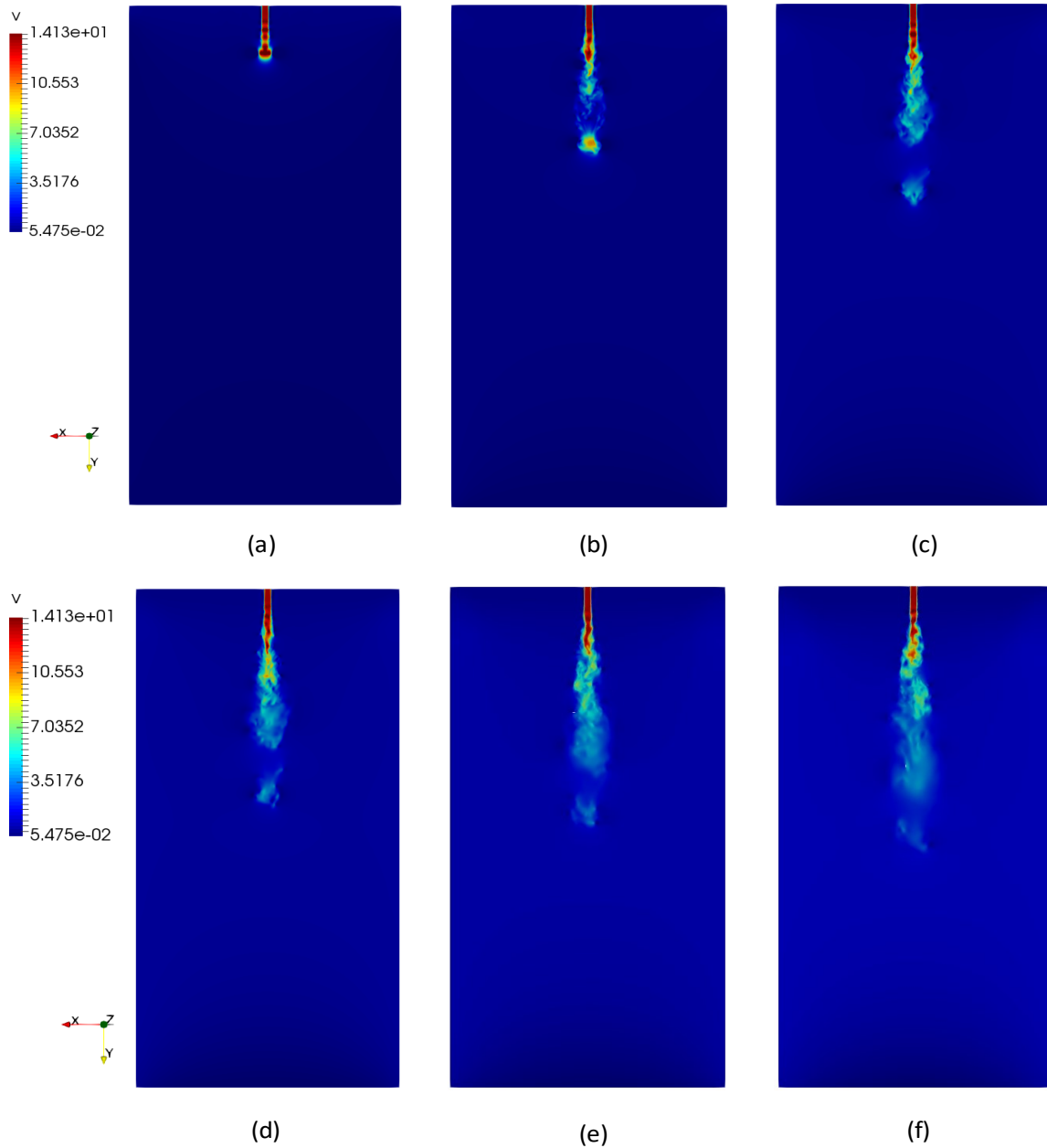


Figura 27 - Evolução temporal do jato turbulento gás-sólido com 5 níveis de refinamento e acoplamento de 1 via: (a) 0,013 s; (b) 0,042 s; (c) 0,075 s; (d) 0,090 s; (e) 0,11 s; e (f) 0,14 s.

Fazendo uma análise qualitativa, é possível observar, a partir da Figura 27, que o jato turbulento apresenta suas características bem mais definidas quando simulado com uma malha de 5 níveis de refinamento do que 4 níveis. Assim, obteve-se, também, o decaimento médio da velocidade na linha central do jato, para este caso com 5 níveis de refinamento de malha, conforme é mostrado na Figura 28. Nota-se que o decaimento obtido numericamente, utilizando esta malha, se aproxima mais dos decaimentos teórico e experimental. Porém, pode-se perceber que a curva de decaimento obtida se apresenta um pouco deslocada em relação as curvas teórica



e experimental, de forma que as velocidades, obtidas na linha central do jato, são menores do que se era esperado. Este resultado pode ser explicado pelo fato de não ter sido aplicado um ruído adequado com experimento de Decker (2008), para simular a turbulência do problema na entrada do domínio computacional.

