



UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
INSTITUTO DE QUÍMICA



PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA QUÍMICA

PROPOSTA DE UMA NOVA METODOLOGIA PARA A
DETERMINAÇÃO DA TRANSIÇÃO CATARATEAMENTO-
CENTRIFUGAÇÃO UTILIZANDO PARTÍCULAS
ESFÉRICAS E NÃO-ESFÉRICAS EM UM TAMBOR
ROTATÓRIO VIA TÉCNICAS DE CFD

Wanessa Mendonça Benedito

Goiânia - GO
2020

**TERMO DE CIÊNCIA E DE AUTORIZAÇÃO PARA DISPONIBILIZAR
VERSÕES ELETRÔNICAS DE TESES E DISSERTAÇÕES
NA BIBLIOTECA DIGITAL DA UFG**

Na qualidade de titular dos direitos de autor, autorizo a Universidade Federal de Goiás (UFG) a disponibilizar, gratuitamente, por meio da Biblioteca Digital de Teses e Dissertações (BDTD/UFG), regulamentada pela Resolução CEPEC nº 832/2007, sem ressarcimento dos direitos autorais, de acordo com a Lei nº 9610/98, o documento conforme permissões assinaladas abaixo, para fins de leitura, impressão e/ou *download*, a título de divulgação da produção científica brasileira, a partir desta data.

O conteúdo das dissertações e teses disponibilizados são de responsabilidade exclusiva dos autores. Ao encaminhar(em) o produto final, o autor e o orientador firmam o compromisso de que ele não contém nenhuma violação de quaisquer direitos autorais ou outro direito de terceiros.

1. Identificação do material bibliográfico: Dissertação Tese

2. Identificação da Tese ou Dissertação:

Nome completo do autor: Wanessa Mendonça Benedito

Título do trabalho: Proposta de Uma Nova Metodologia para a Determinação da Transição Catarateamento-Centrifugação Utilizando Partículas Esféricas e Não-Esféricas em um Tambor Rotatório via Técnicas de CFD.

3. Informações de acesso ao documento:

Concorda com a liberação total do documento SIM NÃO¹

Independente da concordância com a disponibilização eletrônica, é imprescindível o envio do(s) arquivo(s) em formato digital PDF da tese ou dissertação.

Wanessa M. Benedito
Assinatura do(a) autor(a)²

Ciente e de acordo:

[Assinatura]
Assinatura do(a) orientador(a)²

Data: 18 / 03 / 2020

¹ Neste caso o documento será embargado por até um ano a partir da data de defesa. O documento não será disponibilizado durante o período de embargo.

Casos de embargo

- Solicitação de registro de patente,
- Submissão de artigo em revista científica,
- Publicação como capítulo de livro,
- Publicação da dissertação/tese em livro

² As assinaturas devem ser originais sendo assinadas no próprio documento, imagens coladas não serão aceitas



UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
INSTITUTO DE QUÍMICA



PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA QUÍMICA

PROPOSTA DE UMA NOVA METODOLOGIA PARA A
DETERMINAÇÃO DA TRANSIÇÃO CATARATEAMENTO-
CENTRIFUGAÇÃO UTILIZANDO PARTÍCULAS
ESFÉRICAS E NÃO-ESFÉRICAS EM UM TAMBOR
ROTATÓRIO VIA TÉCNICAS DE CFD

Wanessa Mendonça Benedito

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de Goiás como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Química.

Orientador: Prof. Dr. Dyrney Araújo dos Santos

Goiânia – GO
2020

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor, através do Programa de Geração Automática do Sistema de Bibliotecas da UFG.

Benedito, Wanessa Mendonça

Proposta de uma Nova Metodologia para a Determinação da Transição Catarateamento-Centrifugação utilizando Partículas Esféricas e Não-esféricas em um Tambor Rotatório via Técnicas de CFD [manuscrito] / Wanessa Mendonça Benedito. - 2020.

vii, 54 f.: il.

Orientador: Prof. Dr. Dyrney Araújo dos Santos.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Goiás, Instituto de Química (IQ), Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química, Goiânia, 2020.

Bibliografia.

Inclui siglas, símbolos, gráfico, tabelas, lista de figuras, lista de tabelas.

1. Modelo Euleriano Granular Multifásico (MEGM). 2. viscosidade friccional. 3. formato da partícula. 4. efeito de parede. 5. regimes de escoamento em tambores. I. Santos, Dyrney Araújo dos, orient. II. Título.

CDU 66.0



UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS

INSTITUTO DE QUÍMICA

ATA DE DEFESA DE DISSERTAÇÃO

Ata nº 39 da sessão da Defesa de Mestrado de **Wanessa Mendonça Benedito**, que confere o título de **Mestra em Engenharia Química**, na área de concentração em **Desenvolvimento de Processos**.

Aos **dezoito de fevereiro de dois mil e vinte**, a partir da(s) **13h30m**, na **Sala de Webconferência do CIAR/UFG**, realizou-se a sessão pública da Defesa de Mestrado intitulada "**PROPOSTA DE UMA NOVA METODOLOGIA PARA A DETERMINAÇÃO DA TRANSIÇÃO CATARATEAMENTO-CENTRIFUGAÇÃO UTILIZANDO PARTÍCULAS ESFÉRICAS E NÃO-ESFÉRICAS EM UM TAMBOR ROTATÓRIO VIA TÉCNICAS DE CFD**". Os trabalhos foram instalados pelo Orientador, **Prof. Dr. Dyrney Araújo dos Santos (IQ - UFG)**, com a participação dos demais membros da Banca Examinadora: Prof. Dr. Thiago Leandro de Souza (IQ - UFG) e Prof. Dr. Irineu Petri Júnior (UFLA). Durante a arguição os membros da banca não fizeram sugestão de alteração do título do trabalho. A Banca Examinadora reuniu-se em sessão secreta a fim de concluir o julgamento da Dissertação, tendo sido a candidata **aprovada** pelos seus membros. Proclamados os resultados pelo Prof. Dr. Dyrney Araújo dos Santos, Presidente da Banca Examinadora, foram encerrados os trabalhos e, para constar, lavrou-se a presente ata que é assinada pelos Membros da Banca Examinadora, aos dezoito de fevereiro de dois mil e vinte.

TÍTULO SUGERIDO PELA BANCA



Documento assinado eletronicamente por **Irineu Petri Júnior, Usuário Externo**, em 18/02/2020, às 15:04, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Dyrney Araújo Dos Santos, Professor do Magistério Superior**, em 18/02/2020, às 15:23, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Thiago Leandro De Souza, Professor do Magistério Superior**, em 18/02/2020, às 15:24, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **1171470** e o código CRC **4321EE77**.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus, por sempre guiar meus passos e mostrar que seu poder se aperfeiçoa justamente em minhas fraquezas, dando-me a oportunidade de concluir com êxito mais esta etapa da minha formação enquanto pesquisadora.

Aos meus pais, Cristina e Sivaldo, e aos meus irmãos, Gisela e Sérgio, toda a gratidão por me apoiarem incondicionalmente, incentivando-me a superar as dificuldades e a lutar pelos meus sonhos.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Dyrney Araújo dos Santos (PPGEQ/UFG), por todo suporte e incentivo, oferecidos desde a Iniciação Científica, até agora. Agradeço por ter me introduzido na área de Fluidodinâmica Computacional, confiando a mim a responsabilidade de desenvolver ao seu lado trabalhos científicos de extrema relevância.

Aos professores, Dr. Marcos Antônio de Souza Barrozo e Dr. Cláudio Roberto Duarte (PPGEQ/UFU), pela recepção no Laboratório de Granulação da Faculdade de Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia (FEQUI/UFU) para coleta de dados.

Meus agradecimentos aos meus colegas de pós-graduação, especialmente ao Igor Lima Chaves e à Jéssika Nayara Santos Moraes, membros também do SisParTec (Laboratório de Sistemas Particulados e Termodinâmica Computacional), que foram companheiros de pesquisa e de tantas outras histórias. Que nossa amizade se estenda para além destes dois anos de mestrado.

Agradeço ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de Goiás por todo auxílio em minha formação como mestre em Engenharia Química, especialmente ao coordenador Prof. Dr. Christian Gonçalves Alonso.

À CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) pela concessão de bolsa de estudos na modalidade mestrado (processo nº 88882.386515/2019-01).

*Conhecimento é poder. A informação é libertadora.
A educação é a premissa do progresso.*

Kofi Annan

Resumo

Tambores rotatórios são largamente utilizados em diversos tipos de processos industriais, tais como secagem, mistura, moagem, granulação, entre outros. O amplo emprego deste tipo de equipamento deve-se à simplicidade de seu *design* e à sua capacidade de lidar com materiais contendo uma extensa faixa de distribuição granulométrica, com diferenças significativas em suas propriedades físicas. Os regimes de escoamento no interior de tambores rotatórios podem ser classificados, basicamente, em: deslizamento, avalanche, rolamento, cascadeamento, catarateamento e centrifugação. Esta classificação depende das condições operacionais do tambor e de propriedades físicas do material particulado envolvido no escoamento. Ainda são escassos os trabalhos presentes na literatura que trazem uma metodologia precisa para a identificação da transição entre estas formas de escoamento no interior de tambores rotatórios, sendo esta identificação feita exclusivamente de forma visual e subjetiva. Neste contexto, o presente trabalho teve como objetivo a proposição de uma metodologia para a identificação da transição catarateamento-centrifugação de forma objetiva e numérica, para partículas de diferentes formatos, utilizando o Modelo Euleriano Granular Multifásico (MEGM), implementado por meio de simulações em CFD. Uma das dificuldades associadas ao uso do modelo Euleriano, quando comparado com o modelo Lagrangeano (*Discrete Element Method* - DEM), é a representação do formato da partícula, uma vez que a fase sólida é tratada como contínua nas simulações em CFD, sendo a superação de tal deficiência um dos objetivos do presente trabalho. O formato das partículas não-esféricas foi representado de forma indireta no MEGM considerando-se o efeito friccional por meio da fração crítica de sólidos (α_{sc}), parâmetro relacionado ao modelo friccional de Schaeffer. O efeito do comprimento do tambor sobre a transição catarateamento-centrifugação também foi analisado. Por meio da metodologia aqui proposta foi possível demonstrar que o formato da partícula e o comprimento do tambor possuem uma forte influência sobre o comportamento da transição catarateamento-centrifugação. Partículas não-esféricas requereram menores valores de velocidades de rotação do tambor para alcançarem o regime de centrifugação quando em comparação com as partículas esféricas. Constatou-se que, quanto menor o comprimento do tambor, maior a facilidade de transição para o regime de centrifugação para ambos os formatos de partículas abordados.

Palavras-chave: Modelo Euleriano Granular Multifásico (MEGM), viscosidade friccional, formato da partícula, efeito de parede, regimes de escoamento em tambores.

Abstract

Rotary drums are widely utilized in several industrial processes, such as drying, mixing, milling, granulation, among others. The widespread frequent use of rotary drums is due to their simple design and their capability to handle materials characterized by broad size distributions with significant differences in their physical properties. The granular flow inside rotary drums can be classified in different forms: sliding, slumping, rolling, cascading, cataracting, and centrifuging regimes. This classification depends on the drum operating conditions and the physical properties of the particulate material involved in the granular flow. There are have been no reposts in the literature that presents a precise methodology for cataracting-centrifuging transition identification in rotary drums. This identification is carried out exclusively by visual and subjective way. In this context, the present work aims the proposition of a methodology for the cataracting-centrifuging transition identification, for different particle shapes, using the Multiphase Granular Eulerian Model (MGEM), implemented by CFD simulations. When compared to the Lagrangian model (DEM), the mainly difficult associated with Eulerian model is the particle shape representation, since the solid phase is treated as continuous in CFD simulations. The particle shape for non-spherical particles was indirectly represented in the MGEM using the critical solid fraction (α_{sc}), a parameter associated with the Schaeffer's frictional model. The present work is also dedicated to overcoming this difficulty. The drum length effect on the cataracting-centrifuging transition was also analyzed. Using the methodology herein proposed was verified that the particle shape and the drum length influence the cataracting-centrifuging transition behavior. For non-spherical particles was required lower values of rotation speed to reach the centrifuging regime condition when compared with spherical particles. It was verified that the lower the drum length, the higher the facility associated with the transition for centrifuging regime for both particle shapes.

Keywords: Multiphase Granular Eulerian Model (MGEM), frictional viscosity, particle shape, end-caps effect, drum flow regimes.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1: Regiões ativa e passiva no plano transversal de um tambor rotatório operando no regime de rolamento (Adaptado de SANTOS, 2015).....	6
Figura 2.2: Diferentes definições para o critério de transição catarateamento-centrifugação – (a) todas as partículas formam um anel (b) somente as partículas da camada mais externa do leito de material formam um anel (Adaptado de SANTOS, 2015).	7
Figura 2.3: Representação esquemática da geometria em 3D de um tambor rotatório.	11
Figura 2.4: Representação das três principais formas de dissipação viscosa consideradas em um escoamento granular (Adaptado de SANTOS, 2015).	16
Figura 3.1: Unidade experimental para a realização de experimentos com partículas esféricas de poliacetal (SANTOS, 2015).....	23
Figura 3.2: Plano transversal do tambor rotatório (regime de rolamento) e indicação para obtenção das velocidades de partículas sobre a linha de referência (Adaptado de SANTOS, 2015).....	24
Figura 3.3: Representação transversal dos regimes de escoamento investigados neste trabalho (a) catarateamento (b) centrifugação.	25
Figura 3.4: Distribuição de linhas de referência para a avaliação numérica da fração volumétrica de sólidos ao longo do tambor na condição próxima à transição catarateamento-centrifugação.	29
Figura 4.1: Perfis radiais de velocidades de partículas experimental e simulados via CFD utilizando os diferentes modelos de configuração da Tabela 4.1 para a investigação do modelo friccional ($\omega=14,8$ rpm e $f=20\%$): (a) velocidade resultante (V_p) e (b) componente X da velocidade (V_{px}).	33
Figura 4.2: Perfis radiais de velocidades de partículas experimental e simulados via CFD utilizando os diferentes modelos de configuração (ver Tabela 4.2) para a investigação do efeito do coeficiente de restituição ($\omega = 14,8$ rpm e $f=20\%$): (a) velocidade resultante (V_p) e (b) componente X da velocidade (V_{px}).	35
Figura 4.3: Perfis de distribuição de fração de sólidos simulados via CFD para diferentes comprimentos de tambor (L/d) sobre a linha 3 (Fig. 3.4) utilizando esferas de poliacetal	36
Figura 4.4: Perfis de distribuição de fração de sólidos simulados via CFD para diferentes comprimentos de tambor (L/d) sobre a linha 3 (Fig. 3.4) utilizando grãos de arroz	36
Figura 4.5: Distribuições volumétricas de sólidos simuladas durante a transição catarateamento-centrifugação para $f = 20\%$ e utilizando partículas esféricas de poliacetal.....	38
Figura 4.6: Distribuições volumétricas de sólidos simuladas durante a transição catarateamento-centrifugação para $f = 20\%$ e utilizando partículas fusiformes (grãos de arroz).	39

Figura 4.7: Média da fração volumétrica ao longo das linhas 3 e 4 no interior do tambor (Fig. 3.4) em função da velocidade de rotação para os graus de preenchimento de (a) 10%, (b) 15%, (c) 20%, (d) 25%, (e) 30%, (f) 35% e (g) 40% para as esferas de poliacetal.....	40
Figura 4.8: Média da fração volumétrica ao longo das linhas 3 e 4 no interior do tambor (Fig. 3.4) em função da velocidade de rotação para os graus de preenchimento de (a) 10%, (b) 15%, (c) 20%, (d) 25%, (e) 30%, (f) 35% e (g) 40% para as partículas fusiformes (grãos de arroz).	41
Figura 4.9: Distribuições de fração de sólidos simuladas sobre as linhas de 1-8 (Figura 3.4), precisamente antes (ω) e na condição de transição catarateamento-centrifugação ($\omega_{c,c-c}$) para as esferas de poliacetal e graus de preenchimento de: (a) 10%; (b) 15%; (c) 20%; (d) 25%; (e) 30%; (f) 35% e (g) 40%.....	43
Figura 4.10: Distribuições de fração de sólidos simuladas sobre as linhas de 1-8 (Figura 3.4), precisamente antes (ω) e na condição de transição catarateamento-centrifugação ($\omega_{c,c-c}$) para os grãos de arroz e graus de preenchimento de: (a) 10%; (b) 15%; (c) 20%; (d) 25%; (e) 30%; (f) 35% e (g) 40%.....	44
Figura 4.11: Curvas de número de Froude crítico ($Fr_{c,c-c}$) experimental, simulada e de regressão para as partículas esféricas.	46
Figura 4.12: Curvas do número de Froude crítico ($Fr_{c,c-c}$) experimental (Santos <i>et al.</i> , 2016a), simulada e de regressão para as partículas fusiformes.	46
Figura 4.13: Comparação entre as curvas de número de Froude crítico ($Fr_{c,c-c}$) em função do grau de preenchimento do tambor (f) obtidas a partir de regressões não-lineares dos resultados simulados de transição para as partículas fusiformes e esféricas.	48

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1: Principais regimes de escoamento em tambores rotatórios (MELLMANN, 2001).	4
Tabela 2.2: Diferentes modelos para a previsão da transição catarateamento-centrifugação. ...	8
Tabela 3.1: Métodos numéricos utilizados nas simulações Eulerianas para partículas esféricas	31
Tabela 4.1: Diferentes configurações de modelo para a investigação do efeito de viscosidade friccional (interação partícula-partícula).	32
Tabela 4.2: Diferentes configurações de modelo para a investigação do efeito do coeficiente de restituição.....	34
Tabela 4.3: Valores de velocidade de rotação crítica simulados para a transição catarateamento-centrifugação em função do grau de preenchimento do tambor.	42
Tabela 4.4: Números de Froude crítico simulados e experimentais para a transição catarateamento-centrifugação ($Fr_{c,c-c}$) em função do grau de preenchimento (f) para as partículas esféricas e não-esféricas.....	45
Tabela 4.5: Valores de λ , τ , seus correspondentes erros relativos e R^2 obtidos a partir de regressões não-lineares das curvas de transição das Figuras 4.11 e 4.12.....	47

LISTA DE SÍMBOLOS

d	Diâmetro da partícula [$M^0 L^1 T^0$]
D	Diâmetro do tambor [$M^0 L^1 T^0$]
D_s	Tensor taxa de deformação [$M^0 L^0 T^{-1}$]
$D_{s,ij}$	Componente do tensor taxa de deformação [$M^0 L^0 T^{-1}$]
D_v	Diâmetro volumétrico da partícula [$M^0 L^1 T^0$]
e_{ss}	Coefficiente de restituição partícula-partícula [$M^0 L^0 T^0$]
f	Fração volumétrica [$M^0 L^0 T^0$]
Fr	Número de Froude [$M^0 L^0 T^0$]
$Fr_{c,c-c}$	Número de Froude crítico para a transição catarateamento-centrifugação [$M^0 L^0 T^0$]
$Fr_{c,r-c}$	Número de Froude crítico para a transição rolamento-cascadeamento [$M^0 L^0 T^0$]
g	Aceleração da gravidade [$M^0 L^1 T^{-2}$]
$g_{0,ss}$	Função de distribuição radial [$M^0 L^0 T^0$]
$\bar{\mathbf{I}}$	Tensor unitário [$M^1 L^{-2} T^0$]
I_{2D}	Segundo invariante do tensor viscoso de sólidos [$M^0 L^0 T^0$]
$k_{\theta s}$	Coefficiente de difusão da energia de energia de flutuação granular [$M^1 L^{-1} T^{-1}$]
K_{sf}	Coefficiente de troca de momento entre as fases [$M^1 L^0 T^{-1}$]
L	Comprimento do tambor [$M^0 L^1 T^0$]
n	Vetor normal [$M^0 L^0 T^0$]
p	Pressão [$M^1 L^{-1} T^{-2}$]
p_s	Pressão de sólidos [$M^1 L^{-1} T^{-2}$]
r_p	Raio da partícula [$M^0 L^1 T^0$]
R	Raio do tambor [$M^0 L^1 T^0$]
u_s	Componente do vetor velocidade [$M^0 L^1 T^{-1}$]
u_{sw}	Velocidade da fase sólida na parede [$M^0 L^1 T^{-1}$]
\vec{v}_f	Vetor velocidade da fase fluida [$M^0 L^1 T^{-1}$]
\vec{v}_s	Vetor velocidade da fase sólida [$M^0 L^1 T^{-1}$]

