# UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL ESCOLA DE ENGENHARIA - CURSO DE ENGENHARIA MECÂNICA TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

# ESTUDO NUMÉRICO DA HIDRODINÂMICA DE LEITOS FLUIDIZADOS EMPREGANDO MODELO EULER-EULER por

Fabrício Luiz Beckenkamp

Monografia apresentada ao Departamento de Engenharia Mecânica da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Engenheiro Mecânico.

Porto Alegre, maio de 2021

# DADOS INTERNACIONAIS DE CATALOGAÇÃO

Sobrenome, Nome do Autor, ano de nascimento-Título principal: subtítulo / Nome e sobrenome do autor. Ano de conclusão. n. de f. : il. color. ("Ilustrado" e "colorido" abreviado. Considere ilustrado se contiver ilustrações relevantes. Tabelas contendo apenas palavras e/ou números não são consideradas ilustrações. Caso não seja ilustrado ou esta seja em preto e branco, não mencionar; exemplos: "n. de f. ; altura..." ou "n. de f. : il. ; altura...") ; altura da encadernação ou das folhas em cm (arredondando as frações para cima) Orientador: Xxxxx Xxxxx xx Xxxxx. (Apesar do AACR2 não destacar esta informação, a prática o registra)

Trabalho de conclusão de curso (graduação) – Universidade Xxxxx Xxxxx, Curso de Xxxxxxxxx, ano de conclusão. Fabrício Luiz Beckenkamp

# ESTUDO NUMÉRICO DA HIDRODINÂMICA DE LEITOS FLUIDIZADOS EMPREGANDO MODELO EULER-EULER

# ESTA MONOGRAFIA FOI JULGADA ADEQUADA COMO PARTE DOS REQUISITOS PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE **ENGENHEIRO MECÂNICO** APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELA BANCA EXAMINADORA DO CURSO DE ENGENHARIA MECÂNICA

Prof. Mario Roland Sobczyk Sobrinho Coordenador(a) do Curso de Engenharia Mecânica

Escolher uma das áreas de concentração: Energia e Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof./Prof<sup>a</sup>. Guilherme Henrique Fiorot

Comissão de Avaliação:

Prof./Prof<sup>a</sup>. Bardo E. Joseff Bodmann

Prof./Prof<sup>a</sup>. Fernando Marcelo Pereira

Prof./Prof<sup>a</sup>. Paulo Smith Schneider

Porto Alegre, maio de 2021

# DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho a todos os que me ajudaram ao longo desta caminhada, em especial, minha mãe e irmão.

Não podemos resolver nossos problemas com o mesmo pensamento que tínhamos quando os criamos.

Albert Einstein

# UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL ESCOLA DE ENGENHARIA - CURSO DE ENGENHARIA MECÂNICA TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO – 2021

# ESTUDO NUMÉRICO DA HIDRODINÂMICA DE LEITOS FLUIDIZADOS EMPREGANDO MODELO EULER-EULER

## Fabrício Luiz Beckenkamp

fabriciobeckenkamp@gmail.com

**Resumo.** Este trabalho possui como objetivo maior o desenvolvimento de simulações computacionais de um leito fluidizado do tipo borbulhante utilizando o software OpenFOAM<sup>®</sup>, para análise do comportamento hidrodinâmico da fase sólida. Simulações computacionais de fluidização possuem grande importância na caracterização deste fenômeno pois diminuem a instrumentação intrusiva, decorrente do processo experimental, assim como reduzem o trabalho laboratorial necessário para o desenvolvimento de projetos. Este estudo numérico da fluidização recorre à teoria cinética de escoamentos granulares, fundamentada em uma abordagem Euler-Euler, onde tanto a fase sólida como a fluida são tratadas como domínios contínuos. Neste trabalho foram avaliadas condições que reproduzem experimentos e simulações de Loha et al. (2014) e Jung et al. (2005) e, posteriormente, desenvolveu-se uma análise para encontrar o instante de tempo em que o regime se torna estatisticamente permanente. Durante a replicação dos resultados, observou-se uma solução satisfatória por parte do solver multiphaseEulerFoam, presente no OpenFOAM<sup>®</sup>, em comparação aos resultados experimentais. Também se encontrou um nítido rearranjo na distribuição da fração volumétrica, mediante a variação da vazão, apontando para uma possível mudança de comportamento estatístico característico das flutuações do leito borbulhante.

Palavras-chave: leito fluidizado, multiphaseEulerFoam, OpenFoam, simulação numérica

## Numerical study of hydrodynamics of fluidized beds using Euler-Euler model

Abstract. This work has as the main objective the development of computational simulations of a bubbling fluidized bed using the OpenFOAM® software, to analyze the hydrodynamic behavior of the solid phase. Computational fluidization simulations are of fundamental importance in the characterization of this phenomenon because they reduce the intrusive instrumentation, resulting from the experimental process, as well as reduce the laboratory work necessary for the development of projects. This numerical study of fluidization uses the kinetic theory of granular flows, based on Euler-Euler approach, where both the solid and fluid phases are treated as continuous domains. In this work, conditions that reproduce experiments and simulations by Loha et al. (2014) and Jung et al. (2005) and, subsequently, an analysis was developed to find the instant of time when the regime becomes statistically permanent. During the replication of the results, a satisfactory solution was observed by the multiphaseEulerFoam solver, present in OpenFOAM® compared to experimental results. A clear rearrangement was also found in the distribution of the volumetric fraction, by varying the flow, pointing to a possible change in the statistical behavior characteristic of fluctuations in the bubbling bed.