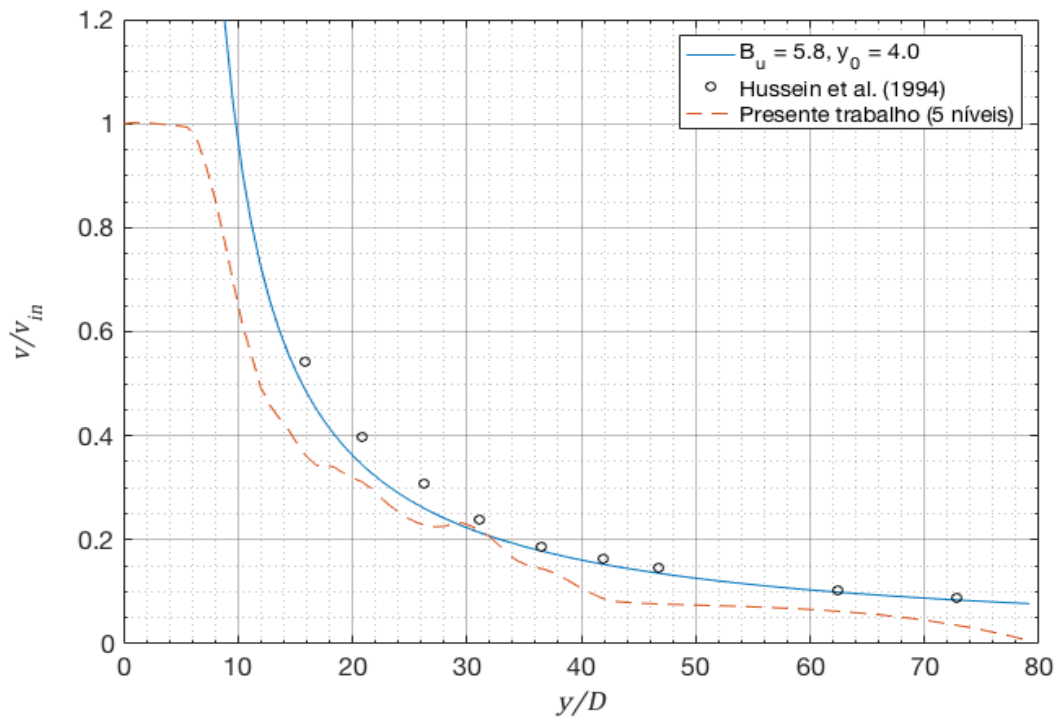
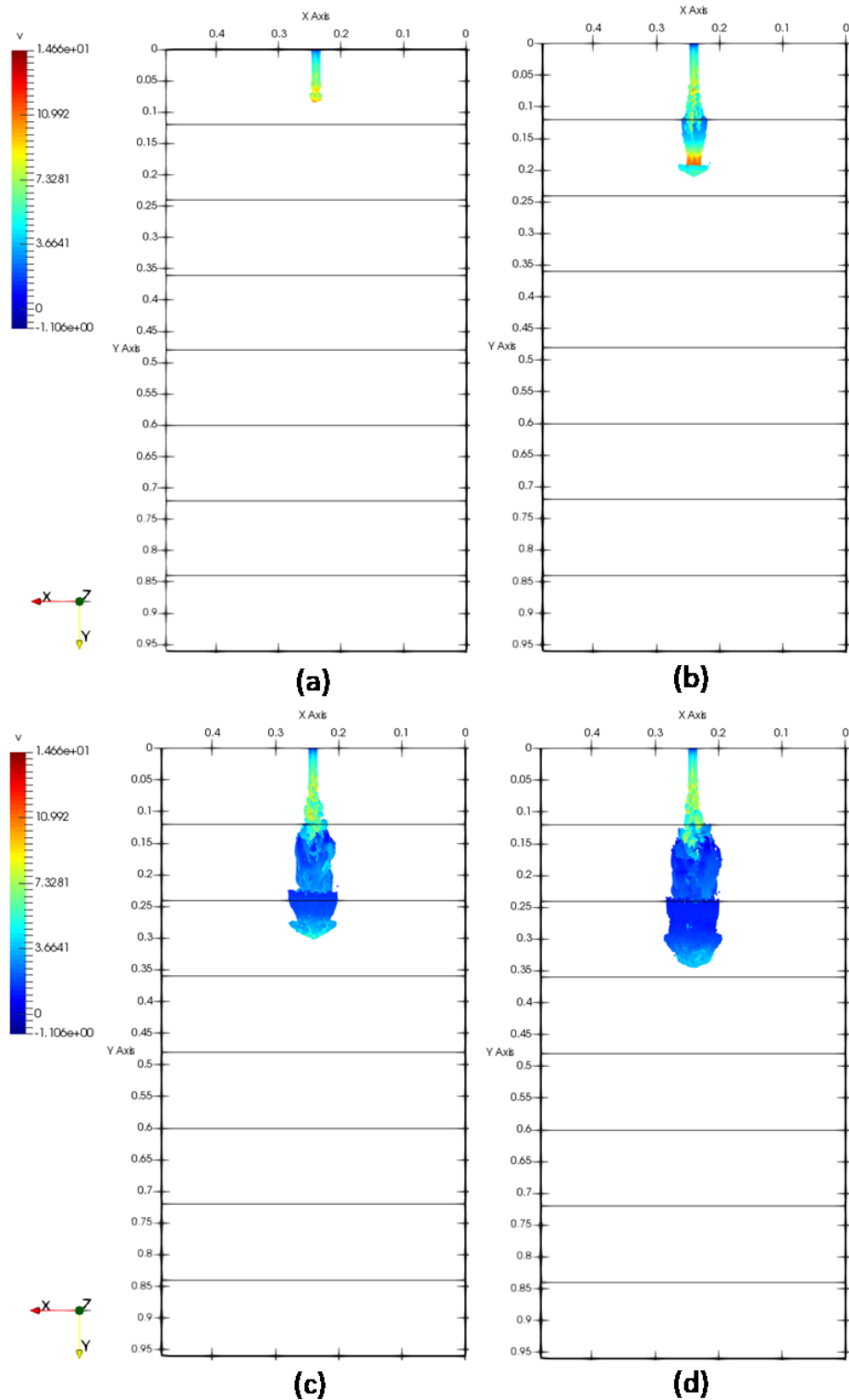


Figura 28 - Comparação do decaimento médio da componente  $v$  da velocidade na linha central do jato para a simulação utilizando 5 níveis de malha refinada.

Para a análise da fase dispersa, na Figura 29 é apresentada a evolução temporal das partículas e a velocidade das mesmas na direção do escoamento, considerando a malha de 5 níveis de refinamento. Observa-se nesta figura que, à medida em que as partículas se deslocam no meio, ocorre uma reentrada de quantidade de movimento da fase contínua na fase dispersa, em direção a linha central do jato. Dessa maneira, a fase contínua altera o movimento das partículas, e acaba atuando na direção contrária à dispersão radial da fase discreta.

Com o objetivo de comparar o escoamento da fase dispersa com a fase contínua, obteve-se os perfis radiais de velocidade média para ambas as fases. Tais curvas foram geradas para cinco posições axiais ( $10D$ ,  $12,5D$ ,  $15D$ ,  $17,5D$  e  $20D$ ), como pode ser visto na Figura 30. Desta figura, percebe-se que a fase dispersa apresenta velocidades maiores do que a fase contínua. Além disso, percebe-se que a diferença de velocidade entre as fases aumenta, à

medida que as partículas se afastam do bocal, até uma distância de  $12,5D$ , a partir da qual essa diferença começa a reduzir. Quando as partículas são injetadas no meio, elas são aceleradas tanto pelo jato como pela força gravitacional. Conforme o jato vai se desenvolvendo, a sua velocidade vai diminuindo, e desta forma, o movimento das partículas começa a sofrer influência da força de arrasto, que as fazem desacelerar.