Símbolos gregos

α_f	Fração volumétrica da fase fluida [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
α_s	Fração volumétrica da fase sólida [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
α_{sc}	Fração volumétrica crítica [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
$\alpha_{s,avg}$	Fração volumétrica média de sólidos [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
$\alpha_{s,máx}$	Limite máximo de empacotamento [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
β_{fr}	Ângulo de fricção interna [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
γ_{θ_s}	Termo dissipativo da energia de flutuação granular [M ¹ L ⁻³ T ⁻¹]
ε	Porosidade do leito de material [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
θ_s	Ângulo de repouso dinâmico do material [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
λ	Parâmetro adimensional da Equação 2.10 (centrifugação) [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
λ_s	Viscosidade granular <i>bulk</i> [M ¹ L ⁻¹ T ⁻¹]
μ_f	Viscosidade do fluido [M ¹ L ⁻¹ T ⁻¹]
μ_s	Viscosidade granular cisalhante [M ¹ L ⁻¹ T ⁻¹]
μ_{p-w}	Coefficiente de atrito partícula-parede [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
$\mu_{p-w,c}$	Coefficiente de atrito partícula-parede crítico [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
ρ_f	Massa específica da fase fluida [M ¹ L ⁻³ T ⁰]
ρ_s	Massa específica da fase sólida [M ¹ L ⁻³ T ⁰]
ρ_{s-b}	Massa específica <i>bulk</i> para a fase sólida [M ¹ L ⁻³ T ⁰]
σ_{fs}	Termo de geração da energia de flutuação granular [M ¹ L ⁻³ T ⁻¹]
τ	Parâmetro adimensional da Equação 2.10 (centrifugação) [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
$\overline{\overline{\tau}}_f$	Tensor viscoso da fase fluida [M ¹ L ⁻¹ T ⁻²]
$\overline{\overline{\tau}}_s$	Tensor viscoso da fase sólida [M ¹ L ⁻¹ T ⁻²]
$\overline{\overline{\tau}}_{s,fr}$	Tensor friccional [M ¹ L ⁻¹ T ⁻²]
$\overline{\overline{\tau}}_{s,cin}$	Tensor cinético-colisional [M ¹ L ⁻¹ T ⁻²]
$\overline{\overline{\tau}}_{s,col}$	Tensor cinético [M ¹ L ⁻¹ T ⁻²]
φ	Coefficiente de especularidade [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
ψ_s	Temperatura granular [M ⁰ L ⁰ T ⁰]
ω	Velocidade de rotação [M ⁰ L ⁰ T ⁻¹]
$\omega_{c,c-c}$	Velocidade de rotação crítica para transição catarateamento-centrifugação [M ⁰ L ⁰ T ⁻¹]
Φ	Esfericidade [M ⁰ L ⁰ T ⁰]

SUMÁRIO

Resumo	i
Abstract	ii
LISTA DE FIGURAS.....	iii
LISTA DE TABELAS	v
LISTA DE SÍMBOLOS	vi
1. Introdução.....	1
2. Revisão Bibliográfica	4
2.1 Abordagem Física	4
2.1.1 Tambor Rotatório e Regimes de Escoamento	4
2.1.2 O Efeito de Parede em Tambores Rotatórios	10
2.2 Abordagem Numérica.....	12
2.2.1 Técnicas Numéricas para a Modelagem do Escoamento Granular.....	12
2.2.2 Equações da Continuidade e da Conservação de Quantidade de Movimento Linear para a Abordagem Euleriana	14
2.2.3 Modelagem da Distribuição das Tensões Viscosas na Fase Granular	16
2.2.4 Teoria Cinética do Escoamento Granular	17
2.2.5 Condições de Contorno na Modelagem Euleriana.....	19
3. Materiais e Métodos	22
3.1 Caracterização dos Materiais Particulados	22
3.2 Procedimento Físico-Experimental.....	22
3.2.1 Determinação Experimental dos Perfis de Distribuição de Velocidades de Partículas	22
3.2.2 Determinação Experimental da Transição entre os Diferentes Regimes de Escoamento	25
3.3 Procedimento Numérico	26
3.3.1 Validação Física do MEGM.....	26

3.3.2 Verificação do Efeito de Parede e Teste de Independência do Comprimento do Tambor	29
3.3.3 Determinação Numérica da Transição entre os Diferentes Regimes de Escoamento	30
4. Resultados e Discussão.....	32
4.1 Validação Física do MEGM para as Partículas Esféricas.....	32
4.1.1 Investigação da Influência do Modelo de Viscosidade Friccional.....	32
4.1.2 Investigação da Influência do Coeficiente de Restituição	34
4.2 Resultados da Análise para o Teste de Independência do Comprimento do Tambor e Verificação do Efeito de Parede para a Transição Catarateamento-Centrifugação.....	35
4.3 Verificação Física e Numérica da Transição entre os Regimes de Escoamento	38
4.3.1 Determinação da Velocidade Crítica de Rotação Simulada para a Transição Catarateamento-Centrifugação.....	38
4.3.2 Comparação das Curvas de Transição Catarateamento-Centrifugação Simuladas com as Experimentais e Ajuste do Modelo Semi-Empírico proposto por Santos <i>et al.</i> (2016a)	45
5. Conclusões e Sugestões.....	49
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	50

CAPÍTULO 1

Introdução

Tambores rotatórios podem ser utilizados em diversos tipos de operações industriais tais como moagem, granulação, mistura, secagem, dentre outras (SCHERER *et al.*, 2016; RODRIGUES *et al.*, 2017; JIANG, *et al.*, 2018; HE *et al.*, 2019). O amplo emprego deste tipo de equipamento se deve principalmente ao seu *design* simples e à sua capacidade de lidar com materiais contendo uma ampla faixa de distribuição granulométrica e com diferenças significativas em suas propriedades físicas.

Cada uma das operações unitárias para as quais podem ser empregados tambores rotatórios estão relacionadas aos fenômenos de transporte de massa, energia e quantidade de movimento. A eficiência de cada uma destas formas de transporte depende basicamente do comportamento dinâmico do material granular no interior do equipamento. Por isto, faz-se de fundamental importância o entendimento acerca do escoamento granular no interior de tambores rotatórios.

A depender das condições operacionais, é possível observar diferentes tipos de regimes de escoamento no interior de tambores rotatórios, os quais foram classificados no trabalho de Mellman (2001) basicamente em: deslizamento, em que ocorre um “escorregamento” total das partículas sobre a parede do tambor (ausência de movimento das partículas); avalanche, no qual há um movimento cíclico em que as partículas são carregadas pela parede do tambor até uma certa altura seguida por uma “avalanche”; rolamento, caracterizado por um movimento estável e uniforme no qual as partículas formam uma superfície plana com angulação constante com relação à horizontal; cascadeamento, em que verifica-se a curvatura da superfície de partículas em forma de “S”; catarateamento, no qual as partículas são lançadas da superfície do leito de material para o espaço vazio do tambor em forma de “véu” ou “cascata”; e centrifugação, em que as partículas se aderem completamente à parede do tambor.

A transição entre alguns destes regimes tem sido investigada por alguns autores (YANG *et al.*, 2008; RESENDE *et al.*, 2017). Porém, a maior parte dos trabalhos estão concentrados no estudo da transição entre regimes para partículas esféricas, cujo formato encontra-se distante daquilo que comumente é encontrado na maior parte dos processos industriais.

Modelos matemáticos podem ser utilizados para uma melhor compreensão da dinâmica e do comportamento do escoamento granular no interior de tambores rotatórios. Um tipo de modelo largamente empregado na previsão do escoamento granular é o Modelo Euleriano Granular Multifásico (MEGM), implementado por meio de técnicas de Fluidodinâmica Computacional (CFD), que considera que todas as fases presentes no escoamento, independentemente de sua natureza física, devem ser tratadas como interpenetrantes e contínuas. Para este tipo de abordagem, as equações diferenciais parciais referentes às distribuições de velocidade, pressão e outras variáveis (concentrações, temperatura, etc.) de cada uma das fases envolvidas no escoamento, são resolvidas de forma transiente em um campo Euleriano.

As simulações via técnicas de CFD são geralmente aplicadas apenas ao estudo de escoamentos granulares envolvendo partículas esféricas, visto que, como as fases são tratadas por meio de equações diferenciais (fases contínuas), apenas as propriedades das fases particuladas (densidade, diâmetro, etc.), e não as suas formas ou formatos, são levados em consideração.

O efeito da forma das partículas, nas simulações CFD, é comumente levado em conta por meio da força de arraste, juntamente com o coeficiente de esfericidade. Porém, a força de arraste só é significativa em escoamentos granulares presentes em equipamentos convectivos, nos quais um fluido promove o movimento das partículas. Em equipamentos difusivos, tais como tambores rotatórios, nos quais o movimento das partículas é ocasionado pelo movimento da parede do tambor, a força de arraste, proporcional à velocidade relativa entre as fases presentes no escoamento, é desprezível frente às demais forças consideradas. Logo, neste tipo de equipamento, a modelagem do escoamento granular por meio do MEGM ainda é restrita somente às partículas esféricas, sendo o problema desta restrição um dos grandes desafios abordados na presente dissertação.

Uma outra abordagem amplamente utilizada para a compreensão, de forma numérica, do escoamento granular no interior de tambores rotatórios é a abordagem Lagrangeana, implementada por meio do Método dos Elementos Discretos (DEM - *Discrete Element Method*), em que o movimento de cada partícula presente no escoamento é acompanhado de forma individual (não-contínua ou discreta), o que resulta em um alto custo computacional quando comparado à abordagem Euleriana descrita anteriormente. No DEM, é aplicado um balanço de forças sobre cada uma das partículas, através da segunda lei de Newton,

considerando sempre as interações partícula-partícula e partícula-fronteira, por meio de leis de contato adequadas.

Em função do alto custo computacional característico deste tipo de abordagem, as simulações que utilizam a metodologia Lagrangeana geralmente se restringem a equipamentos com geometrias simples e bastante reduzidas, para que, desta forma, possa haver uma diminuição da quantidade de partículas a serem consideradas no cálculo. Por outro lado, a grande vantagem das simulações DEM reside na possibilidade da criação da geometria da partícula e, conseqüentemente, na consideração direta do efeito da sua forma.

Com o auxílio de técnicas numéricas, o estudo sobre as transições entre os diferentes regimes de escoamento no interior de tambores rotatórios pode tornar-se mais completo e menos dispendioso, quando comparado com as técnicas experimentais. Porém, ainda são poucos os trabalhos presentes na literatura que trazem uma metodologia precisa para a identificação da transição entre estas formas de escoamento no interior deste tipo de equipamento, sendo esta identificação feita exclusivamente de forma subjetiva.

Este tipo de investigação pode auxiliar na otimização de processos industriais, para os quais, alguns tipos de regimes de escoamento devem ser evitados. O regime de centrifugação, por exemplo, em que as partículas são lançadas contra a parede do tambor e se aderem à esta, deve ser evitado em qualquer tipo de operação no interior de tambores rotatórios, uma vez que, uma parcela das partículas presentes no escoamento passa a ser subutilizada ou desperdiçada.

Com base no exposto, esta dissertação possui como objetivos principais a superação das dificuldades associadas à representação de forma direta do formato da partícula no MEGM, além da investigação, por meio de técnicas experimentais e numéricas, da transição entre os regimes de catarateamento e centrifugação. Como objetivos específicos, têm-se:

- ❖ Apresentar modelos Eulerianos validados fisicamente, sob o regime de rolamento, que representem partículas esféricas e não-esféricas;
- ❖ Propor uma metodologia para a verificação, de forma numérica e objetiva, da transição entre os regimes de catarateamento e centrifugação utilizando o MEGM (CFD);
- ❖ Aplicar a metodologia proposta para partículas esféricas e não-esféricas a fim de avaliar a influência da forma da partícula sobre a transição catarateamento-centrifugação;
- ❖ Avaliar o efeito das características geométricas do tambor (efeito de parede) sobre o escoamento granular, mais precisamente durante a transição entre os regimes de catarateamento e centrifugação.

CAPÍTULO 2

Revisão Bibliográfica

Este capítulo possui por objetivo discutir aspectos abordados na literatura para o estudo do escoamento granular no interior de tambores rotatórios, em especial no que se refere à transição catarateamento-centrifugação. Além disso, uma revisão que exemplifica as principais técnicas utilizadas para a modelagem numérica do escoamento granular é apresentada.

2.1 Abordagem Física

2.1.1 Tambor Rotatório e Regimes de Escoamento

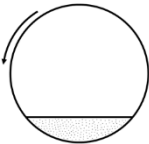
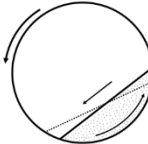
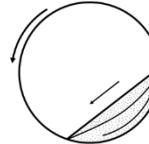
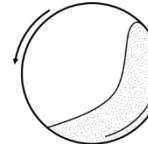
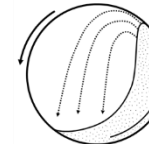
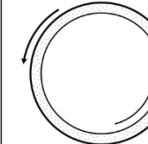
Segundo Mellmann (2001), os regimes de escoamento no interior de tambores rotatórios podem ser classificados basicamente em seis tipos: deslizamento, avalanche, rolamento, cascadeamento, catarateamento e centrifugação. Segundo o autor, esta classificação depende principalmente do coeficiente de atrito partícula-parede (μ_{p-w}) em relação ao seu valor crítico ($\mu_{p-w,c}$), do grau de preenchimento do tambor (f) e de um adimensional, denominado número de Froude (Fr).

O número de Froude relaciona as forças centrífuga e gravitacional atuantes durante o escoamento no interior de tambores rotatórios e é denotado pela Eq. 2.1:

$$Fr = \frac{\omega^2 R}{g} \quad (2.1)$$

em que ω representa a velocidade de rotação do tambor, R , o raio interno do tambor e g , a aceleração da gravidade. A classificação proposta por Mellmann (2001) encontra-se resumida na Tabela 2.1 a seguir:

Tabela 2.1: Principais regimes de escoamento em tambores rotatórios (MELLMANN, 2001).

Regimes	Deslizamento	Avalanche	Rolamento	Cascadeamento	Catarateamento	Centrifugação
Esquemas						
Faixa de Froude [-]	$0 < Fr < 10^{-4}$	$10^{-5} < Fr < 10^{-3}$	$10^{-4} < Fr < 10^{-2}$	$10^{-3} < Fr < 10^{-1}$	$0,1 < Fr < 1$	$Fr \geq 1$
Faixa de grau de preenchimento [-]	$f < 0,1$	$f < 0,1$	$f > 0,1$		$f > 0,2$	
Condição de atrito na parede [-]	$\mu_{p-w} < \mu_{p-w,c}$		$\mu_{p-w} > \mu_{p-w,c}$			

Os critérios propostos por Mellmann (2001) para a classificação dos regimes de escoamento servem apenas como uma orientação, uma vez que, a transição entre estes depende também de algumas das características do material particulado com o qual se esteja trabalhando.

A seguir, tem-se uma descrição mais detalhada sobre cada um dos regimes de escoamento no interior de tambores rotatórios:

Regime de Deslizamento: Este tipo de regime de escoamento pode ser caracterizado pela presença de um leito de material aparentemente em repouso, sem ângulo de deflexão, que desliza em função da falta de aderência das partículas às paredes do tambor, devido ao baixo coeficiente de atrito partícula-parede (μ_{p-w}), abaixo do valor crítico ($\mu_{p-w,c}$). Neste caso, não há mistura de material no interior do leito, sendo, portanto, um tipo de regime comumente evitado, seja pelo aumento do coeficiente de atrito partícula-parede, aderindo-se uma lixa às paredes do tambor, ou pela instalação de suspensores no interior do equipamento.

Regime de Avalanche: Um sutil aumento do coeficiente de atrito partícula-parede (μ_{p-w}), acima do valor crítico ($\mu_{p-w,c}$), e/ou da velocidade de rotação do tambor podem promover o surgimento do regime de avalanche, no qual o leito de material é continuamente elevado, alcançando um ângulo de repouso superior, até ser nivelado por sucessivas “avalanches” e alcançar um ângulo de repouso inferior. Os ângulos de repouso são definidos a partir da medida de elevação do leito de partículas em relação à horizontal.

Segundo alguns autores, como Henein *et al.* (1983), existe um consenso geral de que a frequência das avalanches está diretamente ligada à velocidade de rotação do tambor. Porém, fontes mais atuais, como Liu *et al.* (2005), revelaram que, os efeitos da velocidade de rotação e do grau de preenchimento do tambor sobre o regime de avalanche podem ser desconsiderados frente aos efeitos proporcionados pelas dimensões da partícula e do tambor. Experimentos realizados no referido trabalho demonstraram que, os ângulos de repouso superior e inferior apresentaram crescimento com o aumento da razão d/D , em que d é o diâmetro das partículas e D , o diâmetro do tambor. Já para experimentos que avaliaram o efeito da velocidade de rotação sobre o escoamento, ficou constatado, segundo Liu *et al.* (2005), que para um aumento de 600% na velocidade, houve um crescimento de apenas 5% no nível do ângulo de repouso inferior.

Regime de Rolamento: O aumento da velocidade de rotação em relação ao regime de avalanche auxilia no surgimento do regime de rolamento, caracterizado pela formação de um

leito de material plano, com ângulo de repouso constante. Nesta forma de escoamento, é possível notar o surgimento de duas regiões no leito de material: uma região passiva, próxima à parede do tambor, em que as partículas se movimentam como um corpo sólido, apresentando um perfil de velocidades radiais próximo ao linear, e uma região ativa, próxima à superfície do leito, na qual o movimento das partículas é bastante intenso, o que favorece diretamente as transferências de massa e energia (DING *et al.*, 2001). As duas regiões são separadas por um ponto de inflexão, no qual a velocidade das partículas torna-se nula e há uma inversão no sentido do escoamento granular no interior do leito de material. Na Figura 2.1 está representado o perfil de velocidade de sólidos esperado para o leito de partículas no regime de rolamento.

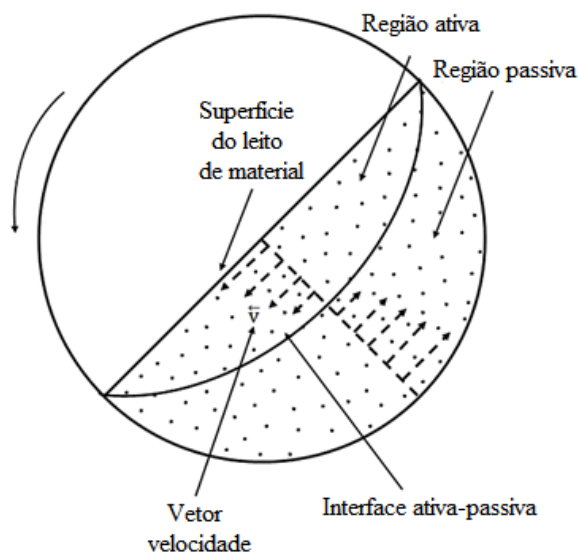


Figura 2.1: Regiões ativa e passiva no plano transversal de um tambor rotatório operando no regime de rolamento (Adaptado de SANTOS, 2015).

Por se tratar de uma forma de escoamento associado a um elevado grau de mistura no interior do leito de partículas, o regime de rolamento é altamente empregado em operações de mistura, secagem e granulação (HERZ *et al.*, 2015; LIU *et al.*, 2016).

Regime de Cascadeamento: O aumento de velocidade de rotação em relação ao regime de rolamento leva a uma transição para o regime de cascadeamento, no qual a superfície do leito de material passa a apresentar um perfil arqueado, em formato de “S”.

No que se refere à transição entre os regimes de rolamento e cascadeamento, segundo Blumberg e Schlünder (1996), este fenômeno depende unicamente do diâmetro das partículas (d) envolvidas no escoamento e do diâmetro do tambor (D), o que matematicamente, de

acordo com os autores, pode ser descrito pelo número de Froude crítico para a transição rolamento-cascadeamento ($Fr_{c,r-c}$), conforme a Eq. 2.2:

$$Fr_{c,r-c} = \frac{2d}{D} \quad (2.2)$$

Porém, segundo Santos *et al.* (2016a), para o estudo da transição entre os referidos regimes de escoamento, o formato da partícula deve ser levado em consideração de forma mais precisa, por meio de propriedades adicionais, tais como o diâmetro volumétrico (D_v) (diâmetro de uma esfera de igual volume que a partícula) e a esfericidade (ϕ), de acordo com a Eq. 2.3:

$$Fr_{c,r-c} = \frac{2D_v\phi}{D} \quad (2.3)$$

Regime de Catarateamento: Com um aumento significativo da velocidade de rotação quando em comparação com o regime de cascadeamento, obtém-se o regime de catarateamento, caracterizado pelo lançamento de partículas de forma individual do leito de material para o espaço vazio do tambor. Neste tipo de regime, à medida que a velocidade de rotação passa por algum acréscimo, o número de partículas que se desprendem do leito de material e o tamanho de suas trajetórias tornam-se maiores, de modo que um “véu” de partículas é então formado ao longo do diâmetro do tambor.

Regime de Centrifugação: O aumento gradativo da velocidade de rotação a partir do regime de catarateamento, leva a uma transição para o regime de centrifugação, cujo critério de transição pode ser definido, segundo Watanabe (1999), de duas formas: aquele em que as partículas encontram-se totalmente aderidas à parede do tambor de modo que um anel regular seja formado (Figura 2.2a), e outro em que somente a camada mais externa do leito de material encontra-se em contato direto com a parede do tambor (Figura 2.2b).