Keywords: fluidized bed, multiphaseEulerFoam, OpenFoam, numerical simulation

# 1. INTRODUÇÃO

A fluidização é um processo no qual um leito onde reside um material granular se comporta como fluido por meio da suspensão através de um fluido, seja ele gás ou líquido. Este comportamento acontece devido ao percurso escoamento por entre os sólidos que se encontram em repouso.

A utilização de leitos que estão sob fluidização possuem diversas aplicabilidades como reações sólido-fluido, secagem, revestimento, transporte de matéria prima e a adsorção de sólidos. A utilização deste processo está diretamente ligada a eventos onde há necessidade de se promover altos níveis de contato entre as partículas e a necessidade de homogeneidade nas condições de operação. Como efeito desta mistura entre sólido e fluido, atinge-se altas taxas de transferência de calor e massa entre as fases com uniformidade no perfil de temperaturas (Kunii & Levespiel, 1991). Apesar disso, determinados aspectos apresentam desvantagens na aplicação deste processo. A grande abrasão advinda das diversas colisões entre as partículas e o meio gera um resíduo de grande refinamento e que pode ser carregado por transporte pneumático do fluido. Assim, uma perda de massa pode ser observada no sistema. Também é possível observar o surgimento de cargas eletrostáticas nas partículas devido às colisões, o que gera adesão de material ao equipamento (Cross, 1987)

Uma característica dinâmica de interesse é a de que os leitos fluidizados apresentam similaridade com um líquido em fervura vigorosa. No momento em que a força exercida pelo fluido sob as partículas se equivaler à força gravitacional, o leito estará sob um estado de fluidização mínima e iniciará uma reorganização estrutural seguindo o princípio da energia mínima (Gidaspow, 1994). O aumento da vazão do escoamento, acima daquela para a fluidização mínima, resultará em uma expansão progressiva e suave do sistema. Após esta etapa, a mistura sólido-fluido iniciará um comportamento como a de um fluido e apresentará grandes instabilidades, com a presença de bolhas e canais, configurando-se assim como um leito borbulhante. Normalmente, sistemas como estes apresentam comportamentos diferentes de acordo com a densidade, tamanho e forma da partícula encontrada no leito, além da vazão do escoamento conforme ilustra Figura 1. Em casos nos quais há um grande aumento no fluxo incidente sobre o leito, os sólidos serão carregados para fora do sistema junto do gás, entrando assim em estado de transporte pneumático (Kunii & Levespiel, 1991).



Figura 1 – Formas da fluidização de um leito (Kunii & Levespiel, 1991).

A modelagem desses leitos é apresentada na literatura desde o início dos anos sessenta a partir de Jackson (1963), Collins (1965) e Stewart (1968). Entretanto, devido à complexidade do conjunto das equações que norteavam as soluções, novas tecnologias que utilizavam este processo foram desenvolvidas com fortes vertentes empíricas. No início dos anos noventa, diversas abordagens numéricas foram propostas para a formulação de modelos de turbulência e predição do comportamento de bolhas. Trabalhos como os apresentados por Gidaspow (1994) e O'Brien (1989) possuíram grande importância neste cenário.

Simulações computacionais de fluidização possuem importância fundamental na caracterização deste fenômeno pois diminuem a instrumentação intrusiva, decorrente do processo experimental, assim como reduzem o trabalho laboratorial necessário para o desenvolvimento de projetos. Durante esta abordagem, primeiramente é necessário que haja uma investigação das propriedades hidrodinâmicas básicas do leito para entendimento físico do problema. Após isso, há a possibilidade de modelar-se com precisão o acoplamento hidrodinâmico entre fluido e sólido em geometria complexas.

Assim posto, o objetivo deste trabalho consiste no desenvolvimento de uma simulação computacional de um escoamento bifásico gás-sólido na configuração de leito fluidizado borbulhante para avaliação do comportamento hidrodinâmico do conjunto particulado contido no leito. Este estudo numérico recorre à teoria cinética de escoamento granulares, fundamentada em uma abordagem Euleriana, onde tanto a fase sólida como a fluida são tratadas como domínios contínuos. A partir da metodologia aplicada, haverá a replicação computacional do problema apresentado na literatura por Jung et al. (2005), que possui resultados de medição experimental, e comparação com os resultados das simulações apresentadas por Loha et al. (2014). Com isso, buscou-se a comparação de resultados para validação da modelagem a partir do solver *multiphaseEulerFoam* presente no *software* OpenFOAM®.