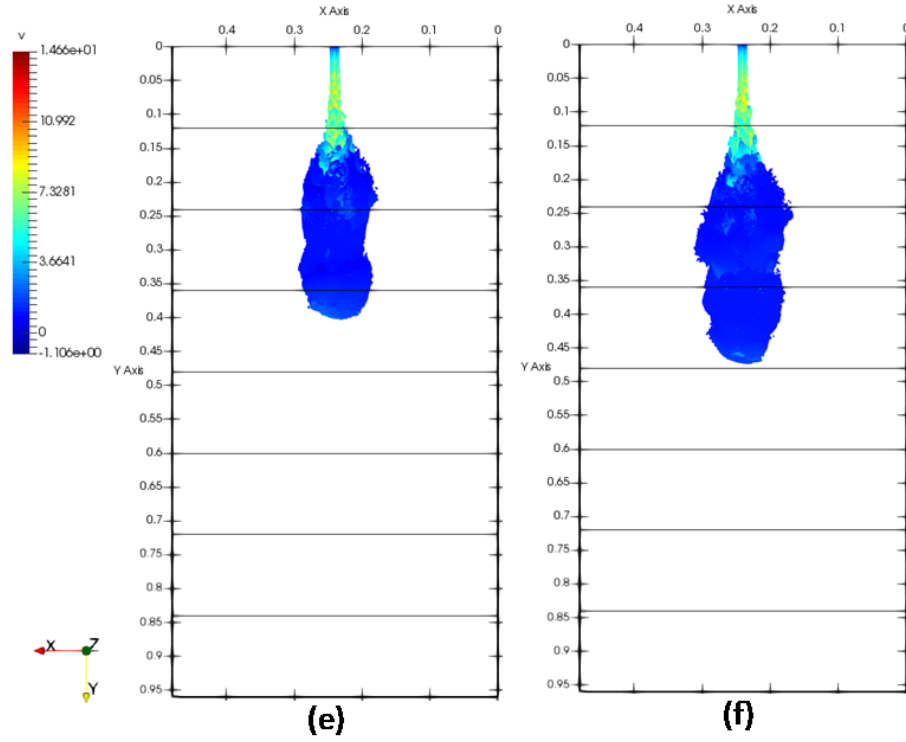
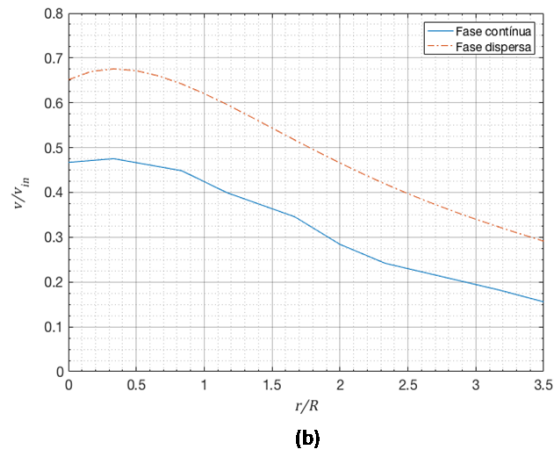
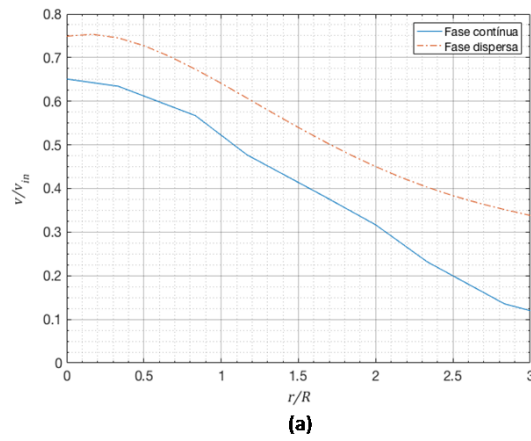


Figura 29 - Evolução temporal das partículas com 5 níveis de refinamento e acoplamento de 1 via: (a) 0,013 s; (b) 0,027 s; (c) 0,042 s; (d) 0,055 s; (e) 0,075 s; e (f) 0,14 s.



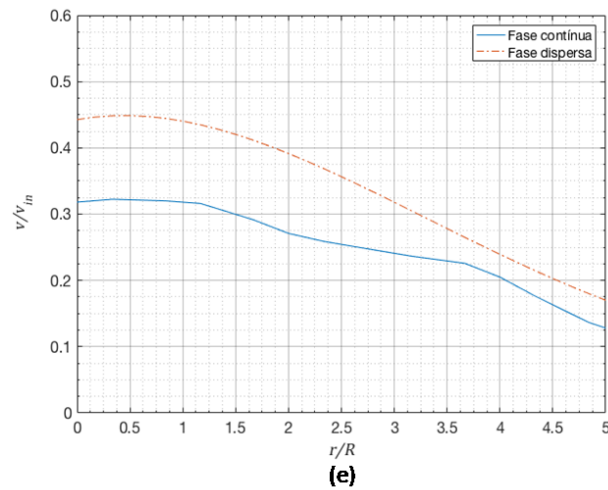
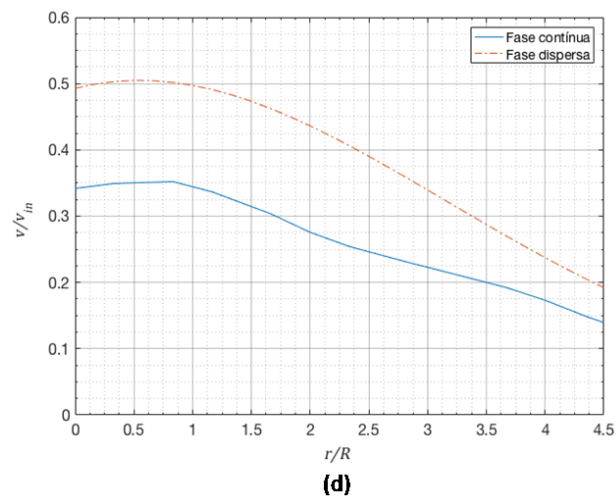
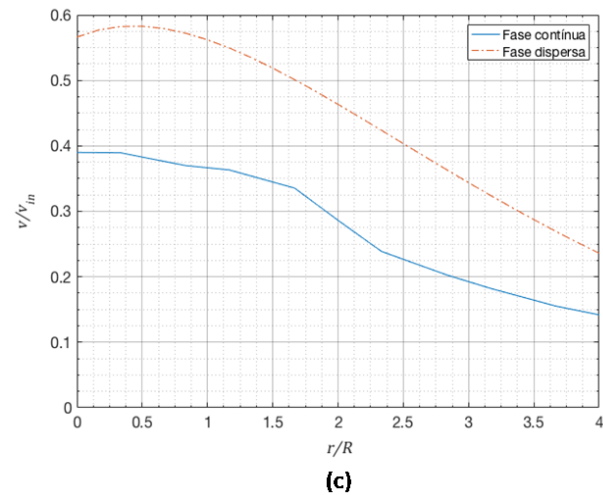