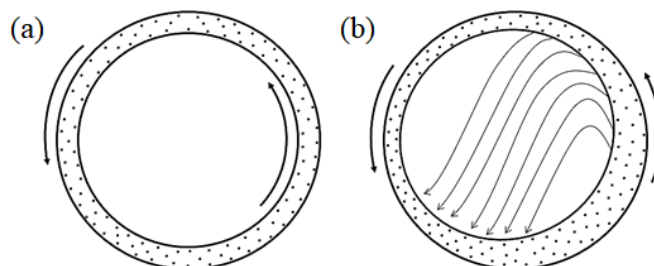


Figura 2.2: Diferentes definições para o critério de transição catarateamento-centrifugação – (a) todas as partículas formam um anel (b) somente as partículas da camada mais externa do leito de material formam um anel (Adaptado de SANTOS, 2015).

Tendo em vista que no regime de centrifugação há um equilíbrio entre as forças centrífuga e gravitacional, de acordo com a Eq. 2.1, o número de Froude crítico para a transição catarateamento-centrifugação ($Fr_{c,c-c}$) passa a ser igual a 1 e a velocidade crítica de rotação ($\omega_{c,c-c}$) pode ser escrita conforme a Eq. 2.4.

$$\omega_{c,c-c} = \sqrt{\frac{g}{R}} \quad (2.4)$$

Porém, com base na definição de centrifugação exibida na Figura 2.2a e avaliando outros aspectos que envolvem os regimes de escoamento no interior de tambores rotatórios, diversos autores passaram a propor diferentes formas de obtenção da velocidade crítica para a transição catarateamento-centrifugação ($\omega_{c,c-c}$). Alguns modelos que foram propostos encontram-se reunidos na Tabela 2.2.

Tabela 2.2: Diferentes modelos para a previsão da transição catarateamento-centrifugação.

Rose e Sullivan (1957)	Walton e Braun (1993)	Ristow (1998)
$\omega_{c,c-c} = \sqrt{\frac{2g}{2R - 2r_p}} \quad (2.5)$	$\omega_{c,c-c} = \sqrt{\frac{g}{R \sin(\theta_s)}} \quad (2.6)$	$\omega_{c,c-c} = \sqrt{\frac{g}{R \sqrt{1-f}}} \quad (2.7)$
Watanabe (1999)	Juarez <i>et al.</i> (2011)	
$\omega_{c,c-c} = \sqrt{\frac{g}{R \sin(\theta_s) \sqrt{1-f}}} \quad (2.8)$	$\omega_{c,c-c} = \sqrt{\frac{g (1 - \rho_f / \rho_s)}{R \sin(\theta_s) \sqrt{1-f}}} \quad (2.9)$	

O modelo proposto por Rose e Sullivan (1957) (Eq. 2.5) passou a levar em consideração a influência do tamanho do material particulado sobre a velocidade crítica para a transição catarateamento-centrifugação, por meio do raio da partícula (r_p).

Walton e Braun (1993), em seu modelo, sugeriram a aplicação de um balanço de forças sobre uma partícula aderida à parede do tambor que levasse em conta a decomposição da força gravitacional. Esta estratégia deu origem ao modelo representado pela Eq. 2.6, e que inclui o ângulo de repouso do material particulado (θ_s).

Diferentemente dos autores citados, Watanabe (1999) considerou a definição de centrifugação representada pela Figura 2.2b, em que somente a camada mais externa do leito de partículas encontra-se aderida à parede do tambor. A partir disto, e após comprovar por

meio de experimentos que o grau de preenchimento do tambor (f) mantinha relação direta com a velocidade crítica para a transição catarateamento-centrifugação, o autor sugeriu uma expressão (Eq. 2.8) que conciliava os modelos propostos por Walton e Braun (1993) (Eq. 2.6) e Ristow (1998) (Eq. 2.7).

Os trabalhos de Ristow (1998), Watanabe (1999) e Mellmann (2001) comprovaram que à medida que o grau de preenchimento do tambor se aproxima de 100% (em termos volumétricos), a velocidade crítica de rotação para a transição tende a apresentar um comportamento assintótico, aproximando-se do valor crítico teórico obtido por meio da mecânica clássica (fazendo que $Fr = 1$).

Tendo em vista os modelos propostos por diversos autores, Juarez *et al.* (2011) passaram a reavaliar quais fatores possuíam efetiva capacidade de influenciar na transição catarateamento-centrifugação. Os autores concluíram que o modelo proposto por Watanabe (1999) apresentava uma combinação interessante para a avaliação da velocidade crítica de centrifugação, porém era necessário incluir parâmetros que levassem em consideração o efeito de fluidos intersticiais sobre o escoamento granular. Para tanto, foram incluídos no modelo proposto (Eq. 2.9) os termos ρ_f e ρ_s , que representam as massas específicas da fase fluida e da fase sólida, respectivamente.

Segundo Juarez *et al.* (2011) quanto maior o efeito friccional entre as partículas, menores são as velocidades críticas requeridas para a transição catarateamento-centrifugação. Porém, entende-se que o efeito friccional está intimamente relacionado ao ângulo de repouso do material particulado (θ_s), já incluído em modelos anteriores, não havendo a necessidade, portanto, da inclusão de um outro parâmetro para que o efeito friccional fosse contabilizado.

Além dos modelos previamente apresentados, Santos *et al.* (2016a) também propuseram uma correlação semi-empírica que permitisse o cálculo da velocidade crítica de rotação necessária para a transição catarateamento-centrifugação. Este novo modelo incluiu a inserção de novos parâmetros adimensionais, que são:

λ : Efeito adicional sobre o número de Froude (Fr) necessário para a transição catarateamento-centrifugação quando o grau de preenchimento (f) é baixo, e

τ : Decaimento exponencial da velocidade de rotação crítica ($\omega_{c,c-c}$) com o aumento do grau de preenchimento (f) durante a transição.

Estes dois parâmetros atuam de forma compensatória entre si, o que matematicamente pode ser representado pela Eq. 2.10:

$$\omega_{c,c-c} = \sqrt{\frac{g[1 + \lambda \exp(-\tau f)]}{R}} \quad (2.10)$$

O fator exponencial está diretamente associado ao comportamento assintótico da diminuição da velocidade crítica de rotação com o aumento do grau de preenchimento do tambor.

Os valores de λ e τ devem ser obtidos a partir de uma regressão não-linear da relação entre o número de Froude crítico ($Fr_{c,c-c}$) e o grau de preenchimento do tambor (f). Por esta razão, segundo os autores, este modelo possui, por meio dos parâmetros adimensionais, a capacidade de relacionar o formato da partícula com a velocidade crítica necessária para a transição catarateamento-centrifugação.

Apesar da diversidade de modelos relatados na literatura para o estudo da transição catarateamento-centrifugação, poucos são aqueles que apresentam uma metodologia clara e relativamente precisa para a constatação de que a transição foi de fato alcançada. A determinação da transição, ainda hoje, é feita exclusivamente de forma experimental, visual e subjetiva. Além disto, nota-se uma certa escassez de trabalhos que discutam a relação entre diferentes formatos de partícula e a influência deste fator sobre a velocidade crítica de transição ($\omega_{c,c-c}$). Tais discussões são de extrema importância, visto que, o regime de centrifugação é utilizado como um referencial a ser evitado para a operação de tambores rotatórios, pois nesta forma de escoamento as partículas não participam do processo em questão (mistura, moagem, entre outros).

Um outro fator que também possui influência sobre a transição entre os regimes de escoamento no interior de tambores rotatórios, e cujo estudo ainda se mostra bastante escasso na literatura, será melhor abordado no próximo tópico: as dimensões do tambor, ou mais precisamente, o efeito de parede sobre o escoamento granular.

2.1.2 O Efeito de Parede em Tambores Rotatórios

A geometria de um tambor rotatório pode ser dividida, basicamente, em três partes, conforme é mostrado na Figura 2.3: parede central e paredes laterais.

Quanto menor o comprimento do tambor, maior a proximidade entre as paredes laterais. Quando esta aproximação passa a ocasionar diversos efeitos sobre o escoamento granular, tem-se o que se denomina “efeito de parede”.

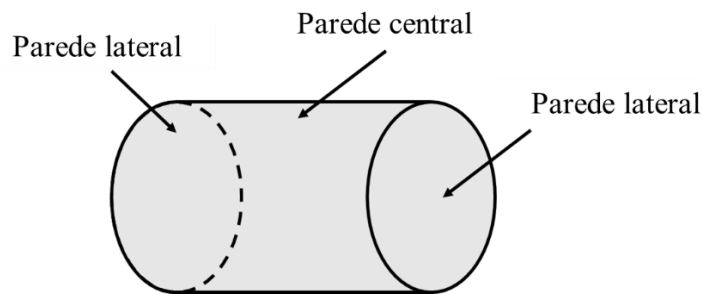


Figura 2.3: Representação esquemática da geometria em 3D de um tambor rotatório.

Parte destes efeitos foram reportados por alguns trabalhos presentes na literatura. Yang *et al.* (2008) analisaram o escoamento de partículas no interior de um tambor rotatório no regime de cascadeamento utilizando simulações numéricas, empregando-se três diferentes comprimentos de tambor (L) para um diâmetro fixo de partícula (d). As razões avaliadas foram de 5,3, 21,3 e 85,3. Segundo os autores, para a razão L/d igual a 5,3, foi possível observar que a superfície do leito de partículas apresentou um perfil mais arqueado e com maior ângulo de repouso dinâmico do que para as simulações com os outros comprimentos de tambor. A partir da razão L/d igual a 85,3 nenhuma outra influência do efeito de parede foi notada sobre o escoamento de partículas no interior do tambor.

Benedito *et al.* (2018), ao realizarem um estudo numérico sobre o efeito de parede utilizando simulações CFD, para razões L/d que variaram de 5,8 a 87,2, constataram que quanto menor a quantidade de partículas na direção axial do tambor, maiores os ângulos de repouso dinâmico observados para o leito de material durante o regime de rolamento, devido ao efeito de parede. Por meio de uma análise quantitativa, os autores concluíram que, a partir de uma razão L/d igual a 40,7, não foram mais percebidas influências significativas do efeito de parede sobre a dinâmica de partículas no interior do tambor rotatório.

Em função do alcance de maiores ângulos de repouso dinâmico em tambores cujo escoamento é afetado pelo efeito de parede, tem-se que maiores velocidades radiais de partículas são atingidas. Isto porque a maior inclinação do leito de material proporciona maiores valores de energia potencial, que posteriormente é convertida em energia cinética, devido a movimentação do tambor, resultando em valores mais altos de velocidades de partículas (SANTOS *et al.*, 2016b).

As operações nas quais os tambores rotatórios são empregados também podem sofrer influência do efeito de parede, conforme o trabalho realizado por Liu *et al.* (2017) que avaliaram o comportamento de mistura na superfície e no interior do leito de partículas em função do comprimento do tambor. Os autores realizaram simulações numéricas para diversos

comprimentos de tambor rotatório, fixando os diâmetros das partículas envolvidas no processo de mistura, a velocidade de rotação e o grau de preenchimento do tambor. Segundo os resultados obtidos, ficou constatado que quanto menor o comprimento do tambor, maior é a correspondência entre o nível de mistura observado na superfície do leito e aquele presente em seu interior. Logo, devido ao efeito de parede, as partículas são elevadas a maiores ângulos, o que auxilia na mistura entre elas na superfície do leito de material.

A avaliação do efeito de parede sobre o escoamento granular é de fundamental importância uma vez que, o comprimento do tambor, a depender do processo com o qual se esteja lidando, pode possuir influência direta sobre o comportamento dinâmico das partículas. Adicionalmente, uma investigação sistemática do efeito de parede sobre a transição entre os regimes de catarateamento e centrifugação ainda se encontra bastante escasso e, no caso de partículas de diferentes formas, até mesmo inexistente na literatura.

Para avaliação da transição entre as diferentes formas de regimes de escoamento no interior de tambores rotatórios e do efeito de parede sobre o escoamento granular, modelos computacionais podem ser utilizados. Dentre as abordagens disponíveis na literatura, destacam-se o Modelo Euleriano Granular Multifásico (MEGM) e a Abordagem Lagrangeana, que serão discutidos nos tópicos a seguir.

2.2 Abordagem Numérica

2.2.1 Técnicas Numéricas para a Modelagem do Escoamento Granular

Com o intuito de se investigar, de forma mais detalhada e menos dispendiosa, o escoamento granular no interior de diversos equipamentos industriais, diferentes abordagens numéricas vêm sendo propostas. A vantagem do uso deste tipo de ferramenta advém do fato de que o comportamento do sistema avaliado pode ser previsto de forma numérica, o que contribui para a redução de custos operacionais e de matéria-prima ligados ao estudo do escoamento granular de forma empírica. Duas das mais conhecidas abordagens numéricas disponíveis na literatura para o tratamento de escoamentos granulares são a modelagem Lagrangeana, implementada por meio do Método dos Elementos Discretos (DEM – *Discrete Element Method*) e a modelagem Euleriana, implementada através das técnicas de Fluidodinâmica Computacional (CFD – *Computational Fluid Dynamics*).

O Método dos Elementos Discretos (DEM) foi proposto originalmente por Cundall e Strack (1979) durante o estudo sobre a mecânica de rochas. Na aproximação DEM, a trajetória de cada partícula presente no escoamento é acompanhada e uma integração temporal

explícita do balanço de forças (segunda lei de Newton) é aplicada, de forma individual, sobre cada partícula, levando em consideração as interações partícula-partícula e partícula-parede (SANTOS, 2015).

Santos *et al.* (2016b) avaliaram a dinâmica do escoamento granular no interior de um tambor rotatório por meio de métodos experimentais e simulações numéricas utilizando a abordagem Lagrangeana. O estudo envolveu a calibração e verificação do modelo DEM proposto para o estudo do escoamento em questão. Os autores concluíram que os resultados das simulações via DEM puderam representar de forma satisfatória os dados experimentais.

Ma e Zhao (2018) também utilizaram a metodologia DEM para a avaliação da dinâmica de partículas em formato cilíndrico no interior de um tambor rotatório. Os autores realizaram comparações entre resultados simulados e dados experimentais apenas de forma qualitativa, contrapondo resultados de perfis de fração de sólidos. Concluiu-se que, em função do alto nível de detalhamento, os dados experimentais puderam ser suficientemente representados pelos resultados das simulações utilizando a modelagem Lagrangeana.

Apesar do amplo uso da modelagem Lagrangeana em simulações para a representação de uma variedade de fenômenos físicos, este tipo de abordagem exhibe como limitação o alto custo computacional, relacionado principalmente às integrações numéricas explícitas aplicadas sobre cada partícula presente no escoamento. Caso o material particulado apresente formato distante do esférico, o custo computacional das simulações DEM passam a ser ainda maiores, uma vez que, um método para a representação do formato original da partícula, como o multi-esferas por exemplo, deve ser utilizado (CABISCOL *et al.*, 2018). Por estes motivos, é comum na literatura o uso da abordagem Lagrangeana para simulações de geometrias em escala reduzida e/ou em apenas duas dimensões (2D).

No que se refere à abordagem Euleriana, esta considera que as fases do escoamento, sólido e gás, devem ser tratadas como interpenetrantes e contínuas. Cada uma das fases pode ser descrita por um conjunto de equações diferenciais parciais contínuas que descrevem a conservação de massa, de quantidade de movimento e de energia para um volume de controle fixo (DEMAGH *et al.*, 2012).

Delele *et al.* (2016) e Machado *et al.* (2017a) empregaram técnicas de CFD (*Computational Fluid Dynamics*) para a previsão do escoamento granular no interior de tambores rotatórios. Ambos os trabalhos utilizaram a abordagem Euleriana em conjunto com a Teoria Cinética do Escoamento Granular. Os resultados simulados obtiveram concordância satisfatória com os dados experimentais e permitiram análises de características do

escoamento como ângulo de repouso, perfil de velocidades de partículas e coeficiente de restituição do material particulado.

As simulações realizadas em CFD geralmente estão associadas a baixos custos computacionais, quando comparadas às simulações DEM, porém há como limitação a dificuldade de caracterização do formato da partícula, caso o escoamento sob análise conte com fase sólida.

Para o desenvolvimento deste trabalho, optou-se pelo emprego da modelagem Euleriana (CFD) para a realização de todas as simulações numéricas, buscando-se superar a dificuldade associada à representação da forma da partícula intrínseco deste modelo numérico. Nos próximos tópicos serão descritos, de forma detalhada, os principais aspectos relacionados a este tipo de abordagem numérica.

2.2.2 Equações da Continuidade e da Conservação de Quantidade de Movimento Linear para a Abordagem Euleriana

A conservação de massa pode ser descrita, segundo a modelagem Euleriana, para as fases fluida e granular por meio das Eq. 2.11 e 2.12, respectivamente:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f \alpha_f) + \nabla \cdot (\rho_f \alpha_f \vec{v}_f) = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s \alpha_s) + \nabla \cdot (\rho_s \alpha_s \vec{v}_s) = 0 \quad (2.12)$$

sob a restrição,

$$\alpha_f + \alpha_s = 1 \quad (2.13)$$

sendo ρ_f , ρ_s , α_f , α_s , v_f e v_s , a massa específica da fase fluida, a massa específica da fase sólida, a fração volumétrica da fase fluida, a fração volumétrica da fase sólida, o vetor velocidade da fase fluida e o vetor velocidade da fase sólida, respectivamente.

A transferência de quantidade de movimento pode ser escrita na forma da Eq. 2.14 para a fase fluida:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_f \rho_f \vec{v}_f) + \nabla \cdot (\alpha_f \rho_f \vec{v}_f \vec{v}_f) = -\alpha_f \nabla p + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}_f + \alpha_f \rho_f \vec{g} + [K_{sf}(\vec{v}_s - \vec{v}_f)] \quad (2.14)$$

em que p , $\bar{\bar{\tau}}_f$ e K_{sf} representam a pressão, o tensor viscoso da fase fluida e o coeficiente de troca de momento entre as fases sólida e fluida, respectivamente. O tensor viscoso da fase

fluida, para o caso de fluidos newtonianos, pode ser descrito por meio do modelo de Navier-Stokes (Eq. 2.15):

$$\bar{\tau}_f = \mu_f \left[\nabla \vec{v}_f + (\nabla \vec{v}_f)^T \right] - \frac{2}{3} \mu_f (\nabla \cdot \vec{v}_f) \bar{I} \quad (2.15)$$

onde μ_f representa a viscosidade dinâmica do fluido e \bar{I} , o tensor unitário. O sobrescrito “ T ” serve para indicar a presença de uma matriz transposta na equação.

De forma similar ao que foi apresentado para a fase fluida, a transferência de quantidade de movimento para a fase sólida pode ser denotada pela Eq. 2.16:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_s \rho_s \vec{v}_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) = -\alpha_s \nabla p - \nabla p_s + \nabla \cdot \bar{\tau}_s + \alpha_s \rho_s \vec{g} + [K_{sf} (\vec{v}_f - \vec{v}_s)] \quad (2.16)$$

sendo p_s e $\bar{\tau}_s$, a pressão de sólidos e o tensor viscoso da fase sólida, respectivamente. Para a obtenção do tensor viscoso da fase sólida é necessário o emprego da Teoria Cinética do Escoamento Granular, a qual, por sua vez, está amplamente relacionada ao modo como as tensões viscosas se distribuem na fase granular.

No que se refere ao acoplamento entre as fases fluido-sólido, este é representado pelo coeficiente de troca de momento entre as fases, K_{sf} , o qual contabiliza o efeito do arraste exercido pela fase fluida sobre a fase sólida. A força de arraste, que equivale a uma força de aceleração, possui influência direta sobre a “interconexão” entre as fases do escoamento (SANTOS, 2015). O valor de K_{sf} pode ser obtido a partir de diferentes modelos de arraste empregados durante a modelagem do escoamento multifásico (SCHILLER e NAUMANN, 1935; RICHARDSON e ZAKI, 1954; WEN e YU, 1966; CLIFT *et al.*, 1978; GIBILARO *et al.*, 1985; SYAMLAL e O’BRIEN, 1988; ARASTOPOUR *et al.*, 1990; GIDASPOW *et al.*, 1992; HUILIN *et al.*, 2003).

Vale ressaltar que, a magnitude da força de arraste é significativa no caso de escoamentos granulares presentes em equipamentos convectivos, em que um fluido (soprado ou bombeado) promove o movimento das partículas. No caso de tambores rotatórios, nos quais o movimento das partículas é ocasionado pelo movimento de uma fronteira sólida (equipamentos difusivos), a força de arraste pode ser considerada desprezível frente às demais forças em consideração (SANTOS *et al.*, 2014).

2.2.3 Modelagem da Distribuição das Tensões Viscosas na Fase Granular

Variações na concentração de sólidos na fase granular podem resultar em regiões com maior ou menor porosidade. Esta não-uniformidade do escoamento granular e seus consequentes efeitos devem ser levados em consideração na modelagem de tensões viscosas na fase particulada (SANTOS, 2015).