Com este embasamento, se realizará uma análise estatística com variação da vazão incidente no sistema. Isto servirá como base para análise do comportamento da fração volumétrica da fase sólida, característica diretamente ligada ao comportamento das bolhas no sistema. Esta análise permitirá a exploração de parâmetros construtivos dos leitos fluidizados e sua influência direta sobre o escoamento visando aplicações futuras. Além disso, pretende-se compreender sobre os parâmetros hidrodinâmicos básicos encontrados em escoamentos multifásicos que são utilizados em instalações industriais, uma vez que ainda é um campo com grande potencial a ser explorado.

### 2. FUNDAMENTAÇÃO

A modelagem computacional para solução de problemas envolvendo mecânica de fluidos (CFD), através do método de volumes finitos (MVF), é amplamente utilizada nas mais diversas áreas da engenharia.

Em simulações CFD de fluxo multifásico gás-sólido, uma abordagem Euler-Euler, no qual ambos os componentes são matematicamente tratados como contínuos e interpenetrantes, é amplamente utilizada. Nesta perspectiva, as equações descrevem as propriedades médias de ambas as fases, o que requer um menor custo computacional quando comparado com uma abordagem Euler-Lagrangiana. Neste modelo bifásico Euler-Euler, a fase sólida é tratada como um contínuo e, portanto, a viscosidade e pressão do particulado são necessárias para a solução do problema. Para simular as propriedades de fluxo de um sólido, utiliza-se a teoria cinética de fluxo granular (*Kinetic Theory of Granular Flow* – KTGF), amplamente aceita como um modelo constitutivo essencial (Gidaspow, 1994)

O KTGF é baseado na teoria de gases densos, não uniformes, descrita por Chapman & Cowling (1961). Esta teoria se baseia na energia de flutuação da velocidade na fase sólida, conhecida como temperatura granular. Assim como a temperatura em um gás é proporcional a energia das moléculas, de forma análoga, a temperatura granular é proporcional à energia cinética das partículas (Gidaspow, 1994). A abordagem da teoria cinética para escoamento granular permite a determinação da pressão e viscosidade da fase sólida. A partir de relações empíricas, considera-se a dissipação de energia devido a colisões partícula-partículas por meio do coeficiente de restituição.

#### 2.1. Equacionamento

Uma vez que no modelo bifásico Euler-Euler ambas as fases são tratadas como meios contínuos e interdependentes, as equações de conservação de massa e momentum são solucionadas separadamente. As equações de continuidade são apresentadas abaixo para gás (g) Eq. (1) e sólido (s) Eq. (2). A troca de massa entre as fases será desconsiderada. O parâmetro  $\alpha$  é a fração volumétrica, e possui a condição de  $\sum_i \alpha_i = 1$  onde *i* são os constituintes do leito (Gidaspow, 1994). A massa específica é representada por  $\rho$  e o vetor velocidade por  $\vec{v}$ .

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \overrightarrow{v_g}) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \overrightarrow{v_s}) = 0$$
<sup>(2)</sup>

Para o gás, a equação de momentum é dada pela equação de Navier-Stokes (Eq. (3))

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \alpha_g \rho_g \overrightarrow{v_g} \right) + \nabla \cdot \left( \alpha_g \rho_g \overrightarrow{v_g} \overrightarrow{v_g} \right) = -\alpha_g \nabla p + \nabla \cdot \overline{\overline{\tau}_g} + \alpha_g \rho_g g + K_{gs} (\overrightarrow{v_s} - \overrightarrow{v_g})$$
(3)

com a inclusão do termo de transferência de momentum entre fases  $K_{gs}$ . O tensor de tensões viscoso  $\overline{\tau_g}$  é apresentado na Eq. (4)

$$\overline{\overline{\tau}_g} = \alpha_g \mu_g (\nabla \overrightarrow{v_g} + \nabla \overrightarrow{v_g}^T) - \frac{2}{3} \alpha_g \mu_g (\nabla \cdot \overrightarrow{v_g}) \overline{\overline{I}}.$$
(4)

Já para o sólido, como sua abordagem se assemelha a de um fluido contínuo, a equação de momentum é dada pela Eq. (5)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_{s}\rho_{s}\overrightarrow{v_{s}}) + \nabla \cdot (\alpha_{s}\rho_{s}\overrightarrow{v_{s}}\overrightarrow{v_{s}}) = -\alpha_{s}\nabla p - \nabla p_{s} + \nabla \cdot \overline{\overline{\tau}_{s}} + \alpha_{s}\rho_{s}g + K_{gs}(\overrightarrow{v_{s}} - \overrightarrow{v_{g}}).$$
(5)

Analogamente, o tensor de tensões viscoso  $\overline{\overline{\tau}_s}$  para o sólido é apresentado na Eq. (6),

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s \overrightarrow{v_s}) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \overrightarrow{v_s} \overrightarrow{v_s}) = -\alpha_s \nabla p - \nabla p_s + \nabla \cdot \overline{\overline{\tau}_s} + \alpha_s \rho_s g + K_{gs}(\overrightarrow{v_s} - \overrightarrow{v_g})$$
(6)

onde p é a pressão hidrodinâmica, g é a aceleração da gravidade,  $\mu_s$  é a viscosidade de cisalhamento do sólido e  $\lambda_s$  representa a viscosidade global da parte sólida.