Figura 30 - Comparação dos perfis radiais de velocidade média das duas fases do escoamento para várias posições axiais (acoplamento de 1 via): (a)  $10D$ ; (b)  $12,5D$ ; (c)  $15D$ ; (d)  $17,5D$ ; e (e)  $20D$ .

A comparação com os resultados experimentais de Decker (2008) foi feita através dos perfis radiais de velocidade média da fase dispersa, e está mostrada na Figura 31. É possível

observar que os perfis obtidos da simulação divergem dos resultados experimentais, principalmente nas regiões mais próximas da linha central do jato. Um dos fatores para isso ter acontecido foram os erros encontrados na curva de decaimento da velocidade da fase contínua, ou seja, devido a turbulência do jato não ter sido bem representada na simulação. Além disso, um outro fator, que também pode ter contribuído, está relacionado ao tipo de acoplamento adotado, que será abordado na seção seguinte.

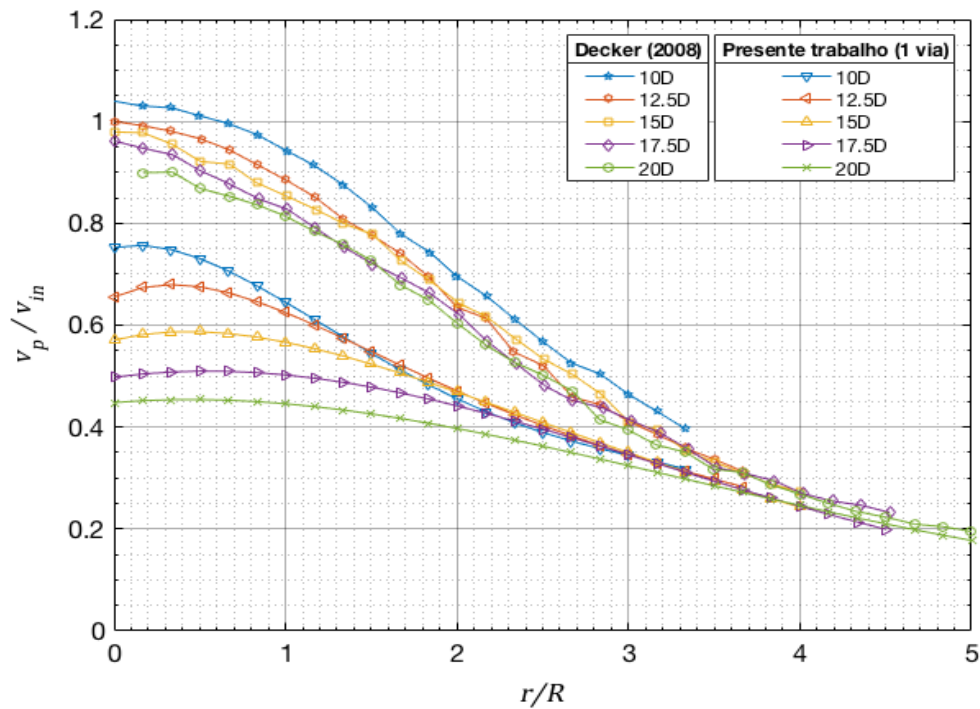


Figura 31 - Comparação dos perfis radiais de velocidade média da fase dispersa com o experimento de Decker (2008) para várias posições axiais, considerando o caso de acoplamento de 1 via.

### 5.3.2 Acoplamento de 2 vias

Além de simular o caso do jato gás-sólido considerando um acoplamento de 1 via, foi simulado também considerando um acoplamento de 2 vias, no qual o escoamento da fase contínua é influenciado pela fase dispersa. Sendo assim, foi obtido o decaimento médio da velocidade na linha central do jato e comparado com o caso de 1 via, conforme mostra a Figura 32.

Da Figura 32, percebe-se que as velocidades do fluido para o caso de 1 via e o caso de 2 vias se diferem um pouco, nas regiões entre 15D e 45D. Observando na Figura 29, tem-se uma grande concentração de partículas nessas regiões, e que por isso acabam afetando mais no

campo de escoamento da fase contínua. Ainda assim, as variações entre as velocidades dos dois casos são desprezíveis, porque as partículas são muito pequenas.