São três as regiões e suas respectivas formas de dissipação viscosa resultantes das diferenças na concentração volumétrica de sólidos, conforme representado na Figura 2.4 a seguir:

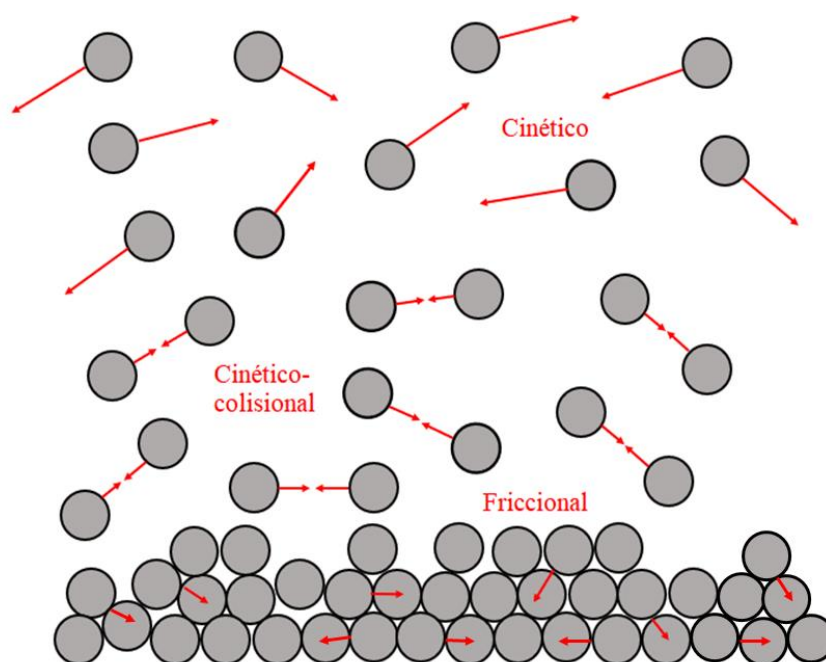


Figura 2.4: Representação das três principais formas de dissipação viscosa consideradas em um escoamento granular (Adaptado de SANTOS, 2015).

Dartevelle (2003) apresenta uma breve descrição sobre cada uma das regiões formadas durante o escoamento granular:

Região cinética: nesta parte mais diluída do escoamento, as partículas se movimentam de forma aleatória, sendo a contribuição viscosa, resultado deste movimento caótico. Tal contribuição é denominada dissipação viscosa cinética.

Região cinética-colisional: nesta extensão, com o aumento da concentração de sólidos, além da dissipação viscosa cinética, tem-se a dissipação viscosa cinética- colisional, decorrente das colisões instantâneas entre as partículas e do movimento aleatório destas.

Região friccional: zona com alta concentração de sólidos, maior que 50% em volume, aproximadamente, onde não são mais observados movimentos aleatórios das partículas ou colisões instantâneas. Nesta região verifica-se um longo contato entre as partículas, que começam a deslizar e atritar umas sobre as outras. A contribuição viscosa passa a ser denominada dissipação viscosa friccional.

Nas regiões relativamente mais diluídas do escoamento, a turbulência da fase fluida pode contribuir para o aumento ou diminuição (a depender do tipo de fluido) das dissipações viscosas cinética e cinética-colisional.

A princípio, o tensor viscoso da fase sólida pode ser escrito de forma análoga ao tensor viscoso da fase fluida, em conformidade com a Eq. 2.17:

$$\overline{\tau}_s = \alpha_s \mu_s \left(\nabla \vec{v}_s + \nabla \vec{v}_s^T \right) + \alpha_s \left(\lambda_s - \frac{2}{3} \mu_s \right) \nabla \vec{v}_s \cdot \vec{I} \quad (2.17)$$

em que μ_s e λ_s representam a viscosidade granular cisalhante e a viscosidade granular *bulk*, respectivamente. O tensor viscoso da fase sólida, segundo Savage (1983), também pode ser modelado pela soma dos tensores cinético ($\overline{\tau}_{s,cin}$), cinético-colisional ($\overline{\tau}_{s,col}$) e friccional ($\overline{\tau}_{s,fr}$), de acordo com a Equação 2.18:

$$\overline{\tau}_s = \overline{\tau}_{s,col} + \overline{\tau}_{s,cin} + \overline{\tau}_{s,fr} \quad (2.18)$$

As contribuições cinética e colisional devem ser definidas a partir de uma analogia com a teoria cinética dos gases, que é adaptada para o escoamento granular e passa a ser denominada como a Teoria Cinética do Escoamento Granular, proposta por Bagnold (1954) e desenvolvida posteriormente por Savage e Jeffrey (1981), Jenkins e Savage (1983), Shahinpour e Ahmadi (1983), Lun *et al.* (1984) e Gidaspow (1994).

A contribuição friccional, por sua vez, deve ser definida a partir da teoria do escoamento potencialmente plástico desenvolvida por Johnson e Jackson (1987), Schaeffer (1987) e Srivastava e Sundaresan (2003).

2.2.4 Teoria Cinética do Escoamento Granular

A Teoria Cinética do Escoamento Granular é basicamente uma extensão da clássica teoria cinética dos gases. Esta analogia é feita tendo em vista que no escoamento granular as partículas movem-se aleatoriamente, assim como as moléculas de um gás, em nível

microscópico (LUN *et al.*, 1984). As colisões partícula-partícula, na Teoria Cinética do Escoamento Granular, devem ser levadas em consideração por meio do coeficiente de restituição.

Uma das variáveis mais significativas da teoria proposta é a temperatura granular (ψ_s), que serve como uma medida da energia cinética de sólidos, ou do grau de flutuação da velocidade das partículas.

A equação que caracteriza a evolução da temperatura granular (ψ_s), ou sua conservação, pode ser escrita na forma da Eq. 2.19:

$$\frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \alpha_s \psi_s) + \nabla \cdot (\rho_s \alpha_s \vec{v}_s \psi_s) \right] = (-p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s) : \nabla \vec{v}_s + \nabla \cdot (k_{\theta s} \nabla \psi_s) - \gamma_{\theta s} + \sigma_{fs} \quad (2.19)$$

sendo $k_{\theta s}$ o coeficiente de difusão, $\gamma_{\theta s}$, o termo dissipativo e σ_{fs} , o termo de geração da energia de flutuação granular. A pressão de sólidos, p_s , denota a ação das forças normais que atuam sobre a partícula devido às interações partícula-partícula presentes durante o escoamento granular. O valor de p_s pode ser obtido por meio da soma das contribuições cinética e colisional (Eq. 2.20).

$$p_s = \alpha_s \rho_s \psi_s + 2 \rho_s (1 + e_{ss}) \alpha_s^2 g_{0,ss} \psi_s \quad (2.20)$$

em que e_{ss} e $g_{0,ss}$ representam, respectivamente, o coeficiente de restituição e a função de distribuição radial, a qual denota a probabilidade dos contatos entre partículas, podendo ser definida matematicamente por meio da Eq. 2.21 (BAGNOLD, 1954):

$$g_{0,ss} = \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,max}} \right)^3 \right]^{l-1} \quad (2.21)$$

sendo $\alpha_{s,max}$ o limite máximo de empacotamento de partículas.

No que se refere ao termo de difusão ($k_{\theta s}$), este pode ser obtido utilizando-se os modelos de Gidaspow *et al.* (1992), representado pela Eq. 2.22, ou de Syamlal *et al.* (1993), representado pela Eq. 2.23.

$$k_{\theta s} = \frac{150 \rho_s d \sqrt{\psi_s \pi}}{384(1+e_{ss})g_{0,ss}} \left[1 + \frac{6}{5} (1+e_{ss}) \alpha_s g_{0,ss} \right]^2 + 2 \alpha_s^2 \rho_s d g_{0,ss} (1+e_{ss}) \sqrt{\frac{\psi_s}{\pi}} \quad (2.22)$$

$$k_{\theta_s} = \frac{15 \rho_s d \alpha_s \sqrt{\psi_s \pi}}{4(41-33\eta)} \left[1 + \frac{12}{5} \eta^2 (4\eta - 3) \alpha_s g_{0,ss} + \frac{16}{15\pi} (41-33\eta) \eta \alpha_s g_{0,ss} \right] \quad (2.23)$$

sendo $\eta = \frac{1}{2}(1 + e_{ss})$.

O termo de dissipação da energia colisional da fase granular (γ_{θ_s}) é descrito pelo modelo de Lun *et al.* (1984), representado pela Eq. 2.24.

$$\gamma_{\theta_s} = \frac{12(1 - e_{ss}^2) g_{0,ss}}{d\sqrt{\pi}} \rho_s \alpha_s^2 \psi_s^{3/2} \quad (2.24)$$

Já o termo de geração da energia de flutuação granular (σ_{f_s}) pode ser obtido por meio da Equação 2.25.

$$\sigma_{f_s} = -3K_{sf} \psi_s \quad (2.25)$$

A Teoria Cinética do Escoamento Granular também prevê uma forma de cálculo para a viscosidade granular *bulk*, λ_s , por meio da Equação 2.26 a seguir. A viscosidade granular *bulk* constitui-se de fundamental importância quando da obtenção do tensor viscoso da fase sólida, descrito pela Eq. 2.17, anteriormente abordada.

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \alpha_s^2 \rho_s d \quad (2.26)$$

2.2.5 Condições de Contorno na Modelagem Euleriana

Para a abordagem Euleriana, não somente os efeitos das colisões entre as partículas devem ser contabilizados como também aqueles resultantes dos choques entre a fase sólida e as paredes do equipamento em uso. Uma das estratégias utilizadas para a avaliação das interações partícula-parede, é o emprego de diferentes condições de contorno da fase sólida nas paredes do equipamento.

A condição de contorno de não-escorregamento (*no-slip*) é uma das mais empregadas na maior parte dos trabalhos que realizam simulações em CFD (HUANG e KUO, 2018).

A fim de que a condição de deslizamento parcial na parede pudesse também ser avaliada, Johnson e Jackson (1987) propuseram um modelo que relacionasse a velocidade da fase sólida na parede (u_{sw}) e a temperatura granular (ψ_s) com o coeficiente de especularidade (φ), conforme as Equações 2.27 e 2.28:

$$u_{sw} = \frac{-6\alpha_{s,máx} \mu_s}{\sqrt{3}\sqrt{\theta_s} \pi \phi \rho_s \alpha_s g_{0,ss}} \frac{\partial u_{sw}}{\partial n} \quad (2.27)$$

$$\psi_{sw} = \frac{k_{\theta_s}}{\gamma_{\theta_s}} \frac{\partial \psi_s}{\partial n} + \frac{\sqrt{3} \pi \phi \rho_s \alpha_s v_s^2 g_{0,ss} \psi_s^{3/2}}{6\alpha_{s,máx} \gamma_{\theta_s}} \quad (2.28)$$

em que n representa o vetor normal à parede.

O coeficiente de especularidade representa uma medida da fração da quantidade de movimento que é efetivamente transferida das paredes do equipamento para as partículas, podendo variar entre 0 e 1. Para $\phi = 0$, tem-se uma condição de total-deslizamento da fase sólida com relação às paredes, enquanto que, $\phi = 1$, em teoria, equivale à condição de não-eskorregamento (*no-slip*).

Por ser um parâmetro empírico de grande complexidade, o coeficiente de especularidade não pode ser medido diretamente, estando associado à natureza das colisões partícula-parede e à rugosidade das paredes do equipamento com o qual se esteja trabalhando (GENG *et al.*, 2016).

Machado *et al.* (2017b) investigaram a influência do coeficiente de especularidade sobre a fase granular em um tambor rotatório, utilizando simulações em CFD. Por se tratar de um processo de moagem, a análise numérica foi realizada para os regimes de cascadeamento, catarateamento e centrifugação. Os autores constataram que o uso de valores de especularidade mais altos, equivalentes ao de uma parede com maior nível de rugosidade, permitiram com que os corpos moedores (esferas de aço) no interior do tambor alcançassem maiores graus de elevação junto às paredes do equipamento.

A influência do coeficiente de especularidade sobre a fase sólida do escoamento granular em tambores rotatórios também foi analisada no trabalho de Huang e Kuo (2018). Os autores chegaram à conclusão de que o uso de coeficientes de especularidade próximos da unidade, durante simulações em CFD, permitiu com que houvesse uma maior transferência de quantidade movimento das paredes do tambor para a fase granular, levando a um aumento considerável da energia cinética das partículas, que passaram a se movimentar de forma mais intensa e em maiores níveis de velocidade.

O entendimento, do ponto de vista da abordagem Euleriana, sobre problemas que envolvem o escoamento granular no interior de tambores rotatórios, torna-se completo ao se compreender não somente a natureza das interações partícula-partícula, mas também daquelas

que ocorrem nas fronteiras do sistema, partícula-parede. Vale ressaltar que a investigação da influência das interações partícula-partícula e partícula-parede presentes no escoamento granular no interior de um tambor rotatório, também faz parte dos objetivos da presente dissertação.

CAPÍTULO 3

Materiais e Métodos

Este capítulo possui como principal intuito denotar as metodologias experimental e numérica utilizadas para a análise do escoamento granular no interior de tambores rotatórios. Serão apresentadas também referências da literatura cujos dados disponibilizados serviram, em parte, como base para a realização deste trabalho.

3.1 Caracterização dos Materiais Particulados

Com o objetivo de se superar a dificuldade associada à representação direta do formato da partícula no MEGM, foi necessário o uso de materiais particulados com propriedades físicas próximas entre si (massa específica e diâmetro volumétrico) e geometrias diferentes, de modo que apenas o efeito da forma da partícula fosse levado em consideração.

Para isto, optou-se por trabalhar com partículas totalmente esféricas (esferas de precisão) constituídas de poliacetal, cuja massa específica e diâmetro volumétrico são, respectivamente, 1348 kg.m^{-3} e $4,00 \text{ mm}$, e grãos de arroz, de formato fusiforme, cuja massa específica é de 1465 kg.m^{-3} e o diâmetro volumétrico, de $3,44 \text{ mm}$. As diferenças, em nível percentual, entre as massas específicas e os diâmetros dos materiais aqui utilizados foram de aproximadamente $8,6\%$ e $14,0\%$ em relação às esferas de poliacetal, respectivamente. Desta forma, foi desconsiderada, neste trabalho, qualquer influência do diâmetro e/ou da densidade sobre o escoamento granular.

3.2 Procedimento Físico-Experimental

3.2.1 Determinação Experimental dos Perfis de Distribuição de Velocidades de Partículas

Para a validação física dos modelos matemáticos a serem utilizados na investigação do fenômeno de transição entre os regimes de catarateamento e centrifugação, primeiramente, foram ajustados os diferentes parâmetros do MEGM por meio da comparação quantitativa dos perfis de velocidade das partículas simulados e experimentais, sob as mesmas condições. A seguir, serão apresentadas, para os dois materiais particulados utilizados, as metodologias para a determinação dos perfis de velocidades de sólidos no regime de rolamento.

a) Perfis de velocidade para as partículas esféricas

Para a coleta de dados das partículas esféricas (poliacetal), foi utilizada uma unidade experimental do Laboratório de Granulação da Faculdade de Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia (FEQUI/UFU), apresentada na Figura 3.1.

A unidade experimental é composta por um tambor rotatório operado em batelada, com parede central fabricada em aço inox e paredes frontal e traseira em vidro temperado transparente, a fim de que o conteúdo do tambor possa ser visualizado. Tanto o diâmetro quanto o comprimento do tambor podem ser ajustados de forma manual. Foi empregado um tambor com 0,15 m de diâmetro interno e 0,10 m de comprimento.



- I - Tambor rotatório
- II - Câmera de alta velocidade
- III - Motor
- IV - Inversor de frequências

Figura 3.1: Unidade experimental para a realização de experimentos com partículas esféricas de poliacetal (SANTOS, 2015).

A movimentação do tambor foi mantida por um motor elétrico de 2 cv, acoplado a um inversor de frequências, o qual permitiu o ajuste de velocidades de rotação no motor. Para o ajuste da velocidade de rotação do tambor, foi utilizado um tacômetro digital.

Uma câmera de alta velocidade (modelo IL 5 - FASTEC® - até 1400 quadros por segundo), posicionada transversalmente ao tambor, foi utilizada para a captação de imagens do escoamento de partículas no interior do equipamento, operado sob o regime de rolamento. As imagens coletadas serviram como auxílio na determinação da transição entre os regimes de escoamento e na medida de velocidades de partículas.

Com o intuito de que o regime de deslizamento fosse evitado, uma lixa (P80) foi fixada nas paredes internas ao longo do tambor rotatório.

A medida do perfil de velocidades de partículas foi realizada utilizando-se as imagens captadas pela câmera posicionada em frente ao leito de partículas. Nestas imagens, a aferição das velocidades teve por referência a linha localizada na metade da corda da superfície do leito de material, conforme demonstrado na Figura 3.2. A velocidade foi determinada por meio da subtração entre as posições da partícula, de forma individual, antes (posições x_1, y_1 no tempo t_1) e após a linha de referência (posições x_2, y_2 no tempo t_2), em diferentes quadros ou *frames*, dividindo-se este resultado pelo tempo decorrido entre os respectivos quadros.

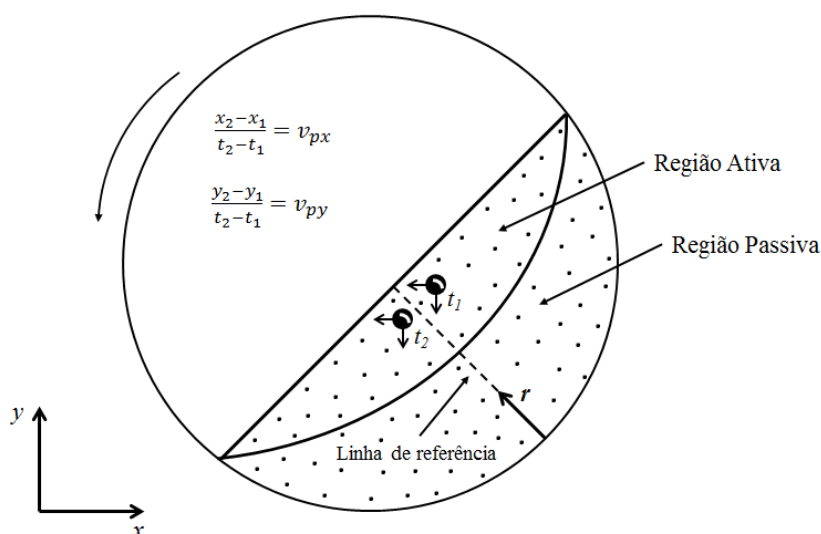


Figura 3.2: Plano transversal do tambor rotatório (regime de rolamento) e indicação para obtenção das velocidades de partículas sobre a linha de referência (Adaptado de SANTOS, 2015).

O *software MeasureTM* (versão 2.0) foi utilizado para definição da linha de referência nas imagens do leito de partículas, enquanto que o *software ImageJ* (versão 1.52i), por meio de suas ferramentas, permitiu a localização da posição de cada partícula considerada no tratamento de dados.

Tendo em vista que as imagens capturadas pela câmera não tinham correspondência com imagens em escala real, devido a função *zoom* da câmera, foi necessário a realização de uma calibração, fixando-se na parede do tambor uma escala conhecida em metros, e depois, por meio do auxílio do *software ImageJ*, identificando qual a correspondência desta na escala em *pixels*.

Conforme descrito para o regime de rolamento, o qual foi utilizado na captação das imagens para a determinação do perfil de velocidades de partículas, era esperado que a velocidade para as partículas próximas à parede do tambor fosse próxima da velocidade de

rotação do equipamento. Já para as partículas presentes na superfície do leito, a expectativa é de que fossem registrados os maiores valores de velocidades de partículas.

Durante os experimentos, foram fixados como condições operacionais: grau de preenchimento correspondente à 20% do volume total do tambor e uma velocidade de rotação igual a 14,8 rpm (condição observada no regime de rolamento).

b) Perfis de velocidade para as partículas fusiformes

Os dados de velocidade para as partículas fusiformes (grãos de arroz) no regime de rolamento foram retirados do trabalho de Santos *et al.* (2016b). No referido trabalho, foi empregado um tambor rotatório de 0,39 m de diâmetro interno e 0,02 m de comprimento. Foram fixados um grau de preenchimento de 10% (em volume) e velocidade de rotação de 6,2 rpm.

3.2.2 Determinação Experimental da Transição entre os Diferentes Regimes de Escoamento

Foi investigado, neste trabalho, a transição entre os regimes de catarateamento e centrifugação, bem como a influência da forma da partícula sobre esta transição. Para isto, o critério proposto por Watanabe (1999) para caracterizar este tipo de transição foi adotado. Segundo tal critério, o regime de centrifugação pode ser considerado como plenamente alcançado quando a camada mais externa do leito de partículas encontra-se aderida à parede do tambor, conforme representado na Figura 3.3.

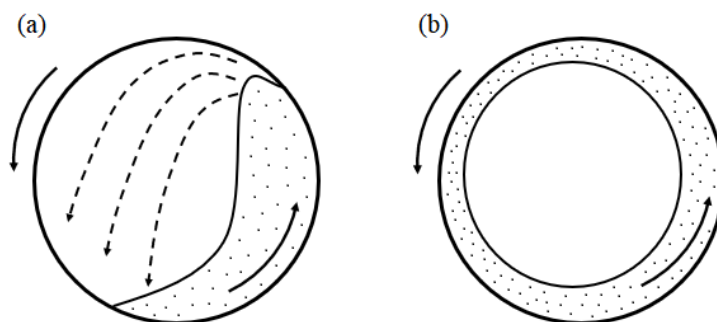


Figura 3.3: Representação transversal dos regimes de escoamento investigados neste trabalho (a) catarateamento (b) centrifugação.