Conforme já explicado anteriormente, a aplicação da KTGF servirá como base para obtenção de propriedades da fase sólido como pressão e viscosidade. A temperatura granular é apresentada na Eq. (7),

$$\frac{3}{2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_s \rho_s \Theta_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \overrightarrow{v_s} \Theta_s) \right] = \left( -p_s \,\overline{\bar{I}} + \overline{\bar{\tau}_s} \right) : \nabla \overrightarrow{v_s} + \nabla \cdot \left( k_{\Theta_s} \nabla \Theta_s \right) - \gamma_{\Theta_s} + \varphi_{gs} \tag{7}$$

onde  $(-p_s \overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\tau}_s})$ :  $\nabla \overrightarrow{v_s}$  é o termo de geração de energia advindo das tensões na fase sólida,  $\nabla \cdot (k_{\theta_s} \nabla \theta_s)$  representa a difusão da energia,  $\gamma_{\theta_s}$  o termo de dissipação de energia devido às colisões e  $\varphi_{gs}$  a parcela responsável pela troca de energia entre as fases.

Mediante análise da literatura, e conforme utilizado por Loha et al. (2014), as seguintes correlações apresentadas por Lun et al. (1984), Eq. (8) e Eq. (9), são utilizadas para suportar as simulações com valores de viscosidade ( $\lambda_s$ ) e pressão para a fase sólida ( $p_s$ ).

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \alpha_s \rho_s d_s g_{o,ss} (1 + e_{ss}) \left(\frac{\Theta_s}{\pi}\right)^{1/2} \tag{8}$$

$$p_s = \alpha_s \rho_s \Theta_s + 2\rho_s (1 + e_{ss}) \alpha_s^2 g_{o,ss} \Theta_s \tag{9}$$

Já para a viscosidade de cisalhamento do sólido ( $\mu_s$ ), Gidaspow (1994) apresentou a seguinte correlação dada pela Eq. (10):

$$\mu_{s} = \frac{4}{5} \alpha_{s}^{2} \rho_{s} d_{s} g_{o,ss} (1 + e_{ss}) \left(\frac{\theta_{s}}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\alpha_{s} \rho_{s} d_{s} \sqrt{\theta_{s} \pi}}{6(3 - e_{ss})} \left[1 + \frac{2}{5} (1 + e_{ss})(3e_{ss} - 1)\alpha_{s} g_{o,ss}\right]$$
(10)

onde  $e_{ss}$  é o coeficiente de restituição e  $g_{0,ss}$  é a função distribuição radial dada pela Eq. (11):

$$g_{o,ss} = \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{smax}}\right)^{\frac{1}{3}}\right]^{-1} \tag{11}$$

O termo de troca de momentum entre as fases,  $K_{gs}$ , é apresentado por Gidaspow (1994) dadas pelas Eq. 12 e Eq. 13:

$$K_{gs} = \frac{150(\alpha_s^2 \mu_s)}{\alpha_g^2 d_s^2} + \frac{1.75(\alpha_s \rho_s) \left| \overrightarrow{v_s} - \overrightarrow{v_g} \right|}{\alpha_g \rho_s}, \alpha_s \le 0.8$$
(12)

$$K_{gs} = \frac{0.75C_D(\alpha_s \rho_s) \left| \overrightarrow{v_s} - \overrightarrow{v_g} \right|}{d_s} \, \alpha_g^{-2.65}, \alpha_s > 0.8 \tag{13}$$

com

$$C_D = (24/Re_s)[1+0.15(Re_s)^{0.687}, Re_s \le 1000$$
  

$$C_D = 0.44, Re_s > 1000$$
(14)

onde

$$Re_{s} = \frac{\alpha_{g}\rho_{g}d_{s}\left|\overrightarrow{v_{s}} - \overrightarrow{v_{g}}\right|}{\mu_{s}} \tag{15}$$

e  $C_D$  é o coeficiente de arrasto e Re o número de Reynolds.

## **3. METODOLOGIA**

Para as simulações produzidas neste trabalho, utilizou-se um modelo geométrico de leito de comprimento  $L_x = 0,155$  m e altura  $L_y = 0,4$  m. A fase sólida se caracteriza como uma partícula do tipo B, segundo classificação de Geldart (1973), com esfericidade  $\phi = 1,0$  (perfeitamente esférica), e diâmetro de 530 µm. Inicialmente o volume do particulado ocupa

metade do volume total do sistema (altura de 0,2 m) e uma fração volumétrica uniforme de 0,4. Conforme apresentado por Loha et al. (2014), os coeficientes de restituição que mais refletem os experimentos de Jung et al. (2005), estão entre 0,95 e 0,99, com uma certa tendência ao valor de 0,99. Assim, este será utilizado como base para o projeto. O fluido que incide sobre as partículas é ar a temperatura ambiente e tem uma vazão uniformemente distribuída na face inferior com uma velocidade de 0,587 m/s.