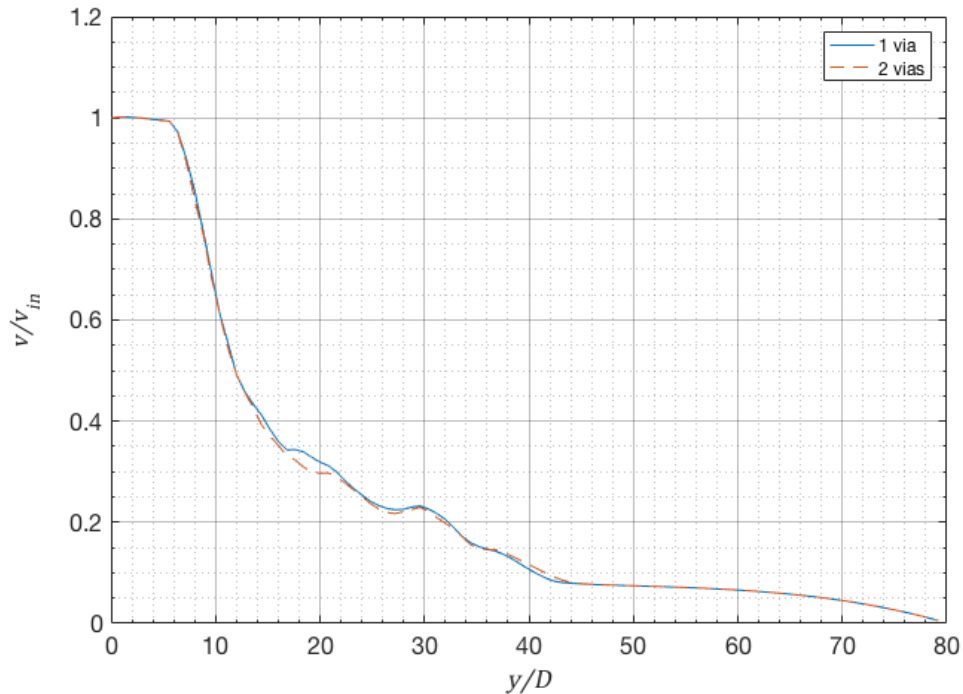


Figura 32 - Comparação do decaimento médio da componente  $v$  da velocidade na linha central do jato para as simulações com acoplamento de 1 via e 2 vias.

A comparação dos perfis radiais de velocidade média das fases para os dois casos de acoplamento, pode ser vista na Figura 33. Como observado anteriormente para a curva de decaimento, os perfis radiais de velocidade são praticamente os mesmos nas posições  $10D$  e  $12,5D$ , que correspondem as regiões com menor concentração de partículas, e são consideravelmente diferentes nas posições  $15D$ ,  $17,5D$  e  $20D$ , onde nota-se uma redução na velocidade do jato causada pela presença das partículas.

Para comparar com os resultados experimentais de Decker (2008) obteve-se a Figura 34. Nota-se que da mesma forma para o caso de 1 via, os perfis obtidos da simulação, considerando um acoplamento de 2 vias, divergem dos resultados experimentais, principalmente nas regiões mais próximas da linha central do jato. Como já mencionado, um dos fatores para isso ter ocorrido foi a falta de utilização de um ruído, além do tipo de acoplamento adotado. Uma vez que o problema abordado apresenta um carregamento mássico maior que 1 ( $\eta > 1$ ), o choque interparticular não é desprezível, e por esse motivo deveria ter sido considerado um acoplamento de 4 vias. Portanto, ao considerar as colisões entre as

partículas, os resultados seriam afetados, pois elas poderiam causar uma aceleração, ou até mesmo, uma desaceleração no movimento das partículas.

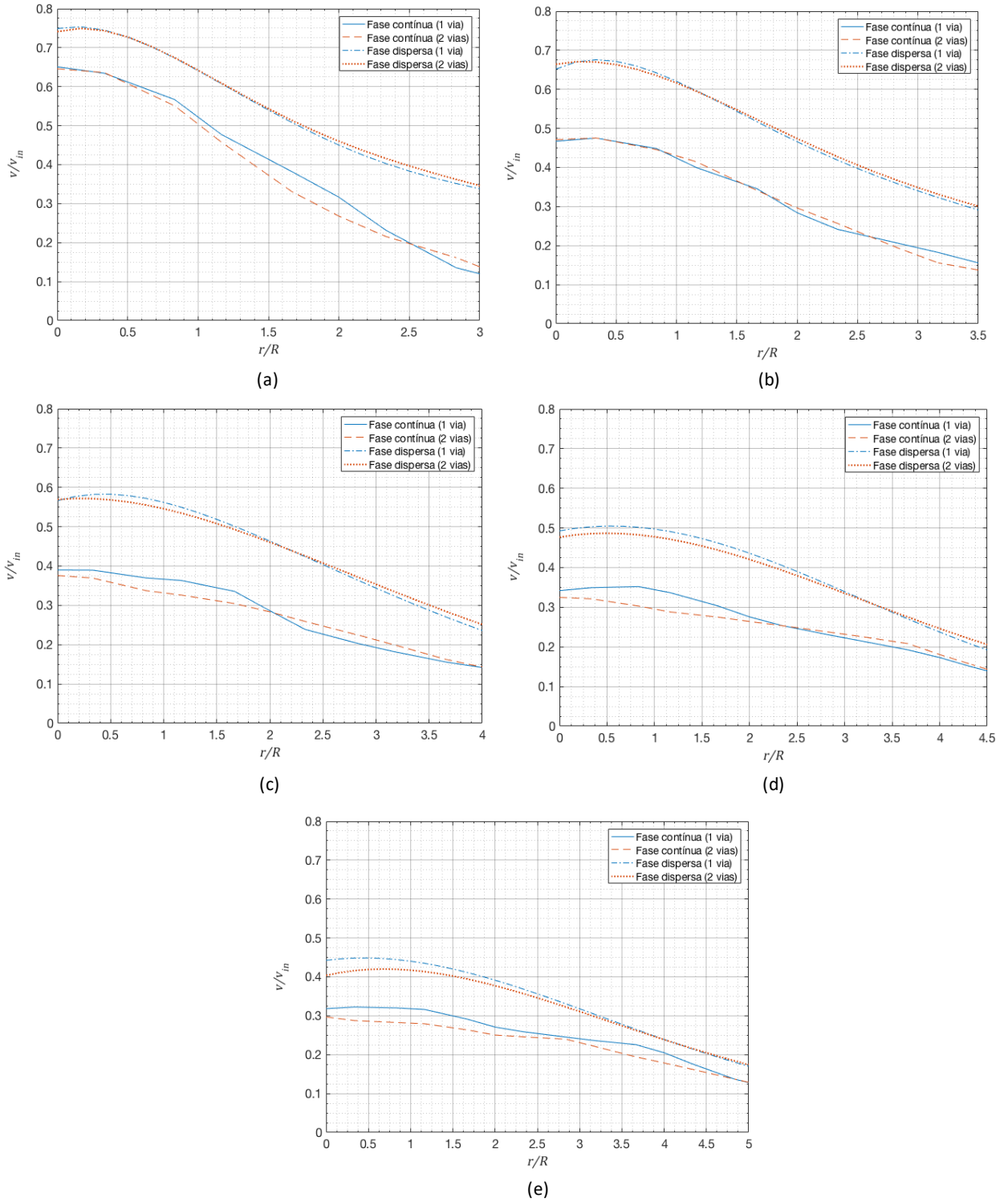


Figura 33 - Comparação dos perfis radiais de velocidade média das fases do escoamento para os dois tipos de acoplamento, em várias posições axiais: (a) 10D; (b) 12,5D; (c) 15D; (d) 17,5D; e (e) 20D.