A seguir, serão apresentadas, para os dois materiais particulados utilizados, as metodologias para a obtenção experimental das curvas de transição catarateamento-centrifugação, as quais serão utilizadas no desenvolvimento da metodologia numérica para a determinação da transição entre o regimes de escoamento em questão.

a) Curvas de transição catarateamento-centrifugação para as partículas esféricas

Para a avaliação da transição catarateamento-centrifugação para as partículas esféricas, a unidade experimental descrita no tópico 3.2.1 (Figura 3.1), foi também utilizada. Tendo em vista que o regime de deslizamento não faz parte das formas de escoamento estudadas neste trabalho, uma lixa (P80) foi mantida fixada à parede do tambor, para evitar o escorregamento de forma excessiva do leito de material.

A verificação experimental da transição catarateamento-centrifugação foi realizada de forma visual aumentando-se, gradativamente, a velocidade de rotação do tambor, para um determinado grau de preenchimento fixo, até que ocorresse a transição desejada, sendo esta velocidade correspondente à velocidade crítica para a centrifugação ($\omega_{c,c-c}$) naquele grau de preenchimento específico. Este procedimento foi repetido para diferentes níveis de grau de preenchimento do tambor (em volume) que variaram de 10% a 40%, com incremento de 5%.

Cada um dos níveis de grau de preenchimento (f) corresponde a um valor de massa de material granular que deveria ser inserida no tambor para a realização dos experimentos. Este valor de massa (m) pôde ser calculado por meio da seguinte expressão:

$$m = \pi R^2 L (1 - \varepsilon) \rho_{s-b} f \quad (3.1)$$

em que R , L , ε e ρ_{s-b} representam o raio do tambor, o comprimento do tambor, a porosidade do leito de partículas e a massa específica *bulk* do material, respectivamente.

b) Curvas de transição catarateamento-centrifugação para as partículas fusiformes

No que se refere à verificação da transição catarateamento-centrifugação para as partículas fusiformes para obtenção das curvas de transição experimentais, esta foi realizada por Santos *et al.* (2016a). Os experimentos foram feitos utilizando-se um tambor com 0,22 m de diâmetro interno e 0,50 m de comprimento. Foram coletados os dados sobre a velocidade de rotação crítica de transição para graus de preenchimento que variaram de 10% a 40%, com incremento de 5%.

3.3 Procedimento Numérico

3.3.1 Validação Física do MEGM

A validação física do MEGM consistiu na comparação entre os perfis de velocidades de partículas simulados e experimentais, com o tambor operando no regime de rolamento. A

seguir, serão apresentadas, para os dois materiais particulados utilizados, as metodologias empregadas na validação física do MEGM.

a) Validação física do MEGM para as partículas esféricas

Para a validação do MEGM proposto para as partículas esféricas (poliacetal), os dados experimentais de velocidades de partículas foram comparados com os resultados numéricos de CFD, sob as mesmas condições operacionais. Ao longo do estudo numérico de validação física, os seguintes aspectos foram avaliados: influência da colisão entre as partículas, por meio do uso de diferentes valores de coeficiente de restituição; e influência da interação partícula-partícula, por meio do uso de diferentes configurações de modelos de viscosidade friccional.

No que se refere ao coeficiente de restituição (e_{ss}), valores entre 0,70 e 0,92 foram avaliados para as partículas esféricas de poliacetal. Esta medida denota a natureza da colisão entre as partículas: quando $e_{ss} = 0$, tem-se uma colisão inelástica, com grande perda de energia, enquanto que, $e_{ss} = 1$ representa uma colisão perfeitamente elástica, com grande recuperação de energia por parte das partículas envolvidas durante o impacto.

O modelo friccional de Schaeffer (1987), representado a seguir por meio da Equação 3.2, foi considerado durante todo o estudo numérico. Neste modelo, variáveis como a pressão de sólidos (p_s), o ângulo de fricção interna (β_{fr}) e o segundo invariante do tensor viscoso de sólidos (I_{2D}) são utilizados para descrever a contribuição friccional ($\overline{\tau_{s,fr}}$).

$$\overline{\tau_{s,fr}} = \frac{p_s \text{sen}(\beta_{fr})}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (3.2)$$

O segundo invariante do tensor de sólido (I_{2D}) é definido da seguinte forma:

$$I_{2D} = \frac{1}{6} [(D_{s11} - D_{s22})^2 + (D_{s22} - D_{s33})^2 + (D_{s33} - D_{s11})^2] + D_{s12}^2 + D_{s23}^2 + D_{s31}^2 \quad (3.3)$$

em que D_s representa o tensor taxa de deformação, estando acoplado aos índices: 1 – representa a coordenada cartesiana x no espaço; 2 – representa a coordenada cartesiana y no espaço; 3 – representa a coordenada cartesiana z no espaço. A forma tensorial para as componentes de D_s é dada pela Equação 3.4.

$$D_{s,ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{s,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{s,j}}{\partial x_i} \right) \quad (3.4)$$

Sendo $D_{s,ij}$ e u_s a componente do tensor taxa de deformação e a componente do vetor velocidade, respectivamente.

Um dos parâmetros indiretamente relacionado ao modelo de Schaeffer e avaliado na presente dissertação foi a fração crítica de volume de sólidos (α_{sc}), cujo valor representa o limite a partir do qual os efeitos friccionais tornam-se importantes para o escoamento granular. Associar a fração crítica de sólidos à forma da partícula é uma estratégia inovadora na literatura, empregada em trabalho prévio da presente autora (Benedito *et al.*, 2018) e aqui utilizada, a fim de que as limitações do MEGM, no que se refere à caracterização da forma das partículas, possam ser superadas. Para isto, valores a partir de 0,50 foram testados, por estarem mais próximos do limite máximo de empacotamento para as partículas esféricas ($\alpha_{s,máx}$), que é de 0,63 e também com base no que foi apresentado para partículas irregulares no trabalho de Benedito *et al.* (2018).

Em relação às condições de contorno da fase sólida na parede, foi utilizada a condição de não-deslizamento (*no-slip*) para as paredes centrais e laterais do tambor. Optou-se pelo emprego deste tipo de condição devido ao uso de uma lixa durante o procedimento experimental, anexada às paredes do tambor, e cuja função era justamente prevenir o escorregamento do leito de partículas.

b) Validação física do MEGM para as partículas fusiformes

Para as partículas fusiformes (grãos de arroz), o MEGM previamente validado por Benedito *et al.* (2018) para o tambor operando no regime de rolamento foi utilizado. Neste estudo, os dados experimentais de velocidades de partículas obtidos por Santos *et al.* (2016b) foram comparados com os resultados de simulações utilizando técnicas de CFD.

Para a calibração do MEGM envolvendo os grãos de arroz, diferentes configurações foram avaliadas por Benedito *et al.* (2018), tais como condições de contorno da fase sólida na parede, método utilizado para movimentação das paredes do tambor (malha móvel e parede móvel) e modelos de viscosidade granular friccional.

Ao final do estudo, os autores concluíram que a metodologia de parede móvel (*moving wall*), associada à condição de contorno de não-deslizamento (*no-slip*) da fase sólida nas paredes do tambor e ao uso de um modelo friccional com fração crítica de volume de sólido (α_{sc}) igual a 0,4, foi a que melhor representou os dados experimentais de velocidade associados às partículas fusiformes (grãos de arroz) no regime de rolamento.

No que se refere às configurações específicas empregadas durante o estudo numérico para as partículas fusiformes (grãos de arroz), maiores detalhes estão presentes no trabalho de Benedito *et al.* (2018).

3.3.2 Verificação do Efeito de Parede e Teste de Independência do Comprimento do Tambor

Para avaliação do efeito de parede sobre a transição catarateamento-centrifugação, foram realizadas simulações em CFD para diferentes comprimentos de tambor, sendo o diâmetro do tambor mantido fixo em 0,195 m, utilizando-se os MEGM validados para as partículas esféricas e para os grãos de arroz. A extensão do tambor foi representada pelo número de partículas ao longo de sua extensão longitudinal (L/d) que variou de 2,50 a 40,70 (onde L representa o comprimento do tambor e d , o diâmetro volumétrico das partículas).

As distribuições de fração de sólidos ao longo da extensão longitudinal do tambor foram medidas sobre uma linha de referência posicionada estrategicamente no ponto mais alto no interior do equipamento, correspondente à linha 3 na Figura 3.4. As simulações foram realizadas para um grau de preenchimento de material sólido de 25% (em volume) e para uma velocidade de rotação de 11,5 rpm (condição próximo à transição catarateamento-centrifugação).

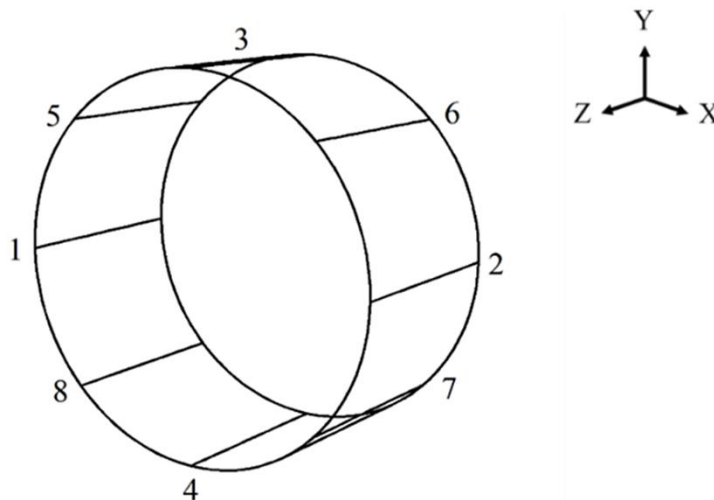


Figura 3.4: Distribuição de linhas de referência para a avaliação numérica da fração volumétrica de sólidos ao longo do tambor na condição próxima à transição catarateamento-centrifugação.

A análise de distribuição de sólidos para diferentes comprimentos de tambor permitiu a determinação da razão L/d a partir da qual não foram mais observados efeitos significativos

do comprimento do tambor sobre a distribuição de partículas em seu interior. Os resultados do teste de independência do comprimento do tambor podem auxiliar na redução dos custos computacionais associados às simulações numéricas.

Ainda com base na avaliação das distribuições de sólidos para ambos os formatos de partículas abordados, pôde-se analisar a influência do efeito de parede sobre a transição catarateamento-centrifugação.

3.3.3 Determinação Numérica da Transição entre os Diferentes Regimes de escoamento

Com base nos modelos numéricos validados para as partículas esféricas e fusiformes, durante o regime de rolamento, foi dado prosseguimento à proposição de uma metodologia de verificação, de forma numérica e objetiva, da transição catarateamento-centrifugação. Conforme mencionado, o critério de verificação da transição é feito, ainda hoje na literatura, exclusivamente de forma visual e subjetiva. Logo, uma metodologia de determinação objetiva da transição entre os regimes de escoamento se mostra de grande importância no estudo da dinâmica das partículas no interior de tambores rotatórios.

Para a realização destas simulações, especificamente, foi utilizado um tambor rotatório de 0,195 m de diâmetro interno, com um comprimento determinado a partir do teste de independência do comprimento do tambor, cujo resultado será abordado adiante. O intuito de empregar, durante o estudo numérico um tambor cujas dimensões são menores em relação àqueles que foram utilizados experimentalmente, é auxiliar na diminuição do custo computacional das simulações em CFD. A diferença de proporções entre os tambores, em relação ao diâmetro, não interfere na avaliação dos resultados obtidos, uma vez que toda a análise é feita em termos adimensionais, utilizando-se o número de Froude, que leva em consideração o diâmetro do tambor.

O estudo numérico para a avaliação da transição catarateamento-centrifugação levou em consideração diferentes níveis de grau de preenchimento, que variaram de 10% a 40%, com incremento de 5%, seguindo a composição do procedimento experimental. As simulações foram desenvolvidas com base no aumento gradativo da velocidade de rotação do tambor, até que, para cada um dos graus de preenchimento estudados, fosse possível observar a transição catarateamento-centrifugação.

Em um primeiro momento, a verificação da transição entre os regimes foi realizada de forma qualitativa, por meio da observação dos perfis de fração de sólidos no estado estacionário, resultantes das simulações. Porém, a fim de que uma metodologia mais precisa e

objetiva pudesse ser utilizada para constatar a transição, a variação da fração de sólidos ao longo da extensão do tambor foi quantificada, com base em linhas de referência distribuídas em diferentes posições do tambor, numeradas de 1 a 8, conforme mostrado na Figura 3.4 na seção anterior.

Tendo em vista que durante o regime de centrifugação as forças centrífuga e gravitacional atuantes sobre o escoamento possuem teoricamente a mesma magnitude, a condição de transição entre os regimes de catarateamento e centrifugação somente foi admitida aqui quando a diferença percentual entre as médias das frações de sólidos sobre as linhas superior (linha 3) e inferior (linha 4), localizadas no interior do tambor, fosse menor do que 1%, em relação à linha 4.

A partir da apuração das velocidades críticas de transição ($\omega_{c,c-c}$), foi possível a confecção de curvas que relacionassem cada um dos níveis de grau de preenchimento (f) ao número de Froude (Fr). As curvas obtidas numericamente pela metodologia aqui proposta, foram comparadas com as curvas experimentais. Para os grãos de arroz, as curvas de transição experimentais foram obtidas a partir do trabalho de Santos *et al.* (2016a).

Adicionalmente, foram realizadas regressões não lineares das curvas de transição simuladas para a determinação dos parâmetros λ e τ do modelo semi-empírico de Santos *et al.* (2016a) para as partículas esféricas de poliacetal e fusiformes de grão de arroz. Os valores numéricos de λ e τ aqui determinados, foram, também, comparados com os correspondentes valores experimentais.

O pacote ANSYS acadêmico (versão 2019 R2) foi utilizado para a realização de todas as simulações e também para a confecção das malhas computacionais empregadas ao longo de todo este estudo. Utilizou-se um supercomputador com 24 núcleos e 32 GB de memória RAM (disponibilizado via acesso remoto pelo PPGEQ/UFU por meio de parceria científica). As condições numéricas empregadas, encontram-se resumidas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Métodos numéricos utilizados nas simulações Eulerianas para partículas esféricas.

Método de discretização:	Método dos volumes finitos
Acoplamento pressão-velocidade:	Algoritmo SIMPLE
Método de interpolação espacial:	Método <i>Up-wind</i> de primeira ordem
Método de interpolação temporal:	Método de Euler
Passo de tempo (<i>time step</i>):	1×10^{-4} s
Critério máximo de convergência:	1×10^{-3}

CAPÍTULO 4

Resultados e Discussão

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados obtidos a partir da validação física do MEGM para partículas esféricas, além da estratégia utilizada para superação da dificuldade de representação do formato da partícula, intrínseca da modelagem Euleriana. Serão avaliados também os resultados obtidos para análise do efeito de parede sobre a transição catarateamento-centrifugação, sendo proposta em seguida uma metodologia numérica e precisa para a identificação da transição entre os referidos regimes de escoamento.

4.1 Validação Física do MEGM para as Partículas Esféricas

Para a validação física do MEGM para as esferas de poliacetal, os resultados aqui simulados, utilizando-se de diferentes valores de fração crítica para a medida de efeito da viscosidade friccional (α_{sc}) e de coeficiente de restituição (e_{ss}), foram comparados com os dados experimentais de perfis de velocidades de partículas durante o regime de rolamento.

4.1.1 Investigação da Influência do Modelo de Viscosidade Friccional

Inicialmente, as interações partícula-partícula (esferas de poliacetal) foram investigadas utilizando-se o modelo friccional desenvolvido por Schaeffer (1987) por meio da variação da fração crítica de volume de sólido (α_{sc}), conforme as configurações resumidas na Tabela 4.1. Durante a avaliação do modelo friccional, o coeficiente de restituição foi mantido em um valor fixo de 0,9 (comumente utilizado para partículas esféricas).

Tabela 4.1: Diferentes configurações de modelo para a investigação do efeito de viscosidade friccional (interação partícula-partícula).

Configuração	Viscosidade friccional	Coefficiente De restituição	Efeito analisado
A	Modelo de Schaeffer ($\alpha_{sc} = 0,50$)		
B	Modelo de Schaeffer ($\alpha_{sc} = 0,61$)	0,90	Efeito da viscosidade friccional
C	Modelo de Schaeffer ($\alpha_{sc} = 0,63$)		

A comparação entre os resultados obtidos empregando-se cada uma das configurações mencionadas na Tabela 4.1, e os dados experimentais de velocidades de partículas para o

material granular de formato esférico, são apresentados na Figura 4.1. Ao longo de todo o estudo, para as análises do efeito da viscosidade friccional e do coeficiente de restituição, foram utilizados a distribuição de velocidades resultante e a distribuição da componente X do vetor velocidade das partículas, conforme representado na Figura 3.2, presente na seção “Materiais e Métodos”.

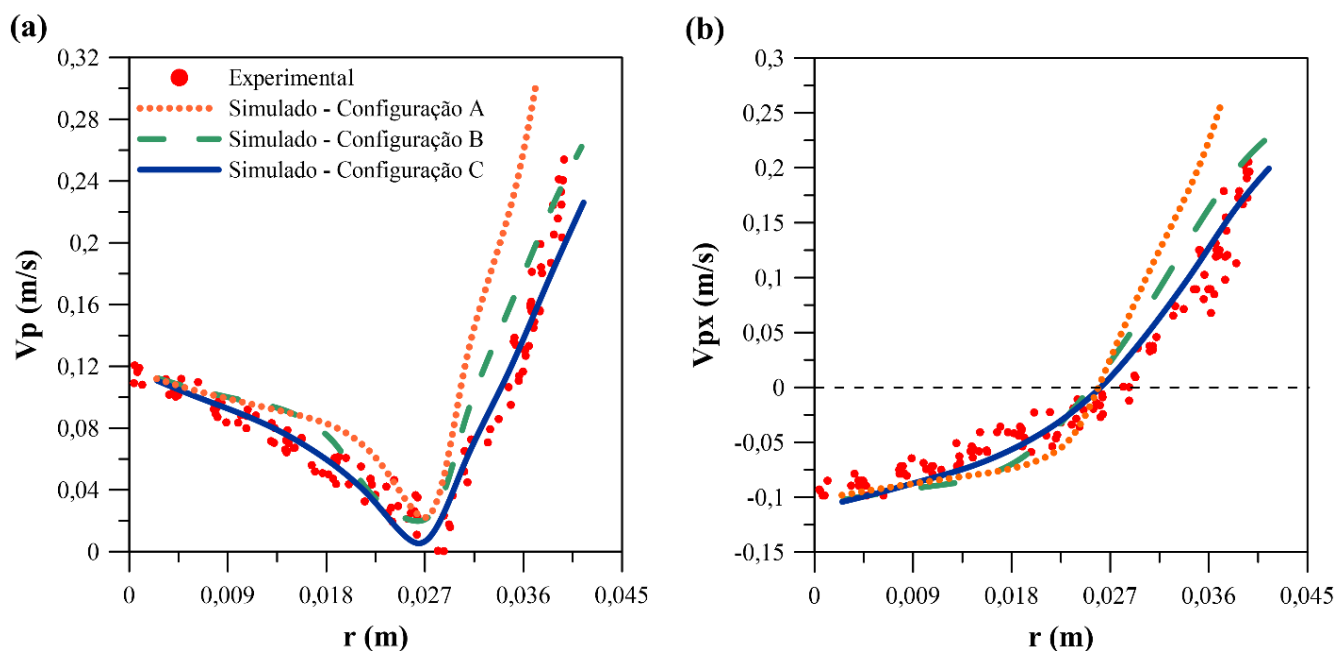


Figura 4.1: Perfis radiais de velocidades de partículas experimental e simulados via CFD utilizando os diferentes modelos de configuração da Tabela 4.1 para a investigação do modelo friccional ($\omega=14,8$ rpm e $f=20\%$): (a) velocidade resultante (V_p) e (b) componente X da velocidade (V_{px}).

De uma forma geral, pôde-se observar que todas as configurações apresentadas na Tabela 4.1 foram capazes de representar o comportamento dos dados experimentais para as velocidades de partículas. Foi possível identificar na Figura 4.1, para cada uma das configurações, a região passiva do leito de material, onde o perfil de velocidades apresenta uma tendência linear; a região ativa, em que são observados os maiores valores de velocidade de partículas; e o ponto de inflexão, onde a velocidade se torna nula e há uma inversão no sentido do movimento do leito de material.

Conforme mostrado na Figura 4.1, quanto maior o efeito friccional, isto é, quanto menor a fração crítica de sólidos (α_{sc}), maior a eficiência da transferência de *momentum* da parede do tambor para as camadas de partículas subjacentes. O aumento da viscosidade granular faz com que o leito de material alcance maiores ângulos de repouso dinâmico e, por consequência, sejam registrados maiores valores de velocidades de partículas, uma vez que a energia potencial associada à esta elevação é convertida em energia cinética.