A solução desenvolvida no OpenFOAM® parte de uma análise em uma geometria tridimensional, entretanto o escopo deste estudo é analisar um volume em duas dimensões. Com isso, durante a definição das condições de contorno, faces denominadas *FrontAndBackPlanes*, conforme mostra Figura 2, receberam condições do tipo *empty* (condição que restringe o fluxo), fazendo assim que o problema se configure como 2D. As paredes do sistema foram modeladas com uma condição de não deslizamento para o fluido. Para o sólido aplicou-se a condições de contorno apresentada por Johnson & Jackson, 1987, que incorpora o atrito as condições de contorno considerando um limite no qual algumas partículas colidem e o resto desliza. As condições de contorno do problema são apresentadas na Tabela 1.

Condições de	u (m/s)		$n(N/m^2)$
contorno	partículas	ar	p(N/m)
Inlet	u = 0	$u_{y} = 0,587$	
Oulet	u = 0	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$	$1\cdot 10^5$
Walls	JohnsonJacksonParticleSlip	noslip	
<b>FrontAndBackPlanes</b>	Empty	Empty	Empty

O *software* utilizado para solução numérica foi o OpenFOAM® v2012, executado em uma máquina virtual com sistema operacional Linux, 4 Gb RAM, processador Intel® Core<sup>TM</sup> i5-8250U com 4 núcleos destinados a simulação. O algoritmo PIMPLE foi utilizado para solução do problema devido a sua natureza englobar efeitos dos algoritmos PISO e SIMPLE, incorporando muito bem a operação sobre variações de massa específica da fase sólida. O passo de tempo utilizado foi de  $2 x 10^{-4}$  e um critério de convergência de  $1 x 10^{-4}$  como

máximo valor residual entre duas iterações. Estes critérios foram adotados segundo trabalho de Loha et al (2014).

O valor da velocidade da vazão  $(u_y = 0,587 m/s)$  e o período analisado (5 a 30 segundos), apresentados acima, servirão como base para análise de independência de malha, validação dos resultados do solver e análise para identificação do início regime estatisticamente permanente. Para entendimento do comportamento da fração volumétrica da fase sólida perante a modificação da velocidade de entrada do ar, serão utilizados valores acima e abaixo do valor de vazão empregado na validação.

## 4. RESULTADOS

#### 4.1. Independência de malha

Nas simulações de Loha et al. (2014), os autores utilizam o tamanho de malha referente a 10 vezes o diâmetro da partícula presente no leito. Tal razão de aspecto também é defendida por Gelderbloom et al. (2003) e é utilizada para avaliação dos parâmetros hidrodinâmicos em seus trabalhos. O estudo de independência de malha utilizará como base os tamanhos usados por Loha et al. (2014). Isso possibilita uma comparação e validação dos resultados encontrados através do *solver multiphaseEulerFoam*.

Utilizou-se três tamanhos de malha, a qual denomina-se como malhas grossa, média e fina. A malha de tamanho médio (80 x 30) apresenta uma dimensão de célula no valor de 10 vezes o diâmetro do particulado. Já a malha fina (100 x 50) e grossa (60 x 25) apresentam respectivamente dimensões levemente inferiores e superiores ao valor considerado como ideal para essa razão. Para se efetuar este estudo, optou-se por verificar o perfil de fração volumétrica medianizada pelo tempo, calculado na linha central do domínio, para  $x = L_x/2$ . A Figura 3 abaixo apresenta os resultados encontrados durante as simulações.





Na Figura 3, observa-se que não houve diferença significativa no perfil de fração volumétrica considerando as malhas média e fina. Os resultados para estas malhas apresentam

valores praticamente idênticos. Considerando o custo computacional exigido para as simulações (os tempos de simulação para as malhas fina e média foram de 2145 *s* e 2859 *s*, respectivamente), optou-se então, por realizar as simulações usando um tamanho de malha de 80 x 30 sem prejuízo significativo dos resultados.

### 4.2. Comparação de resultados

Com isso, realizou-se a validação a partir de dados experimentais encontrados em Jung et al. (2005), e a partir de simulações de Loha et al. (2014). Ambos os autores apresentaram problemas com dimensões e grandezas iguais as utilizadas durante a simulação deste projeto.

Como forma de validação dos resultados encontrados pela simulação e garantir um nível de confiança adequado, confrontaram-se os seguintes parâmetros: (i) fração volumétrica média da fase sólida, (ii) velocidade axial média da fase sólida e (iii) temperatura granular do leito. As simulações respeitaram os parâmetros encontrados nos trabalhos citados na seção 3 Metodologia, e os resultados são apresentados na Figura 4. Todos os valores são referentes à fase sólida.