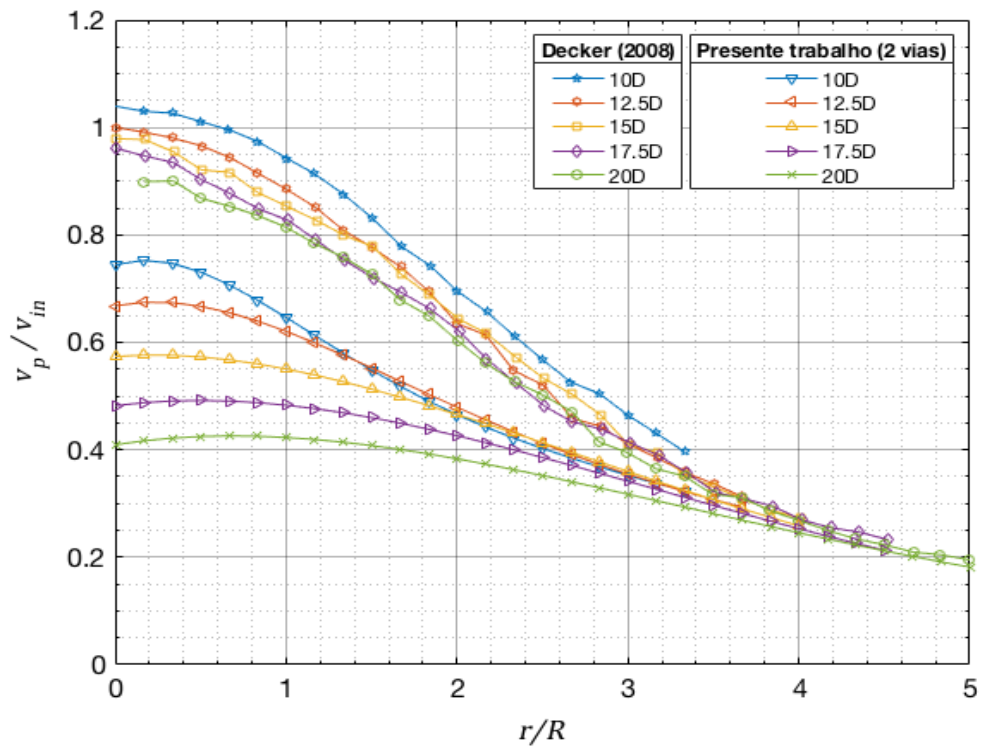


Figura 34 - Comparação dos perfis radiais de velocidade média da fase dispersa com o experimento de Decker (2008) para várias posições axiais, considerando o caso de acoplamento de 2 vias.



# CAPÍTULO VI

## CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

No presente trabalho realizou-se uma breve caracterização dos escoamentos do tipo jato e dos escoamentos gás-sólido, bem como uma descrição literária de problemas envolvendo ambos. Tratando-se de escoamentos multifásicos, o fato de ter uma outra fase no escoamento, aumenta a complexidade do problema a ser estudado. Em escoamentos compostos por bolhas, gotículas ou partículas, o modelo de fase discreta é comumente abordado na literatura para representar a fase dispersa. Sendo assim, para este trabalho, foi proposto testar, analisar o modelo de fase discreta do código MFSim, que apresenta refinamento local, para um escoamento de um jato de gás transportando partículas sólidas.

Primeiramente, o código foi avaliado para o escoamento de um jato turbulento monofásico de gás utilizando uma malha de 4 níveis de refinamento. Os resultados obtidos foram comparados com um resultado experimental, um analítico e um outro numérico. A partir disso, o código juntamente com o ruído aplicado, na entrada do domínio, se mostraram adequados para a simulação de um jato turbulento. Os resultados foram satisfatórios, porque tanto a curva de decaimento do jato na linha central, como as curvas da velocidade radial estiveram em conformidade com o que era esperado.

Em seguida, foi feita a avaliação do modelo de fase discreta no escoamento de um jato gás-sólido baseado em um experimento, analisando dois tipos de interação entre as fases (acoplamento de 1 via e acoplamento de 2 vias). Para o primeiro caso, considerando apenas a influência da fase contínua na fase dispersa, iniciaram-se os testes com uma malha de 4 níveis de refinamento. No entanto, para esta configuração de malha, os resultados não foram bons, pois a malha não foi suficiente o bastante para capturar a física do problema. Buscando contornar isso, foram feitos testes utilizando uma malha de 5 níveis de refinamento. Uma malha mais refinada melhorou os resultados, mas não foi totalmente satisfatório, visto que as comparações com os resultados do experimento de Decker (2008) não estiveram em conformidade. Uma solução para isso seria adicionar um ruído na entrada bocal. Além disso, ao analisar as influências nos resultados para os dois tipos de acoplamento estudados, notou-se que tiveram algumas diferenças, porém consideravelmente pequenas. Assim, acredita-se que

uma outra solução para melhorar os resultados seria avaliar o jato gás-sólido utilizando um acoplamento de 4 vias, para considerar os choques entre as partículas.

O presente trabalho sugere como perspectivas os seguintes encaminhamentos:

- Criar um critério de refinamento baseado na trajetória das partículas lagrangeanas.
- Fazer testes com o jato gás-sólido acrescentando ruído na entrada do domínio computacional.
- Implementar a colisão entre as partículas, para considerar os efeitos de um acoplamento de 4 vias.

## CAPÍTULO VII

### REFÊRENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAMOVICH, G. N. **The theory of turbulent jets**. Cambridge: M.I.T. Press, 1963.

APTE, S. V. et al. Large-eddy simulation of swirling particle-laden flows in a coaxial-jet combustor. **International Journal Of Multiphase Flow**, [s.l.], v. 29, n. 8, p.1311-1331, ago. 2003. Elsevier BV.

Barlow R.; Frank J. **Piloted CH<sub>4</sub>/Air Flames C, D, E, and F – Release 2.1**, Sandia National Laboratories. 2007. Disponível em: <<http://www.ca.sandia.gov/TNF>>.

BARAKOS, G.; MITSOULIS, E.; ASSIMACOPOULOS, D. Natural convection flow in a square cavity revisited: Laminar and turbulent models with wall functions. **International Journal For Numerical Methods In Fluids**, [s.l.], v. 18, n. 7, p.695-719, 15 abr. 1994. Wiley-Blackwell.