Analisando-se de forma mais precisa os resultados mostrados na Figura 4.1, pode-se afirmar que a configuração **C** foi a que melhor representou os dados experimentais quando comparada com as configurações **A** e **B**, que superestimaram os valores de velocidades de partículas, tanto na região passiva, quanto na região ativa. De acordo com a Tabela 4.1, para a configuração **C** foi empregada uma fração crítica de sólidos (α_{sc}) numericamente igual ao limite máximo de empacotamento para o leito de partículas ($\alpha_{sc,máx} = 0,63$). Este resultado indica que o efeito friccional pode ser desconsiderado para a representação de partículas esféricas.

Benedito *et al.* (2018) empregaram o modelo de Schaeffer (1987) com uma fração crítica de sólidos igual a 0,40 para representar a dinâmica de partículas não-esféricas (grãos de arroz) durante o regime de rolamento. Logo, verificou-se que o efeito da viscosidade friccional deve ser levado em consideração para partículas irregulares, uma vez que estas tendem a formar estruturas estáveis (“entrelaçamento de partículas”), intensificando as interações partícula-partícula, e, conseqüentemente, ocasionando um aumento da viscosidade granular total. Por outro lado, para partículas regulares, cujo formato é totalmente esférico, a área de contato se reduz a um “ponto”, o que não requer que o efeito friccional seja contabilizado.

Desta forma, a configuração **C** foi utilizada para dar prosseguimento à análise sobre o coeficiente de restituição, discutido a seguir.

4.1.2 Investigação da Influência do Coeficiente de Restituição

Mantendo-se o modelo friccional de Schaeffer com α_{sc} igual a 0,63, passou-se a avaliar o efeito do coeficiente de restituição sobre o escoamento granular para as partículas esféricas de poliacetal. As novas configurações estudadas encontram-se resumidas na Tabela 4.2.

Tabela 4.2: Diferentes configurações de modelo para a investigação do efeito do coeficiente de restituição.

Configuração	Viscosidade friccional	Coefficiente de restituição	Efeito analisado
D	Modelo de Schaeffer ($\alpha_{sc} = 0,63$)	0,70	Efeito do coeficiente de restituição
E		0,85	
F		0,92	

Os resultados de perfis radiais de velocidades de partículas obtidos utilizando-se as configurações mencionadas na Tabela 4.2, são apresentados na Figura 4.2 e comparados ao perfil obtido experimentalmente.

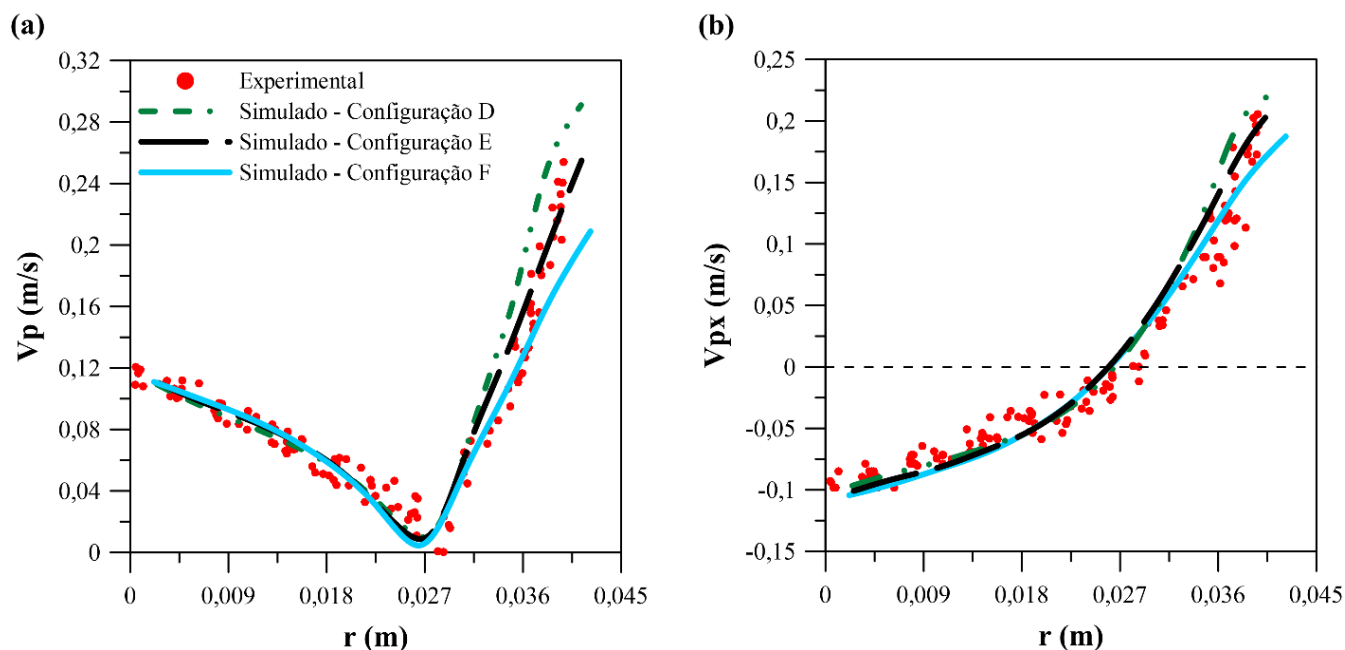


Figura 4.2: Perfis radiais de velocidades de partículas experimental e simulados via CFD utilizando os diferentes modelos de configuração (ver Tabela 4.2) para a investigação do efeito do coeficiente de restituição ($\omega = 14,8$ rpm e $f = 20\%$): (a) velocidade resultante (V_p) e (b) componente X da velocidade (V_{px}).

Conforme esperado, o efeito do coeficiente de restituição foi mais pronunciado para a região ativa (próxima à superfície do leito de material) do que para a região passiva onde as partículas se movem como um “corpo rígido”, não colidindo umas com as outras, devido à ausência de efeitos inelásticos.

Em meio aos perfis de velocidades de partículas apresentados na Figura 4.2, aquele que apresentou maior concordância com os dados experimentais foi a configuração *E*. Para este modelo foi considerado um efeito inelástico moderado ($e_{ss} = 0,85$) quando em comparação com as outras configurações. Portanto, o MEGM validado para as partículas esféricas ($\alpha_{sc} = 0,63$ e $e_{ss} = 0,85$), juntamente com o MEGM validado para os grãos de arroz por Benedito *et al.* (2018), foram utilizados no estudo da transição catarateamento-centrifugação.

4.2 Resultados da Análise para o Teste de Independência do Comprimento do Tambor e Verificação do Efeito de Parede para a Transição Catarateamento-Centrifugação

Antes da investigação sobre o fenômeno de transição entre os regimes de catarateamento e centrifugação para as partículas esféricas e não-esféricas, um teste de independência do comprimento do tambor foi realizado, a fim de que a influência do efeito de parede sobre a dinâmica de distribuição das partículas no interior do tambor pudesse ser analisada.

Nas Figuras 4.3 e 4.4, a seguir, estão representados os perfis de distribuição de fração de sólidos ao longo da extensão longitudinal do tambor sobre uma linha de referência (Linha 3,

Figura 3.4) – representada aqui pelo adimensional Z/L , em que Z representa a coordenada cartesiana e L o comprimento do tambor – em função de diferentes valores de razão L/d para as esferas de poliacetal e para os grãos de arroz, respectivamente, sob o regime de centrifugação.

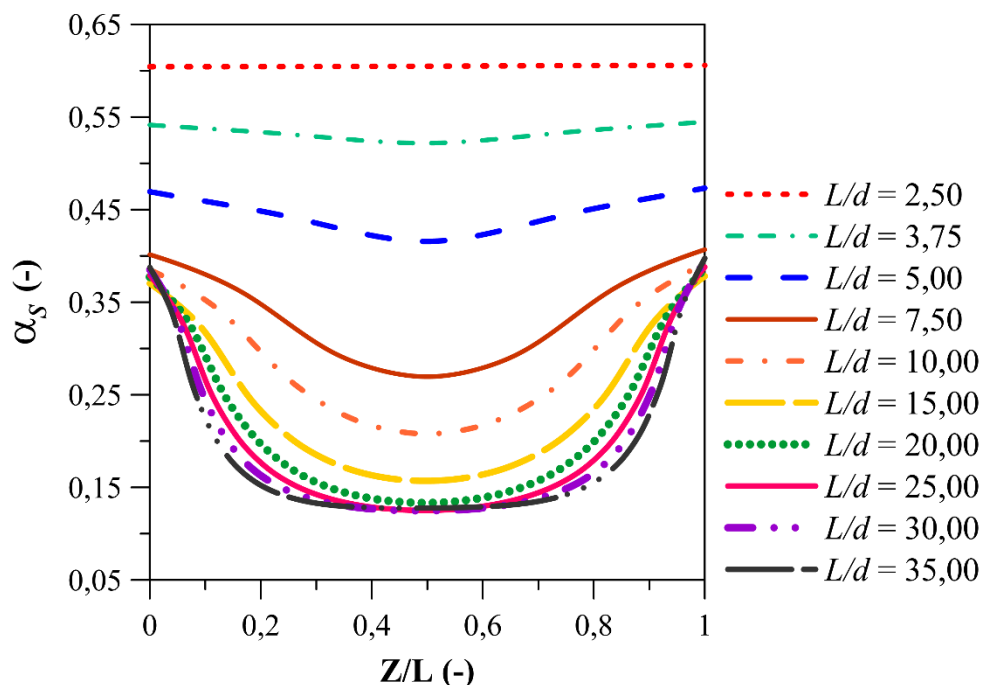


Figura 4.3: Perfis de distribuição de fração de sólidos simulados via CFD para diferentes comprimentos de tambor (L/d) sobre a linha 3 (Fig. 3.4) utilizando esferas de poliacetal ($\omega = 11,5$ rad/s e $f=25\%$).

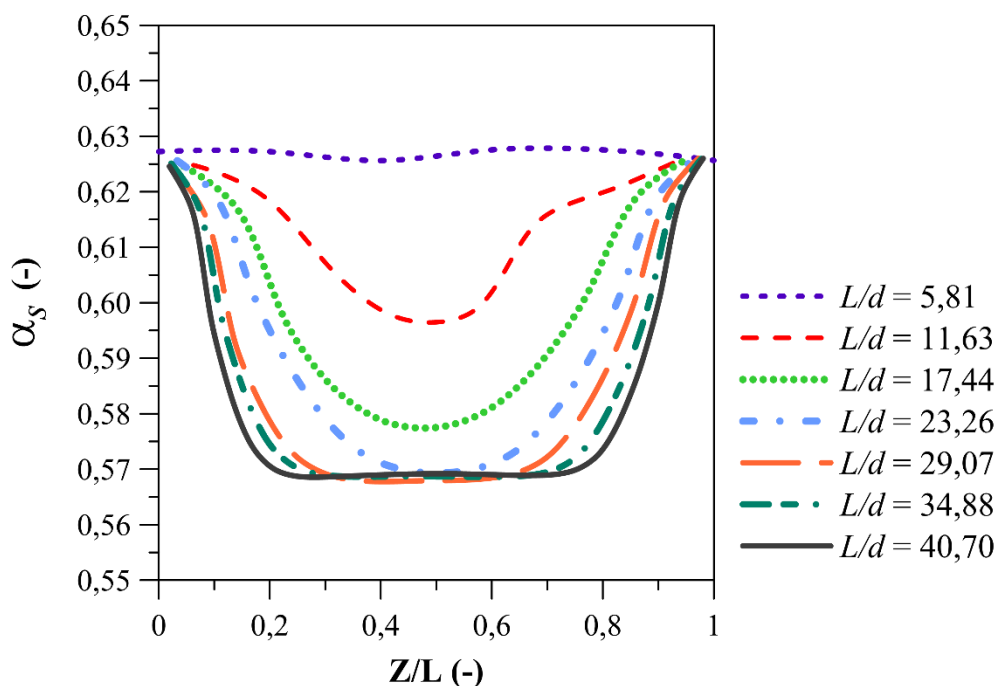


Figura 4.4: Perfis de distribuição de fração de sólidos simulados via CFD para diferentes comprimentos de tambor (L/d) sobre a linha 3 (Fig. 3.4) utilizando grãos de arroz ($\omega = 11,5$ rad/s e $f=25\%$).

Como pode ser visto nas Figuras 4.3 e 4.4, à medida que o valor da razão L/d diminui, sob as mesmas condições operacionais, as distribuições de fração de sólidos tendem a se tornarem mais uniformemente distribuídas ao longo da extensão longitudinal do tambor, alcançando valores correspondentes ao limite máximo de empacotamento para os leitos de partículas ($\alpha_{s,máx} = 0,63$). Nesta condição, pode-se afirmar que as forças centrífugas e gravitacionais atuantes sobre o leito de partículas tornam-se aproximadamente iguais. Deste modo, conclui-se que o regime de centrifugação pode ser alcançado pela diminuição do comprimento do tambor.

Estes resultados demonstram que o efeito de parede deve ser levado em consideração durante o estudo da transição catarateamento-centrifugação, apesar de a maior parte dos estudos sobre transição propostos na literatura (Watanabe, 1999; Juarez *et al.*, 2011), não incluírem o comprimento do tambor, mas tão somente o seu diâmetro como variável geométrica.

A forma como os sólidos se distribuem no interior do tambor foi afetada não apenas pelo comprimento do equipamento, como também pelo formato da partícula. Para as esferas de poliacetal (Figura 4.3), os perfis de fração volumétrica de sólidos se distribuíram ao longo de um intervalo que se estendeu de 0,13 a 0,61. Por outro lado, para os grãos de arroz, esta distribuição ocorreu de forma menos dispersa, em um intervalo que compreendeu de 0,57 a 0,63.

Para as esferas de poliacetal ficou constatado, na Figura 4.3, que a partir da razão L/d igual a 25,00, correspondente a um tambor de 0,10 m, não foram mais observadas diferenças significativas na distribuição de fração de sólidos no interior do tambor. Para os grãos de arroz (Figura 4.4), esta razão foi de 29,07, também correspondente a um tambor de 0,10 m.

A partir destas observações, foi possível concluir que o formato da partícula possui influência sobre o efeito de parede. Para partículas não-esféricas o efeito de parede mostrou-se muito mais pronunciado do que partículas esféricas. Tal fato pode ser justificado pela eficiência na transferência de *momentum* entre partículas cujo formato é irregular, visto que, quanto maior a área de contato, maior a taxa de quantidade de movimento.

Com o intuito de diminuir o custo computacional das simulações, um tambor com 0,10 m de comprimento foi empregado durante o estudo da transição catarateamento-centrifugação em detrimento do tambor com comprimento igual a 0,50 m empregado por Santos *et al.* (2016a) durante os experimentos com grãos de arroz. Em relação às esferas de poliacetal, um tambor com 0,10 m de comprimento já vinha sendo utilizado ao longo dos experimentos.

4.3 Verificação Física e Numérica da Transição entre os Regimes de escoamento

4.3.1 Determinação da Velocidade Crítica de Rotação Simulada para a Transição Catarateamento-Centrifugação

Para a proposição de uma metodologia para identificação da transição catarateamento-centrifugação no interior de um tambor rotatório utilizando a abordagem Euleriana, a configuração *E* (Tabela 4.2), previamente validada em seção anterior, foi empregada para representar as partículas esféricas de poliacetal. Para os grãos de arroz, o modelo verificado por Benedito *et al.* (2018), foi utilizado.

A fim de que uma metodologia numérica pudesse ser proposta para a identificação da transição catarateamento-centrifugação, em um primeiro momento foi realizada uma análise qualitativa de resultados de simulações CFD. Nas Figuras 4.5 e 4.6 estão representadas as vistas laterais e frontais do tambor rotatório durante a transição catarateamento-centrifugação sob diferentes condições de velocidade de rotação e para um grau de preenchimento do tambor de 20% (em volume), para os grãos de arroz e para as esferas de poliacetal, respectivamente.

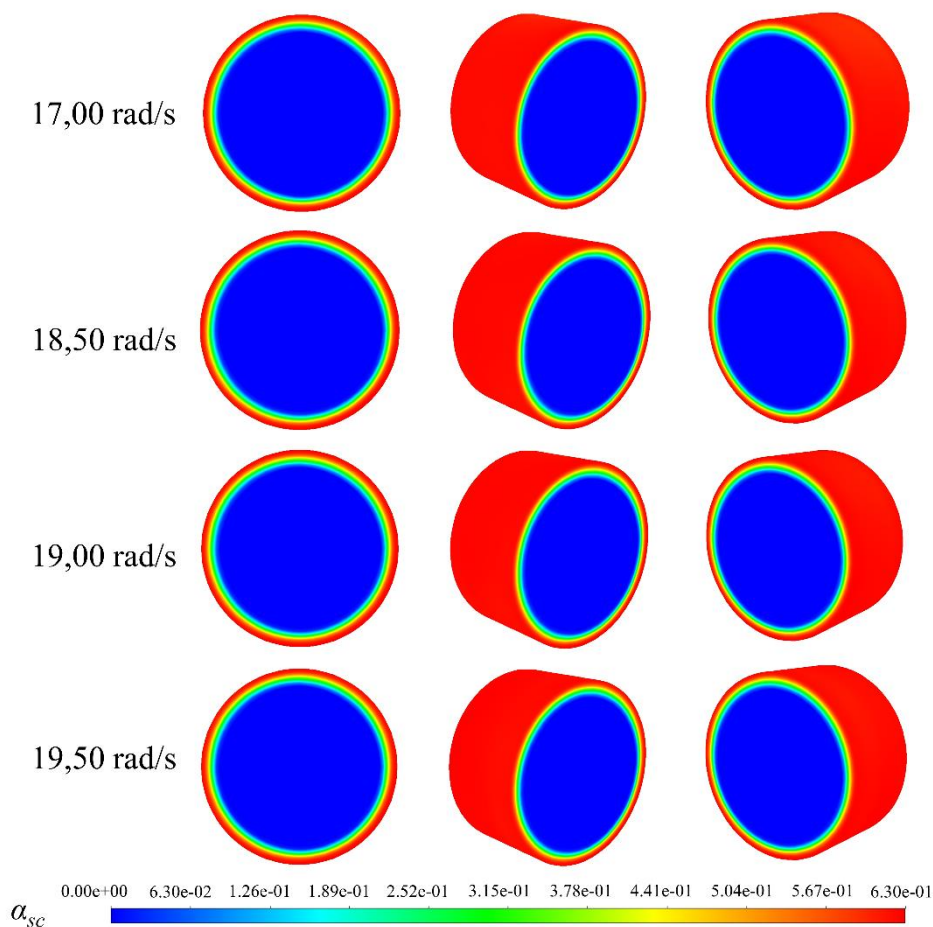


Figura 4.5: Distribuições volumétricas de sólidos simuladas durante a transição catarateamento-centrifugação para $f = 20\%$ e utilizando partículas esféricas de poliacetal.

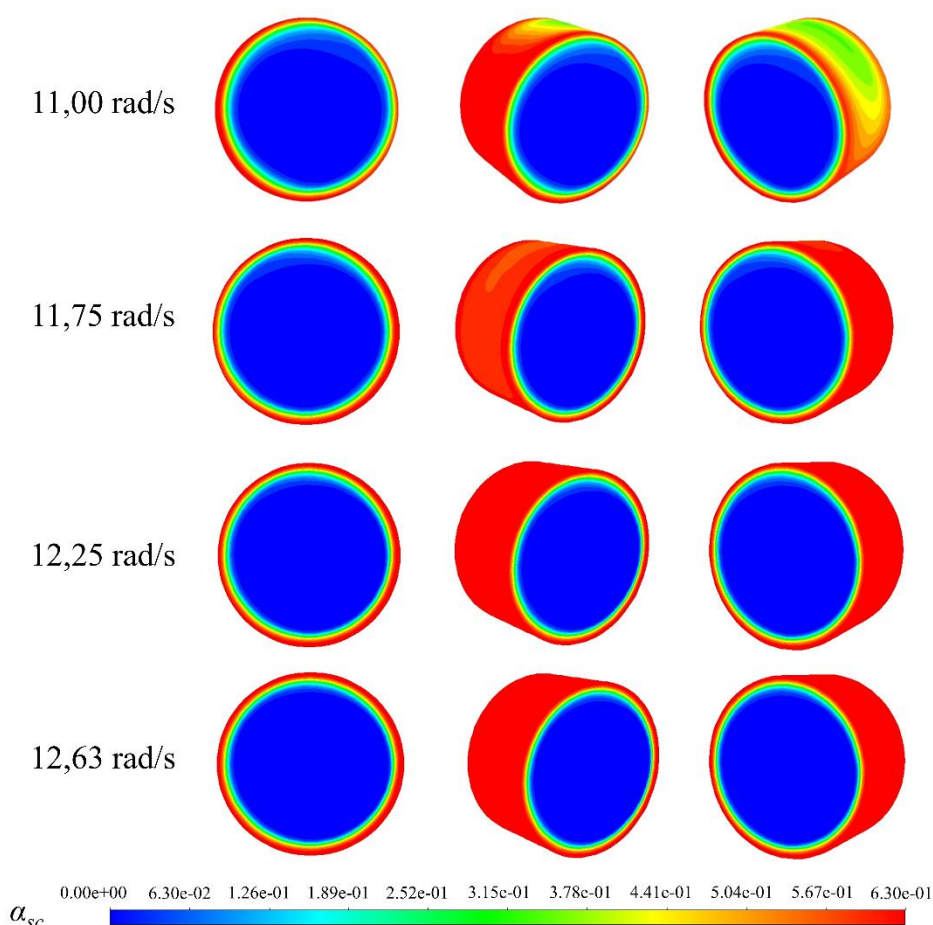


Figura 4.6: Distribuições volumétricas de sólidos simuladas durante a transição catarateamento-centrifugação para $f = 20\%$ e utilizando partículas fusiformes (grãos de arroz).