Figura 4 - Resultados numéricos comparativos para a) distribuição radial da média temporal da fração volumétrica; b) média temporal para perfil de velocidade axial; c) média temporal da temperatura granular, sendo estes três para a altura H = 0,15 m; e d) distribuição axial da média temporal da fração volumétrica para  $x = L_x/2$ ;



Em comparação aos resultados encontrados por Loha et al. (2014), observa-se que há uma diferença no comportamento dos parâmetros do leito em regiões próximas às paredes da geometria (Fig. 4 a, b e c). Assim, verifica-se que as bolhas formadas na região central deslocam o particulado com maior intensidade na direção das paredes, o que serve de suposição para os picos de fração volumétrica encontrados nesta região por Loha et al. (2014). Também é observável que a velocidade axial do presente trabalho apresenta valores

superiores em módulo ao de Loha et al. (2014). Tais aspectos supõem que haja uma diferença na modelagem do problema com relação às condições de atrito nas paredes do sistema.

Tal situação não invalida os resultados encontrados durante este trabalho uma vez que valores encontrados por Jung et al. (2005), durante seu experimento, mostram que há uma relação razoável (resultados próximos e com a mesma ordem de grandeza) com o comportamento dos parâmetros analisados nesta simulação.

Por fim, a partir da análise geral dos gráficos apresentados na Figura 4, verificou-se que os resultados da simulação computacional, obtidos via OpenFOAM®, apresentam uma concordância razoável com os resultados experimentais disponibilizados por Jung et al. (2005) e os valores das simulações para Loha et al. (2014).

#### 4.3. Identificação do regime estatisticamente permanente

No sistema líquido-sólido de um leito fluidizado, a fluidização inicia na presença de uma velocidade mínima aplicada ao sistema. Com o tempo, o escoamento desenvolve-se até um ponto em que o leito esteja em completo borbulhamento e suas oscilações se encontrem em regime estatisticamente permanente. Loha et al. (2014), optou por restringir suas análises ao período de 5 a 30 segundos, com a finalidade de evitar instabilidades advindas deste desenvolvimento hidrodinâmico do leito. Entretanto, para o presente trabalho, decidiu-se reavaliar essa definição para melhor compreensão da simulação.

Durante a avaliação dos resultados, adotou-se estratégias semelhantes para estabelecer o ponto de transição entre o desenvolvimento e o regime permanente. Utilizou-se como alvo a média dos valores para o período de 15 a 30 segundos para o filtro de maior ordem, onde visivelmente o sistema já se encontra com flutuações baixas, e assumiu-se o regime estatisticamente permanente. Logo, para valores de pressão e fracção volumétrica próximos a estes valores centrais, em todas as alturas analisadas, se considerará o início deste regime.

Para isso, observou-se o comportamento das oscilações de pressão e fração volumétrica da fase sólida em 3 alturas distintas do leito de 0,05 m, 0,10 m e 0,15 m localizados na faixa central da geometria ( $x = L_x/2$ ). Por natureza, este fenômeno possui grandes oscilações e para a sua análise de tendência optou-se pela aplicação de uma média móvel simples (com sigla em inglês *SMA*) de N ordens distintas. Foi possível capturar diferentes intensidades de flutuação e observar o ponto no qual o regime se torna estatisticamente permanente. É de conhecimento que a aplicação deste artificio irá minimizar variações abrutas e possivelmente haverá perda de informação. Entretanto, o objetivo desta análise é apenas identificar a tendência de comportamento do sistema. Optou-se pela utilização de N igual a 10, 20 e 30 e os resultados são apresentados na Figura 5.

Figura 5 - resultados numéricos: a) variação temporal da fração volumétrica do particulado e valor de SMA com N = 10, N = 20 e N = 30 para fração volumétrica; b) variação temporal das oscilações de pressão e valor SMA com N = 10, N = 20 e N = 30 para oscilações de pressão;



Observa-se que as oscilações da fração volumétrica do particulado são inicialmente decorrentes da expansão do leito. Com N = 10 observa-se o começo na tendência do comportamento do sistema, que se torna evidente em N = 30 (valor que busca representar o comportamento do sistema a cada centésimo de segundo). Assim, é observável que há uma convergência nas três alturas a partir de aproximadamente 1,5 s de simulação.

Para a pressão, visto que este parâmetro possui oscilações com frequências e amplitudes menores, além da aplicação do *SMA*, optou-se pela utilização de mais ou menos o valor de um desvio padrão. Neste quesito não seria necessário a aplicação do *SMA*, visto que é observável a convergência dos valores de pressão em aproximadamente 0,5 s de simulação.

Com isso, considera-se que o sistema entra em um regime estatisticamente permanente a partir de aproximadamente 1,5 s de simulação. Este valor foi acordado mediante convergência dos dois parâmetros analisados acima nas três alturas analisadas.