BASTOS, J. S. C. **Análise Experimental e Numérica de um Jato de Dispersão Gás-sólido**. 2009. 203 f. Tese (Doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2009.

BOERSMA, B. J.; BRETHOUWER, G.; NIEUWSTADT, F. T. M. A numerical investigation on the effect of the inflow conditions on the self-similar region of a round jet. **Physics Of Fluids**, [s.l.], v. 10, n. 4, p.899-909, abr. 1998. AIP Publishing.

BOGUSLAWSKI, L.; POPIEL, C. O. Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region. **Journal Of Fluid Mechanics**, [s.l.], v. 90, n. 03, p.531-539, fev. 1979. Cambridge University Press (CUP).

BUSS, L. **Análise do escoamento confinado em jato coaxial por experimentação numérica e física**. 2012. 168 f. Dissertação (Mestrado) – Curso de Engenharia Química, Centro de Ciências Tecnológicas, Universidade Regional de Blumenau, Blumenau, 2012.

CALEGARI, P. C. **Simulação Computacional de escoamentos reativos com baixo número de Mach aplicando técnicas de refinamento adaptativo de malha**. 2012. 124 f.

Tese (Doutorado) – Instituto de Matemática e Estatística, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2012.

CHEN, C. P.; WOOD, p.E. Turbulence closure modeling of the dilute gas-particle axisymmetric jet. **Aiche Journal**, [s.l.], v. 32, n. 1, p.163-166, jan. 1986. Wiley-Blackwell.

CLIFT, R.; GRACE, J.R.; Weber, M.E. **Bubbles, Drops and Particles**. San Diego: Academic Press, 1978.

CROW, S. C.; CHAMPAGNE, F. H. Orderly structure in jet turbulence. **Journal Of Fluid Mechanics**, [s.l.], v. 48, n. 03, p.547-591, ago. 1971. Cambridge University Press (CUP).

CROWE, C. T. **Gas-solid flows**. A-to-Z Guide to Thermodynamics, Heat & Mass Transfer, and Fluids Engineering. 2010. Disponível em: <<http://thermopedia.com/content/42/>>. Acesso em: 11 de maio de 2017.

CROWE, C. T. et al. **Multiphase Flow Handbook**. 1. ed. Boca Raton: CRC Press, 2006. 1156p.

CROWE, C. T. et al. **Multiphase Flows with Droplets and Particles**. 2. ed. Boca Raton: CRC Press, 2012. 505p.

DANON, H.; WOLFSHTEIN, M.; HETSRONI, G.. Numerical calculations of two-phase turbulent round jet. **International Journal Of Multiphase Flow**, [s.l.], v. 3, n. 3, p.223-234, mar. 1977. Elsevier BV.

DECKER, R. K. **Análise de Estruturas Coerentes de Larga Escala em Jatos de Dispersão Bifásicos**. 2008. 144 f. Tese (Doutorado) – Curso de Engenharia Química, Faculdade de Engenharia Química, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2008.

DE VAHL DAVIS, G. Natural convection of air in a square cavity: A bench mark numerical solution. **International Journal For Numerical Methods In Fluids**, [s.l.], v. 3, n. 3, p.249-264, maio 1983. Wiley-Blackwell.

DUARTE, C. A. R. **Simulation of a New Pipe Design for Erosion Reduction in Curves**. PhD thesis, Universidade Federal de Uberlândia, 2017.

FUSEGI, T. et al. A numerical study of three-dimensional natural convection in a differentially heated cubical enclosure. **International Journal Of Heat And Mass Transfer**, [s.l.], v. 34, n. 6, p.1543-1557, jun. 1991. Elsevier BV.

GERMANO, M. et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. **Physics Of Fluids A: Fluid Dynamics**, [s.l.], v. 3, n. 7, p.1760-1765, jul. 1991. AIP Publishing.

GILLANDT, I. et al. Simultaneous measurement of continuous and dispersed phase in a two phase jet flow. **Flow Measurement And Instrumentation**, [s.l.], v. 8, n. 3-4, p.199-206, abr. 1998. Elsevier BV.

GOLDSTEIN, R.; BEHBAHANI, A. Impingement of a circular jet with and without cross flow. **International Journal Of Heat And Mass Transfer**, [s.l.], v. 25, n. 9, p.1377-1382, set. 1982. Elsevier BV.

HAN, K. S.; CHUNG, M. K.. Numerical Simulation of Two-Phase Gas-Particle Jet in a Crossflow. **Aerosol Science And Technology**, [s.l.], v. 16, n. 2, p.126-139, jan. 1992. Informa UK Limited.

HANSON, T. D. **A Hash Table for C Structures**. Acesso em 20 de junho de 2017. Disponível em: <<http://troydhanson.github.io/uthash/>>.

HEDMAN, P. O.; SMOOT, L. D. Particle-gas dispersion effects in confined coaxial jets. **Aiche Journal**, [s.l.], v. 21, n. 2, p.372-379, mar. 1975. Wiley-Blackwell.

HUSSEIN, H. J.; CAPP, S. P.; GEORGE, W. K. Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. **Journal Of Fluid Mechanics**, [s.l.], v. 258, n. -1, p.31-75, jan. 1994. Cambridge University Press (CUP).

JIANG, X.; LAI, C. H. **Numerical Techniques for Direct and Large-Eddy Simulations**. Boca Raton: CRC Press, 2009. 276 p.

LARI, K. et al. Combined heat transfer of radiation and natural convection in a square cavity containing participating gases. **International Journal Of Heat And Mass Transfer**, [s.l.], v. 54, n. 23-24, p.5087-5099, nov. 2011. Elsevier BV.

LILLY, D. K. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. **Physics Of Fluids A: Fluid Dynamics**, [s.l.], v. 4, n. 3, p.633-635, mar. 1992. AIP Publishing.

LIMA, L. E. M. **Análise Numérica de Jatos Coaxiais Turbulentos**. 2007. 190 f. Dissertação (Mestrado) – INPE, São José dos Campos, 2007.

LUO, K.; FAN, J.; CEN, K. Modulations on turbulent characteristics by dispersed particles in gas–solid jets. **Proceedings Of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, [s.l.], v. 461, n. 2062, p.3279-3295, 26 ago. 2005. The Royal Society.

MARKATOS, N. C.; PERICLEOUS, K. A. Laminar and turbulent natural convection in an enclosed cavity. **International Journal Of Heat And Mass Transfer**, [s.l.], v. 27, n. 5, p.755-772, maio 1984. Elsevier BV.