A análise qualitativa dos resultados obtidos, observando-se apenas a distribuição de sólidos nas laterais do tambor, não deixa claro em qual condição, de fato, houve a transição entre os regimes de catarateamento e centrifugação para ambos os formatos de partículas estudados.

Uma das principais dificuldades relacionadas à verificação da transição entre os regimes de escoamento no interior de tambores rotatórios por meio do MEGM, está relacionada ao estabelecimento de critérios que permitam determinar, de forma precisa e objetiva, se de fato houve transição. Para isto, além de um estudo qualitativo, conforme exemplificado nas Figuras 4.5 e 4.6, deve ser desenvolvida uma análise quantitativa que leve em consideração os valores numéricos de fração volumétrica de partículas em diferentes posições no interior do tambor.

Para tanto, a fração volumétrica média de sólidos ao longo das linhas 3 (superior) e 4 (inferior), localizadas em posições opostas no interior do tambor (Figura 3.4), foi quantificada em função da velocidade de rotação do tambor para diferentes graus de preenchimento, para as

partículas esféricas e fusiformes, conforme mostrado nos gráficos reunidos nas Figuras 4.7 e 4.8, respectivamente.

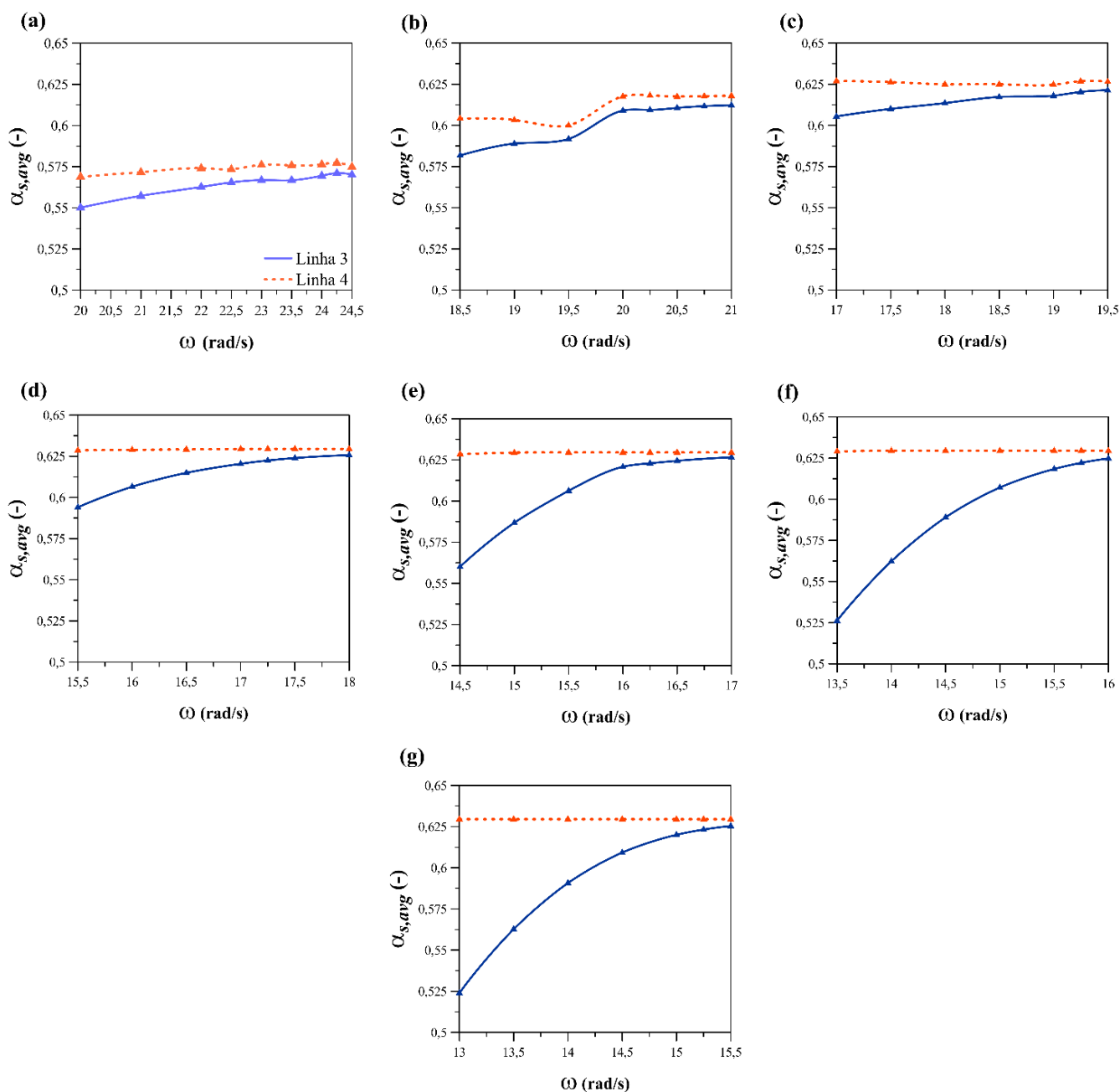


Figura 4.7: Média da fração volumétrica ao longo das linhas 3 e 4 no interior do tambor (Fig. 3.4) em função da velocidade de rotação para os graus de preenchimento de (a) 10%, (b) 15%, (c) 20%, (d) 25%, (e) 30%, (f) 35% e (g) 40% para as esferas de poliacetal.

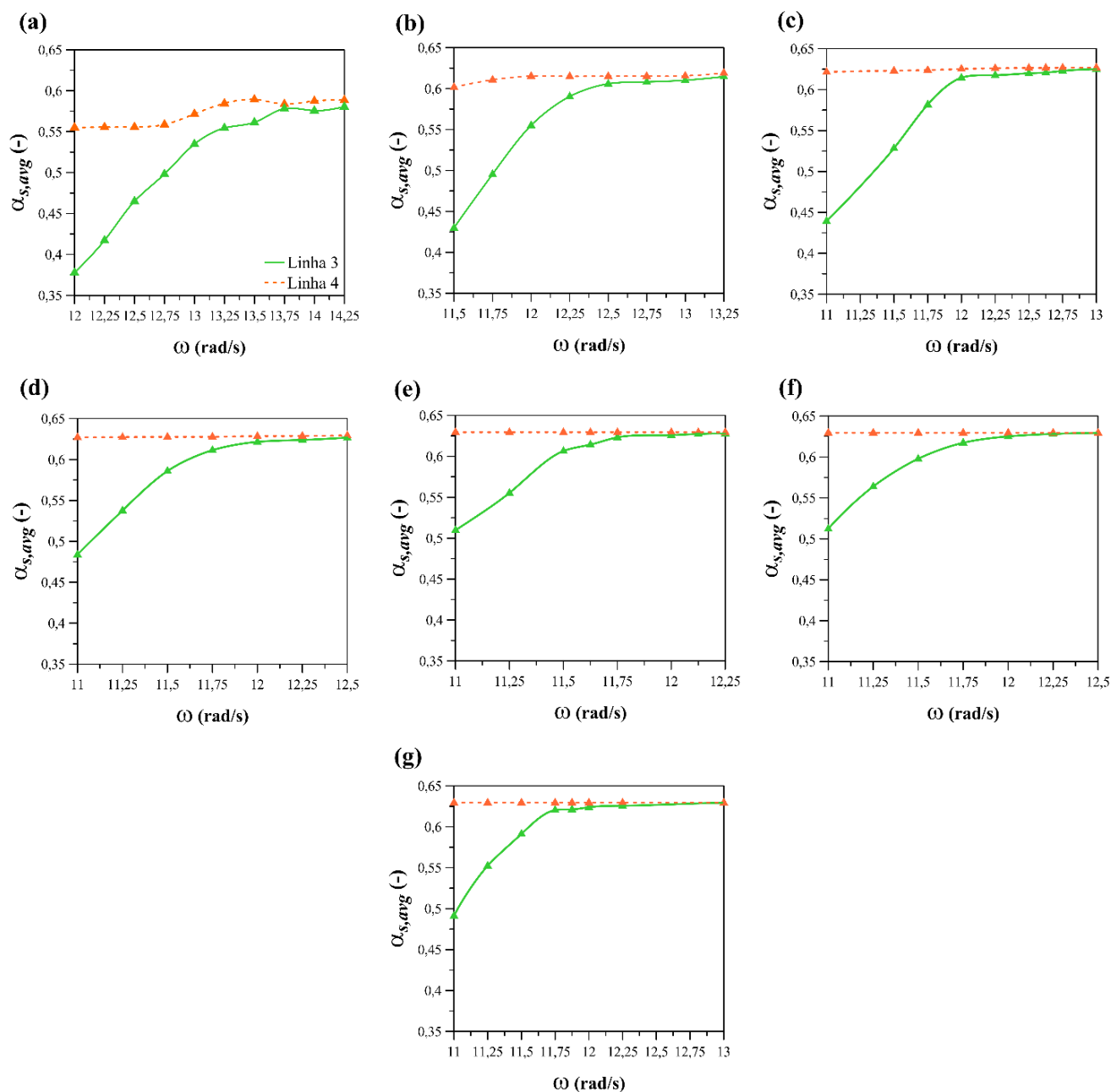


Figura 4.8: Média da fração volumétrica ao longo das linhas 3 e 4 no interior do tambor (Fig. 3.4) em função da velocidade de rotação para os graus de preenchimento de (a) 10%, (b) 15%, (c) 20%, (d) 25%, (e) 30%, (f) 35% e (g) 40% para as partículas fusiformes (grãos de arroz).

Conforme pode ser visto nas Figuras 4.7 e 4.8, independentemente do grau de preenchimento, à medida que a velocidade de rotação aumenta (ω), a média de fração de sólidos ($\alpha_{s,avg}$) sobre a linha superior localizada no interior do tambor (linha 3) tende, de forma assintótica, para a média de fração de sólidos sobre a linha inferior (linha 4). O aumento da velocidade rotação do tambor proporciona um equilíbrio entre as forças centrífuga e gravitacional, o que caracteriza diretamente o regime de centrifugação.

Para a determinação da velocidade crítica de rotação para a transição catarateamento-centrifugação ($\omega_{c,c-c}$), foi observado a partir de qual valor de velocidade de rotação as frações volumétricas médias de sólidos, ao longo das linhas 3 e 4, se interceptavam, alcançando valores praticamente idênticos e com diferença percentual relativa à linha 4 menor do que 1%, conforme discutido previamente. O valor percentual utilizado como critério de mínima diferença foi estabelecido com base em estudos preliminares aqui realizados. Os resultados das velocidades críticas de centrifugação estão reunidos na Tabela 4.3 a seguir, para partículas esféricas e fusiformes, em função do grau de preenchimento.

Tabela 4.3: Valores de velocidade de rotação crítica simulados para a transição catarateamento-centrifugação em função do grau de preenchimento do tambor.

f (-)	$\omega_{c,c-c}$ (rad/s) (esferas de poliacetal)	Diferença percentual para α_{sc} entre as linhas 3 e 4 (esferas de poliacetal)	$\omega_{c,c-c}$ (rad/s) (grãos de arroz)	Diferença percentual para α_{sc} entre as linhas 3 e 4 (grãos de arroz)
10%	24,50	0,83%	13,75	0,95%
15%	20,75	0,98%	13,00	0,88%
20%	19,50	0,81%	12,63	0,92%
25%	17,50	0,88%	12,25	0,78%
30%	16,50	0,80%	12,00	0,57%
35%	16,00	0,75%	12,00	0,69%
40%	15,25	0,65%	12,00	0,89%

Como pode ser observado na Tabela 4.3, para valores menores de grau de preenchimento do tambor, são requeridos maiores valores de velocidade de rotação para que haja centrifugação, em acordo com o que é comumente visto na literatura. Este decaimento na velocidade crítica de rotação mostra-se mais pronunciado para as partículas esféricas do que para partículas fusiformes. Conforme observado experimentalmente por Santos *et al.* (2016a), quanto maior a área de contato partícula-partícula e partícula-parede, a exemplo dos grãos de arroz, maior é a taxa de transferência de *momentum* entre as partículas e, conseqüentemente, menor é a mudança no valor de velocidade de rotação requerida para a transição catarateamento-centrifugação, em se tratando de tambores com as mesmas dimensões e mesmo grau de preenchimento.

Nas Figuras 4.9 e 4.10 a seguir, são mostradas as distribuições de fração de sólidos sobre as linhas de 1 a 8 (Figura 3.4), ao longo da extensão longitudinal do tambor, precisamente antes e na condição de transição catarateamento-centrifugação, para as esferas de poliacetal e para os grãos de arroz, respectivamente.

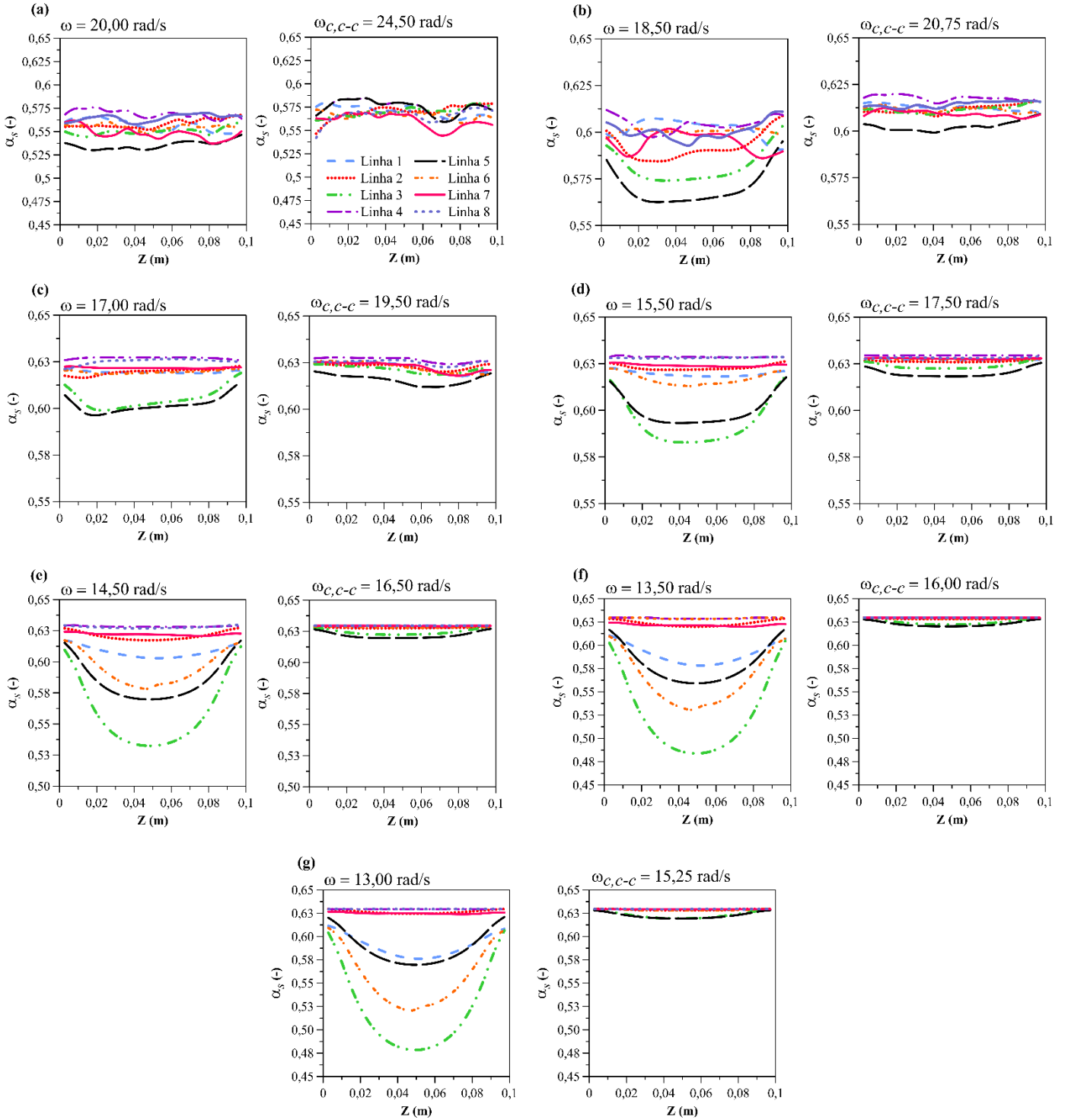


Figura 4.9: Distribuições de fração de sólidos simuladas sobre as linhas de 1-8 (Figura 3.4), precisamente antes (ω) e na condição de transição catarateamento-centrifugação ($\omega_{c,c-c}$) para as esferas de poliacetal e graus de preenchimento de: (a) 10%; (b) 15%; (c) 20%; (d) 25%; (e) 30%; (f) 35% e (g) 40%.

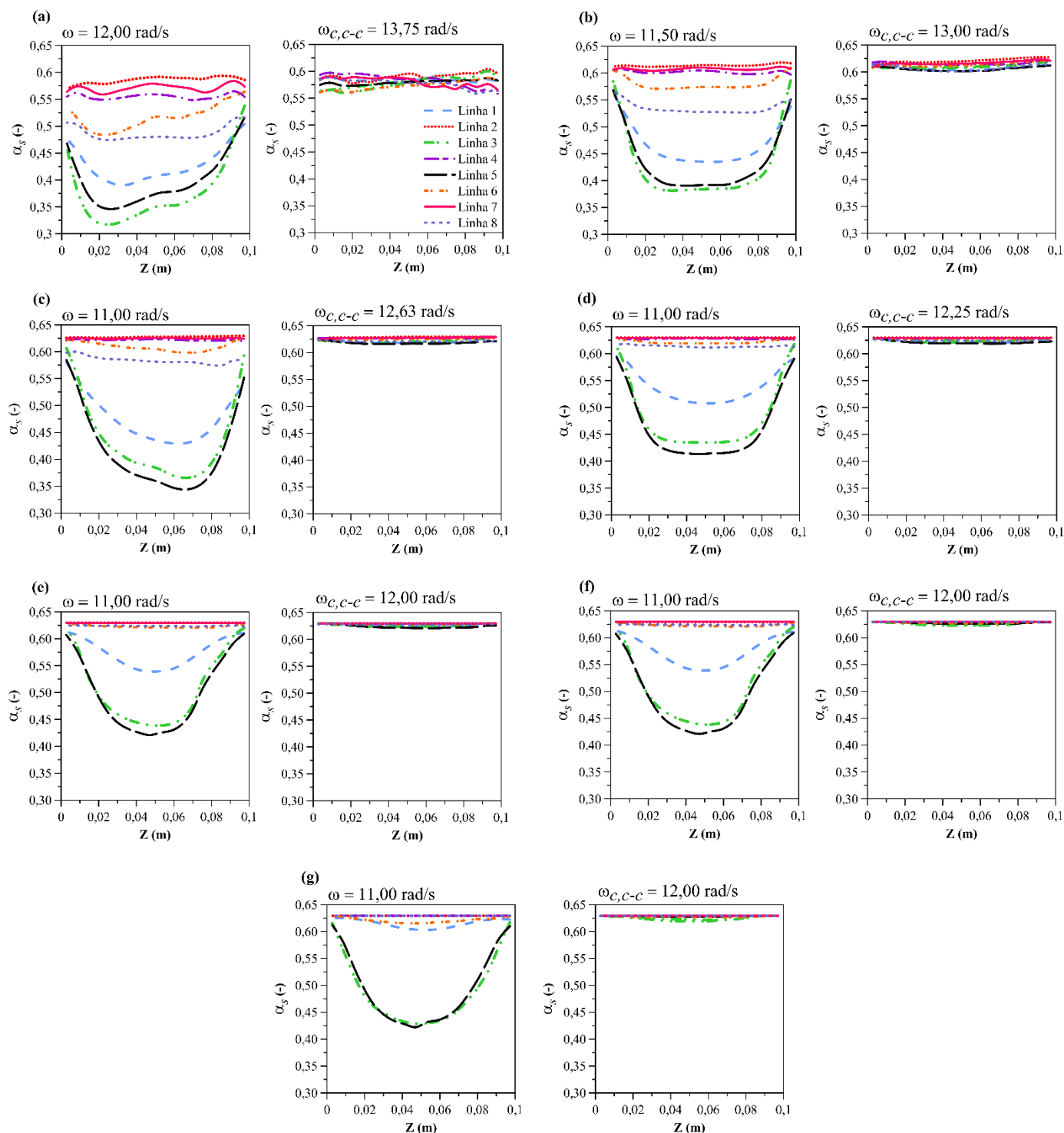


Figura 4.10: Distribuições de fração de sólidos simuladas sobre as linhas de 1-8 (Figura 3.4), precisamente antes (ω) e na condição de transição catarateamento-centrifugação ($\omega_{c,c-c}$) para os grãos de arroz e graus de preenchimento de: (a) 10%; (b) 15%; (c) 20%; (d) 25%; (e) 30%; (f) 35% e (g) 40%.