#### 4.4. Avaliação do leito fluidizado perante variação de vazão

Este subcapítulo servirá para a investigação do comportamento da fluidização do leito modelado, mediante a variação da velocidade da vazão incidente no sistema. Para esta análise, optou-se por utilizar os resultados encontrados nas seções 4.1 a 4.3. A partir da velocidade inicial do projeto  $u_y = 0,587 m/s$ , aplicou-se variações de -20%, -10%, -5%, +5% e +10% na vazão de entrada. A velocidade mínima para que haja a fluidização do leito se encontra na faixa de  $u_y = 0,41 m/s$  e será ainda garantida como inferior a mínima empregada nesta análise. Os dos valores da média temporal da fração volumétrica e desvio padrão em alturas pré-definidas de 0,05 m, 0,10 m e 0,15 m, que estão localizados em  $x = L_x/2$ , são ilustrados na Figura 6.





Conforme Gidaspow (1994), a fração volumétrica possui a condição de  $\sum_i \alpha_i = 1$  onde *i* são os constituintes do leito. Uma vez que o leito do projeto se constitui apenas por ar e particulado, tem-se que a medida complementar da fração volumétrica da fase sólida, é preenchida por gás. Assim, há uma forma indireta de se analisar a formação das bolhas que no sistema e a concentração da fase sólida.

Analisando o gráfico da Figura 6, observar-se que à medida que se ascende na altura da geometria, há uma diminuição na média da fração volumétrica do particulado. Tal aspecto apresenta um mesmo comportamento considerando o aumento da velocidade. Este fato está internamente ligado ao nascimento, crescimento e choque das bolhas no decorrer do seu percurso até a superfície, que pode ser visualizado qualitativamente nas simulações. Assim, espera-se que com o aumento da vazão, o leito aumente a sua altura e o seu volume ocupado.

Também é observável que com o aumento da velocidade do escoamento, há um aumento nas oscilações do sistema à medida que as bolhas avançam. Isso pode ser verificado com o aumento no desvio padrão da fração volumétrica. Com isso, há uma restruturação na distribuição geométrica do particulado. Buscou-se então analisar o comportamento individual do parâmetro de controle para cada posição específica, em função da distribuição probabilística local para a fração volumétrica no tempo. Tal análise é apresentada na Figura 7.

Figura 7 – Distribuição temporal da fração volumétrica da fase sólida para velocidades de  $u_y = 0,469, u_y = 0,528, u_y = 0,557, u_y = 0,587, u_y = 0,616$  e  $u_y = 0,645$  m/s para alturas de H = 0,05, H = 0,10 e H = 0,15 m em  $x = L_x/2$ .



A partir da análise das funções probabilidades apresentadas na Figura 7, reforça-se a ideia da redistribuição do particulado devido ao aumento da vazão. Observa-se principalmente que na altura H = 0,15 m, provavelmente há mudança na distribuição de probabilidade, onde possivelmente há uma transição de uma distribuição logarítmica tendendo a uma distribuição normal. Da mesma forma, há o início de um comportamento semelhante no ponto intermediário localizado em H = 0,10 m que poderá evoluir em valores de vazões acima dos abordados neste trabalho.

Seguindo o mesmo padrão de investigação, analisa-se a razão entre os valores da média temporal da fração volumétrica,  $\alpha_{u_y}$ , do particulado (por posição (H) e em  $x = L_x/2$ ), apresentados na Figura 8, pelo valor de referência (para a velocidade  $u_y = 0,587$  m/s) do projeto,  $\alpha_{0,587}$ , em função da variação de velocidade. Com isso, gera-se um valor adimensional que busca mensurar o reordenamento da distribuição da fração volumétrica à medida que há um aumento na velocidade.



Figura 8 - Razão da média temporal da fração volumétrica da fase sólida ( $\alpha$ ), por posição (*H*), pelo valor de referência  $u_v = 0,587$  m/s avaliados para cada velocidade.

Observando o gráfico da Figura 8, e considerando as discussões já abordadas neste capítulo, é visível que com o aumento da velocidade há uma redução na razão analisada. Também, mediante ao desvio padrão apresentado nas Figura 6, não se pode concluir que há uma diferença no comportamento entre as alturas do leito quando observado o comportamento na Figura 8. O desvio padrão para cada média da velocidade, possui valores que tendem a exceder a diferença entre os pontos da Figura 8.

No geral, este comportamento pode estar atrelado a mudança na distribuição geométrica do leito. Possivelmente, existirá um ponto limite para reorganização deste parâmetro, em que valores próximos e acima deste limite, resultarão no transporte pneumático das partículas. Assim, haverá o carregamento do particulado pela fase fluida para fora da geometria, configurando-se uma perda de massa no sistema.

# 5. CONCLUSÃO

O presente trabalho possuiu como objetivo o estudo numérico de um leito fluidizado do tipo borbulhante, carregado com esferas do tipo B, segundo classificação de Geldart (1973), com recurso ao *software* de código aberto OpenFOAM®.