MELO, R. R. S. **Modelagem e Simulação de Escoamentos Turbulentos com Efeitos Térmicos, Utilizando a Metodologia da Fronteira imersa e Malha Adaptativa**, 2017. 193 f. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

MICHAELIDES, E. E. **Particles, Bubbles, and Drops: Their motion, heat and mass transfer**. Singapore, Hackensack: World Scientific, 2006.

MOREIRA, L. Q. **Simulação de Grandes Escalas de Jatos Periódicos Temporais Utilizando a Metodologia Pseudo-Espectral de Fourier**. 2007. 100 f. Dissertação (Mestrado) – Curso de Engenharia Mecânica, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2007.

MOREIRA, L. Q. **Modelagem Matemática de Jatos em Desenvolvimento Espacial Usando a Metodologia Pseudoespectral de Fourier**. 2011. 191 f. Tese (Doutorado) – Curso de Engenharia Mecânica, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2011.

OGATA, K.; FUNATSU, K.; TOMITA, Y. Experimental investigation of a free falling powder jet and the air entrainment. **Powder Technology**, [s.l.], v. 115, n. 1, p.90-95, mar. 2001. Elsevier BV.

PANCHAPAKESAN, N. R.; LUMLEY, J. L. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 2. Helium jet. **Journal Of Fluid Mechanics**, [s.l.], v. 246, n. -1, p.225-247, jan. 1993. Cambridge University Press (CUP).

POPE, S. B. **Turbulent Flows**. Cambridge University Press, 2000. 749 p.

PREVOST, F. et al. Measurements of fluid/particle correlated motion in the far field of an axisymmetric jet. **International Journal Of Multiphase Flow**, [s.l.], v. 22, n. 4, p.685-701, ago. 1996. Elsevier BV.

SAKAKIBARA, J.; WICKER, R.b.; EATON, J.k.. Measurements of the particle-fluid velocity correlation and the extra dissipation in a round jet. **International Journal Of Multiphase Flow**, [s.l.], v. 22, n. 5, p.863-881, set. 1996. Elsevier BV.

SCHILLER, L.; NAUMANN, Z. **A drag coefficient correlation**. *Z.Ver.Deutsch.Ing*, v. 77, n. 13-14, p. 318–320, 1935. ISSN 00179310.

SHAKIBAEINIA, A.; JIN, Y. Lagrangian multiphase modeling of sand discharge into still water. **Advances In Water Resources**, [s.l.], v. 48, p.55-67, nov. 2012. Elsevier BV.

SILVA, R. P. **Desenvolvimento, Implementação e Validação de uma Estrutura de Dados para Transporte Euleriano-Lagrangeano e Aplicações em escoamentos Bifásicos Usando Refinamento Adaptativo de Malha**. 2016. 130 f. Tese (Doutorado) – Curso de Engenharia Mecânica, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2016.

SILVEIRA NETO, A.; MANSUR, S. S.; SILVESTRINI, J. H. Equações da turbulência: média versus filtragem. **III Escola Brasileira de Transição e Turbulência - ETT**, 2002, Florianópolis. Anais da III Escola Brasileira de Transição e Turbulência. p.1-7.

SILVEIRA NETO, A. **Turbulência nos Fluidos Aplicada**. Apostila utilizada na disciplina de turbulência nos fluidos na Universidade Federal de Uberlândia, 2015. 150 p.

SMAGORINSKY, J. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. **Monthly Weather Review**, [s.l.], v. 91, n. 3, p.99-164, mar. 1963. American Meteorological Society.

SMIRNOV, A.; SHI, S.; CELIK, I. Random Flow Generation Technique for Large Eddy Simulations and Particle-Dynamics Modeling. **Journal Of Fluids Engineering**, [s.l.], v. 123, n. 2, p.359-371, 2001. ASME International.

SOUZA, A. M. **Análise Numérica da Transição à Turbulência em escoamentos de Jatos Circulares Livres**. 2005. 183 f. Tese (Doutorado) – Curso de Engenharia Mecânica, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2005.

- TIAN, Z. F. et al. Numerical simulation and validation of gas-particle rectangular jets in crossflow. **Computers & Chemical Engineering**, [s.l.], v. 35, n. 4, p.595-605, abr. 2011.
- TSUJI, Y. et al. Measurement of an axisymmetric jet laden with coarse particles. **International Journal Of Multiphase Flow**, [s.l.], v. 14, n. 5, p.565-574, set. 1988. Elsevier BV.
- UCHIYAMA, T.; FUKASE, A. Three-dimensional vortex simulation of particle-laden air jet. **Chemical Engineering Science**, [s.l.], v. 61, n. 6, p.1767-1778, mar. 2006. Elsevier BV.
- UTHUPPAN, J. et al. Particle dispersion in a transitional axisymmetric jet - A numerical simulation. **Aiaa Journal**, [s.l.], v. 32, n. 10, p.2004-2014, out. 1994. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA).
- UTZIG, J. **Dinâmica das Partículas em Leito Fluidizado Circulante** 2016. 322 f. Tese de doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, Brasil.
- VALLE, K. N. F. **Métodos Numéricos de Euler e Runge-Kutta**. [s.l.], 2012. 40 p.
- VAN DYKE, Milton. **An Album of Fluid Motion**. 14. ed. Stanford, California: Parabolic Press, Inc., 1982. 176 p.
- VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The finite volume method**. 2. ed. Harlow: Pearson Prentice Hall, 2007. 503 p.
- VILLAR, M. M., 2007, **Análise Numérica Detalhada de Escoamentos Multifásicos Bidimensionais**. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.
- WHITE, F. M. **Viscous Fluid Flow**. McGraw-Hill, 1991.
- WILCOX, D. C. **Turbulence Modeling for CFD**. 3. ed. La Cañada: DCW Industries, Inc., 2006.
- ZAMAN, K. B. M. Q.; HUSSAIN, A. K. M. F. Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response. **Journal Of Fluid Mechanics**, [s.l.], v. 101, n. 03, p.449-491, dez. 1980. Cambridge University Press (CUP).
- ZHOU, H.; MO, G.; CEN, K. Numerical investigation of a gas–solid turbulent jet flow with Reynolds number of 4500 using lattice Boltzmann method. **Applied Mathematical Modelling**, [s.l.], v. 40, n. 1, p.565-577, jan. 2016. Elsevier BV.