Foram realizadas simulações para replicação de resultados experimentais e computacionais encontrados previamente na literatura, assim como uma análise para variação da vazão no sistema e o entendimento do seu comportamento. Além disso, foi desenvolvido um estudo para intepretação temporal que permitiu a identificação do começo do regime estatisticamente permanente do leito já em fluidização borbulhante.

Durante a replicação numérica dos resultados experimentais de Jung et al. (2005), observou-se uma boa convergência dos resultados obtidos em regiões distantes até 2 cm da parede da geometria. Entretanto, para resultados próximos da parede (em distâncias menores que 2 cm), valores para a velocidade axial e para a fração volumétrica divergiram dos resultados numéricos obtidos por Loha et al. (2014). Este fato pode estar atrelado a possíveis diferenças de modelagem aplicadas pelo solver *multiphaseEulerFoam* (OpenFOAM®) em comparação ao modelo de Loha et al. (2014), que fora desenvolvido em FLUENT (Ansys®). Desta maneira, concluiu-se que o solver utilizado apresenta resultado satisfatórios.

Em relação a malha, verificou-se que aquela de tamanho médio (80 x 30), apresentou o melhor custo-benefício, mantendo um compromisso com qualidade-custo.

A partir da análise de oscilações de propriedades do leito, observa-se que o borbulhamento da mistura entra em regime estatisticamente permanente por volta de 1,5 segundos após

transcorrer o início da vazão no sistema. Este resultado é encontrado a partir da análise e convergência das variações de pressão e fração volumetria no tempo.

Concluiu-se também que à medida que há um aumento na entrada de ar, tende-se a haver uma redistribuição mais uniforme da fração volumétrica do particulado na geometria do sistema. Possivelmente, isso decorre de uma melhor dispersão do particulado mediante a um acréscimo na formação e aglutinação de bolhas, que aumentam as oscilações do leito. Este comportamento, na dispersão do particulado, decai com o aumento da velocidade e possivelmente possuirá um valor limite no qual o sistema entrará em transporte pneumático.

O estudo deste problema apresenta grandes potenciais ainda a serem investigados e podem ser utilizados para elaboração de trabalhos futuros. Propõe-se um estudo de correlação entre o comportamento de reordenação do leito, utilizando diferentes tipos de funções de densidade de probabilidade a partir dos resultados apresentados nas figuras 6, 7 e 8. Desta forma pode-se presumir o tamanho e quantidade de formação de bolhas no sistema à medida que há um aumento na vazão.

# **REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

CHAPMAN, S. & COWLING, T. J. The mathematical theory of non-uniform gases. [S. l.: s. n.] 1961. London: Cambridge University Press.

COLLINS, R. An extension of Davidson's theory of bubbles in fluidised beds. Chemical

Engineering Science. [S. l.: s. n.] 1965v. 20, p.747-755.

CROSS, J. Electrostatics: principles, problems and applications, [S. l.: s. n.] 1987.

GELDART, D. Elsevier Sequoia SA, Lausanne-Printed in the Netheriands Types of Gas Fhidization. **Powder Technology**, [s. l.], v. 7, p. 285–292, 1973.

GIDASPOW, D. **One-Dimensional Steady Gas–Solid Flow**. [S. l.: s. n.], 1994. Available at: https://doi.org/10.1016/b978-0-08-051226-6.50006-6

JACKSON, R. The mechanics of fluidized beds: Part 1. The stability of the state of uniform

Fluidization. [S. l.: s. n.] 1963Trans. Inst. Chem. Eng., v. 41, p.13–21.

JUNG, J.; GIDASPOW, D.; GAMWO, I. K. **Measurement of two kinds of granular temperatures, stresses, and dispersion in bubbling beds**. Industrial and Engineering Chemistry Research, [s. l.], v. 44, n. 5, p. 1329–1341, 2005. Available at: https://doi.org/10.1021/ie0496838

KUNII & LEVENSPIEL. Fluidization Engineering. Second Edied. [S. l.: s. n.], 1991. Available at: https://doi.org/10.1016/b978-0-7506-9236-6.50001-9

LOHA, C.; CHATTOPADHYAY, H.; CHATTERJEE, P. K. **Effect of coefficient of restitution in Euler-Euler CFD simulation of fluidized-bed hydrodynamics.** Particuology, [s. l.], v. 15, p. 170–177, 2014. Available at: https://doi.org/10.1016/j.partic.2013.07.001

LUN, C. K. K., SAVAGE, S. B., JEFFREY, D. J., & CHEPURNITY, N. Kinetic theories for granular flow: Inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particle sin a general flow field. 1984 Journal of Fluid Mechanics, 140, 223–256.

JOHNSON, P. C., & JACKSON, R. Frictional–collisional constitutive relations for granular materials with application to plane shearing. [*S. l.: s. n.*] 1987 Journal of Fluid Mechanics, 176, 67–93.

SYAMLAL, M.; O'BRIEN, T.J. Simulation of granular layer inversion in liquid fluidized beds. 1988 International Journal of Multiphase Flow, v.14, p.473–481