Conforme pode ser notado nas Figuras 4.9 e 4.10, independentemente do formato da partícula e da posição da linha de referência no interior do tambor, as distribuições de fração de sólidos tornam-se uniformes sob a velocidade crítica de rotação ($\omega_{c,c-c}$), alcançando valores

próximos do limite máximo de empacotamento para o leito de partículas ($\alpha_{s,máx} = 0,63$). Tal fato, comprova a eficiência da metodologia quantitativa aqui proposta na verificação das velocidades críticas necessárias para a transição catarateamento-centrifugação.

4.3.2 Comparação das Curvas de Transição Catarateamento-Centrifugação Simuladas com as Experimentais e Ajuste do Modelo Semi-Empírico proposto por Santos *et al.* (2016a)

Por meio das velocidades críticas de rotação ($\omega_{c,c-c}$) mostradas na Tabela 4.3, os números de Froude críticos para a transição catarateamento-centrifugação ($Fr_{c,c-c}$) foram calculados e comparados com os dados experimentais de Santos *et al.* (2016a), no caso das partículas fusiformes (grãos de arroz), e com os valores experimentais aqui obtidos, em relação às partículas esféricas de poliacetal. Os resultados obtidos, encontram-se na Tabela 4.4.

Tabela 4.4: Números de Froude crítico simulados e experimentais para a transição catarateamento-centrifugação ($Fr_{c,c-c}$) em função do grau de preenchimento (f) para as partículas esféricas e não-esféricas.

f (-)	Partículas esféricas		Partículas não-esféricas	
	$Fr_{c,c-c}$ (-) Experimental	$Fr_{c,c-c}$ (-) Simulado	$Fr_{c,c-c}$ (-) Experimental (Santos <i>et al.</i> , 2016a)	$Fr_{c,c-c}$ (-) Simulado
10%	5,903	5,972	1,703	1,879
15%	4,328	4,284	1,643	1,680
20%	3,669	3,783	1,541	1,584
25%	2,486	3,047	1,521	1,491
30%	2,466	2,709	1,446	1,431
35%	2,293	2,547	1,335	1,431
40%	2,257	2,314	1,253	1,431

Uma satisfatória concordância foi obtida quando da comparação entre os dados experimentais e os resultados simulados de número de Froude crítico ($Fr_{c,c-c}$) para ambos os formatos de partículas abordados no presente trabalho.

Para uma melhor comparação entre o comportamento da transição catarateamento-centrifugação obtido por simulações CFD e aquele previsto pela correlação semiempírica de Santos *et al.* (2016a), uma regressão não-linear da curva do número de Froude crítico em função do grau de preenchimento foi realizada a fim de se determinar os parâmetros λ e τ numericamente.

Para tanto, o modelo para a obtenção da velocidade crítica de rotação necessária para a transição catarateamento-centrifugação sugerido por Santos *et al.* (2016a) (Equação 2.10) foi

utilizado. A Equação 2.10 pode ser reescrita em função do número de Froude crítico, da seguinte forma:

$$Fr_{c,c-c} = I + \lambda \exp(-\tau f) \quad (4.1)$$

Os resultados das regressões não-lineares para os dados de número Froude crítico em função do grau de preenchimento do tambor são os parâmetros adimensionais λ e τ , sendo estas as variáveis que auxiliam no entendimento da influência do formato da partícula sobre a transição catarateamento-centrifugação. Os gráficos contendo os resultados das regressões não-lineares, a partir de valores simulados e experimentais de número de Froude crítico, para partículas esféricas e fusiformes, estão representados por meio das Figuras 4.11 e 4.12, respectivamente.

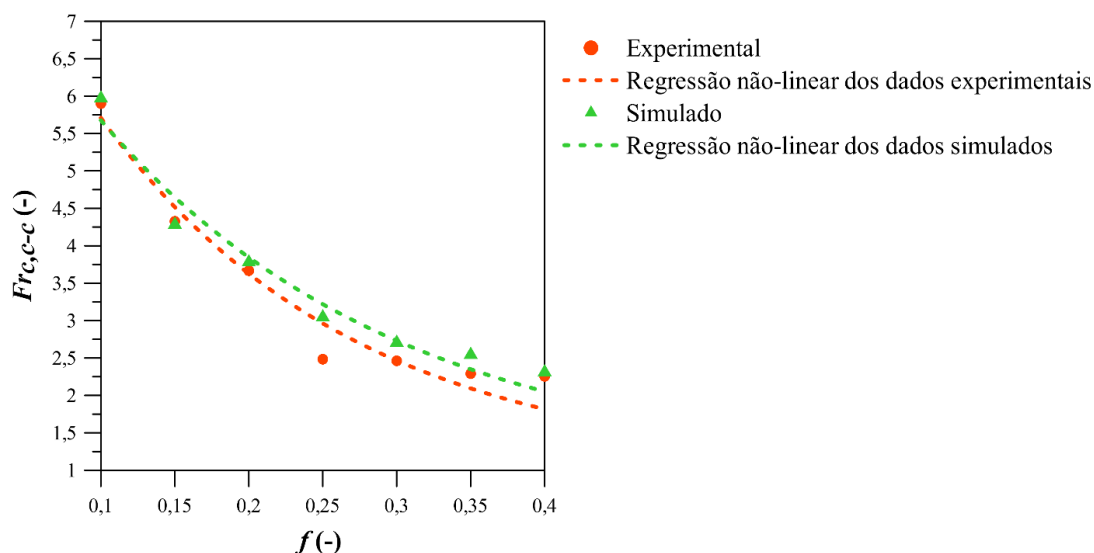


Figura 4.11: Curvas de número de Froude crítico ($Fr_{c,c-c}$) experimental, simulada e de regressão para as partículas esféricas.

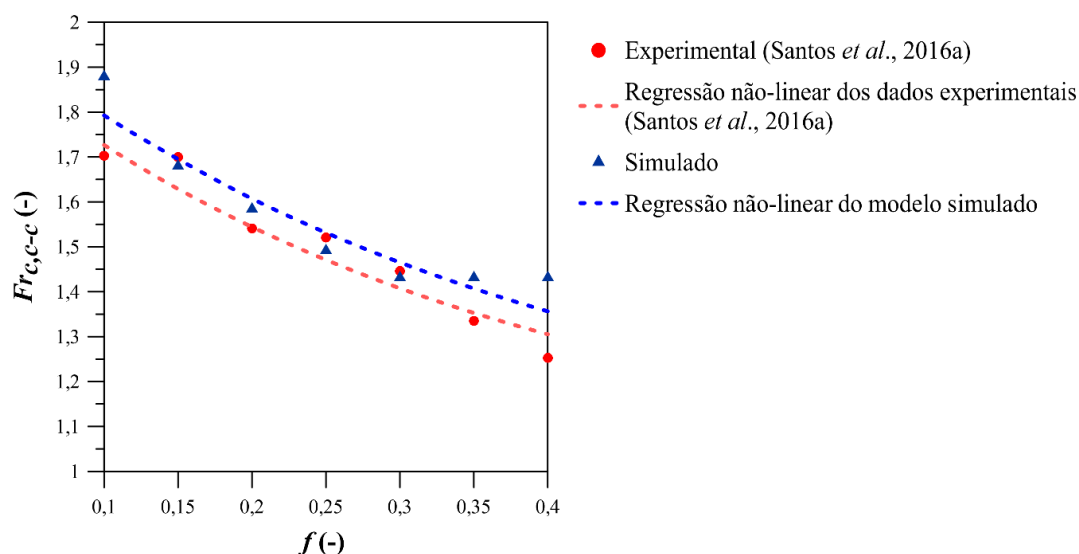


Figura 4.12: Curvas do número de Froude crítico ($Fr_{c,c-c}$) experimental (Santos *et al.*, 2016a), simulada e de regressão para as partículas fusiformes.

Os valores dos respectivos parâmetros λ e τ obtidos por meio das regressões não-lineares dos dados de número de Froude crítico para as partículas esféricas e fusiformes mostradas nas Figuras 4.11 e 4.12, encontram-se reunidos na Tabela 4.5 a seguir, assim como seus correspondentes erros relativos. Para cada um dos pares de variáveis de regressão, constam os seus respectivos coeficientes de correlação (R^2).

Tabela 4.5: Valores de λ , τ , seus correspondentes erros relativos e R^2 obtidos a partir de regressões não-lineares das curvas de transição das Figuras 4.11 e 4.12.

Parâmetros	Partículas não-esféricas			Partículas esféricas		
	Experimental (Santos <i>et al.</i> , 2016a)	Simulado	Erro Relativo (%)	Experimental	Simulado	Erro Relativo (%)
λ	0,97	1,03	6,18	8,44	7,69	8,89
τ	2,89	2,66	7,96	5,84	4,97	14,89
R^2	0,96	0,86	---	0,95	0,96	---

Conforme pode ser visto na Tabela 4.5, todos os coeficientes de correlação (R^2) se mantiveram acima de 0,86, demonstrando que a tendência exponencial entre o número de Froude crítico ($Fr_{c,c-c}$) e o grau de preenchimento (f) do tambor, estão de acordo com o comportamento apontado pelo modelo semi-empírico proposto por Santos *et al.* (2016a).

O máximo erro relativo observado dentre as comparações para os valores de λ e τ experimentais e simulados foi de 14,89%, de acordo com a Tabela 4.5, o que reforça a precisão da metodologia quantitativa proposta para a identificação da transição catarateamento-centrifugação.

Foi possível notar ainda, na Tabela 4.5, que os valores dos parâmetros λ e τ obtidos para partículas esféricas são maiores do que aqueles obtidos para as partículas fusiformes (grãos de arroz), fato também observado experimentalmente por Santos *et al.* (2016a). Portanto, pode-se concluir novamente que, sob as mesmas condições experimentais, partículas não-esféricas requerem menores valores de velocidade de rotação para alcançarem o regime de centrifugação quando comparadas às partículas de formato esférico.

Para uma melhor constatação do efeito da forma da partícula sobre a transição catarateamento-centrifugação, discutidos anteriormente, as curvas de regressão obtidas a partir dos resultados de transição simulados, para as partículas esféricas (poliacetal) e não-esféricas (grãos de arroz), foram comparadas entre si por meio da Figura 4.13.

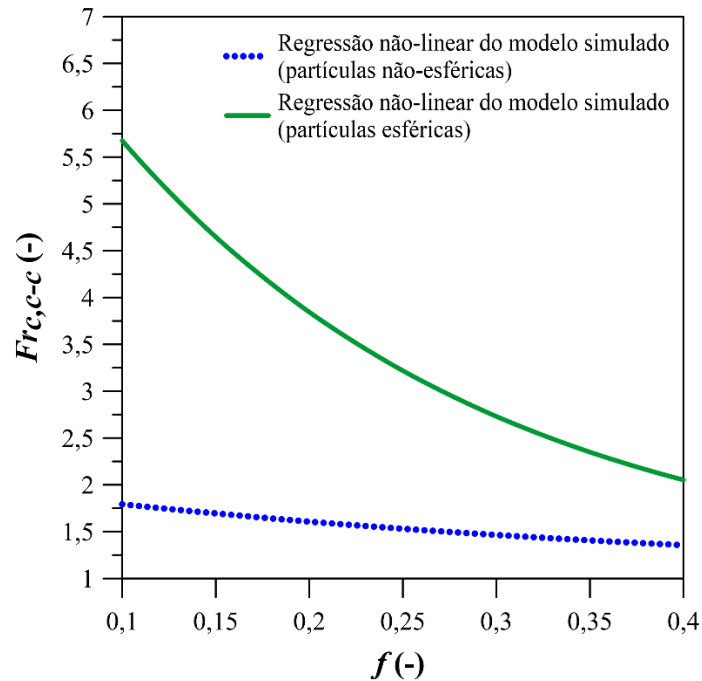


Figura 4.13: Comparação entre as curvas de número de Froude crítico ($Fr_{c,c-c}$) em função do grau de preenchimento do tambor (f) obtidas a partir de regressões não-lineares dos resultados simulados de transição para as partículas fusiformes e esféricas.

Assim como pode ser concluído a partir da Figura 4.13, o comportamento da transição catarateamento-centrifugação é vigorosamente afetado pelo formato da partícula, que por sua vez está diretamente relacionado com os parâmetros λ e τ do modelo semiempírico proposto por Santos *et. al* (2016a), e com a fração crítica de sólidos (α_{sc}), do modelo friccional de Schaeffer, conforme abordado anteriormente.

CAPÍTULO 5

Conclusões e Sugestões

Com base em simulações numéricas via MEGM e em experimentos foi possível realizar um satisfatório e bem-sucedido estudo sobre o comportamento da transição catarateamento-centrifugação no interior de um tambor rotatório, levando em consideração as influências do formato da partícula e do efeito de parede sobre o escoamento granular. As seguintes conclusões devem ser destacadas a partir dos resultados obtidos no presente trabalho:

- ❖ Para a representação de partículas não-esféricas ao empregar o MEGM deve-se considerar a contribuição friccional por meio da calibração da fração crítica de sólidos (α_{sc}), associada ao modelo de Schaeffer. As partículas irregulares tendem a ter uma maior taxa de transferência de *momentum* entre si, devido à sua extensa área superficial, quando em comparação com as partículas esféricas, com a formação de estruturas estáveis. O limite de fração crítica a ser considerado para partículas não-esféricas deve ficar sempre abaixo do limite máximo de empacotamento do leito de partículas ($\alpha_{sc} < \alpha_{s,máx}$). Para a representação de partículas esféricas, basta desconsiderar o efeito friccional ($\alpha_{sc} = \alpha_{s,máx}$);
- ❖ Uma metodologia numérica e objetiva para a identificação de forma precisa da transição catarateamento-centrifugação, utilizando o MEGM, foi proposta aqui para partículas esféricas e não-esféricas. A metodologia atendeu à definição básica para o regime de centrifugação, ou seja, a igualdade de magnitude entre as forças centrífuga e gravitacional em qualquer ponto do leito de material aderido à parede do tambor;
- ❖ O efeito de parede deve ser levado em consideração durante o estudo da transição catarateamento-centrifugação, uma vez que, quanto menor o comprimento do tambor, maior a facilidade de transição para o regime de centrifugação. A influência da forma da partícula também deve ser considerada uma vez que, partículas não-esféricas, por exemplo, requerem menores velocidades de rotação para alcançarem o regime de centrifugação, quando em comparação com partículas esféricas.

Tem-se como sugestão para trabalhos futuros, a aplicação da metodologia quantitativa aqui proposta para a identificação da transição catarateamento-centrifugação para outros formatos de partículas a fim de que, forma e parâmetros caracterizadores da transição sejam correlacionados.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ARASTOOPOUR, H.; PAKDEL, P.; ADEWUMI, M. Hydrodynamic analysis of dilute gas–solids flow in a vertical pipe. **Powder Technology**, vol. 62 (2), p. 163-170, 1990.
- BAGNOLD, R. A. Experiments on a Gravity-Free Dispersion of Large Solid Spheres in a Newtonian Fluid under Shear. **Proceedings of the Royal Society A**, v. 225, p. 49-63, 1954.
- BENEDITO, W. M.; DUARTE, C. R.; BARROZO, M. A. S.; SANTOS, D. A. An investigation of CFD simulations capability in treating non-spherical particle dynamics in a rotary drum. **Powder Technology**, v. 332, p. 171–177, 2018.
- BLUMBERG, W.; SCHLÜNDER, E.-U. Transversale Schüttgutbewegung und konvektiver Stoffübergang in Drehrohren. Teil 1: Ohne Hubschneefeln. **Chemical Engineering and Processing: Process Intensification**, vol. 35, p. 395–404, 1996.
- CABISCOL, R.; FINKE, J. H.; KWADE, A. Calibration and interpretation of DEM parameters for simulations of cylindrical tablets with multi-sphere approach. **Powder Technology**, vol. 327, p. 232–245, 2018.
- CLIFT, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E. **Bubbles, drops and particles**, Academic Press, New York, 1978.
- CUNDALL, P. A.; STRACK, O. D. L. **A discrete numerical model for granular assemblies**, *Géotechnique*, vol. 29, p. 47-65, 1979.
- DARTEVELLE, S. **Numerical and granulometric approaches to geophysical granular flow**. 2003. 144 f. Ph. D. thesis - Michigan Technological University, Department of Geological and Mining Engineering, Houghton, Michigan, 2003.
- DELELE, M. A.; WEIGLER, F.; FRANKE, G.; MELLMANN, J. Studying the solids and fluid flow behavior in rotary drums based on a multiphase CFD model. **Powder Technology**, v. 292, p. 260–271, 2016.
- DEMAGH, Y.; MOUSSA, H. B.; LACHI, M.; NOUI, S.; BORDJA, L. Surface particle motions in rotating cylinders: Validation and similarity for an industrial scale kiln. **Powder Technology**, vol. 224, p. 260–272, 2012.
- DING, Y. L.; SEVILLE, J. P. K.; FORSTER, R.; PARKER, D. J. Solids motion in rolling mode rotating drums operated at low to medium rotational speeds. **Chemical Engineering Science**, vol. 56, p.1769–1780, 2001.
- GENG, S.; JIA, Z.; ZHAN, J.; LIU, X.; XU, G. CFD modeling the hydrodynamics of binary particle mixture in pseudo-2D bubbling fluidized bed: Effect of model parameters. **Powder Technology**, vol. 302, p. 384–395, 2016.

- GIBILARO, L.G.; DI FELICE, R.; WALDRAM, S.P. Generalized friction factor and drag coefficient correlations for fluid-particle interactions, **Chemical Engineering Science**, vol. 40, p. 1817-1823, 1985.
- GIDASPOW, D., BEZBURUAH, R., DING, J. Hydrodynamics of circulating fluidized beds, kinetic theory approach in fluidization. In: Proceedings of the 7th ENGINEERING FOUNDATION CONFERENCE ON FLUIDIZATION, 7, **Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization**: 1992. p. 75.
- GIDASPOW, D. **Multiphase Flow and Fluidization**, Academic Press, Boston, 1994.
- HE, S. Y.; GAN, J. Q.; PINSON, D.; ZHOU, Z. Y. Particle shape-induced radial segregation of binary mixtures in a rotating drum. **Powder Technology**, vol. 341, p. 157–166, 2019.
- HENEIN, H.; BRIMACOMBE, J. K.; WATKINSON, A. P. Experimental study of transverse bed motion in rotary kilns. **Metallurgical Transactions**, vol. 14B, p.191–220, 1983.
- HERZ, F.; SPECHT, E.; KOMOSSA, H.; SCHERER, V.; WIRTZ, S. Heat transfer in indirect heated rotary drums filled with monodisperse spheres: Comparison of experiments with DEM simulations. **Powder Technology**, vol. 286, p. 722–731, 2015.
- HUANG, A. -N.; KUO, H. -P. CFD simulation of particle segregation in a rotating drum. Part II: Effects of specular coefficient. **Advanced Powder Technology**, vol. 29, p. 3368–3374, 2018.
- HUILIN, L.; GIDASPOW, D.; BOUILLARD, J.; WENTIE, L. Hydrodynamic simulation of gas-solid flow in a riser using kinetic theory of granular flow. **Chemical Engineering Journal**, vol. 95, p. 1-13, 2003.
- JENKINS, J. T.; SAVAGE, S. B. A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic sphere particles, **Journal of Fluid Mechanics**, vol. 130, p. 187 – 202, 1983.
- JIANG, S.; YE, Y.; TAN, Y.; LIU, S.; LIU, J.; ZHANG, H.; YANG, D. Discrete element simulation of particle motion in ball mills based on similarity. **Powder Technology**, vol. 335, p. 91–102, 2018.
- JOHNSON, P. C.; JACKSON, R. Frictional-collisional constitutive relations for granular materials with application to plane shearing, **Journal of Fluid Mechanics**, vol. 176, p. 67 – 93, 1987.
- JUAREZ, G.; CHEN, P.; LUEPTOW, R. M. Transition to centrifuging granular flow in rotating tumblers: A modified Froude number. **New Journal of Physics**, vol.13, 2011.
- LIU, X.; HU, Z.; WU, W.; ZHAN, J.; HERZ, F.; SPECHT, E. DEM study on the surface mixing of granular materials in rotary drums, vol. 315, p. 438-444, 2017.

- LIU, X. Y.; SPECHT, E.; MELLMANN, J. Experimental study of the lower and upper angles of repose of granular materials in rotating drums. *Powder Technology*, vol. 154, p. 125-131, 2005.
- LIU, H.; YIN, H.; ZHANG, M.; XIE, M.; XI, X. Numerical simulation of particle motion and heat transfer in a rotary kiln. *Powder Technology*, vol. 287, p. 239-247, 2016.
- LUN, C. K. K.; SAVAGE, S. B.; JEFFREY, D. J.; CHEPURNIY, N. Kinetic theories for granular flow: Inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flowfield. ***Journal of Fluid Mechanics***, 140, 223–256, 1984.
- MA, H.; ZHAO, Y. Investigating the flow of rod-like particles in a horizontal rotating drum using DEM simulation. ***Granular Matter***, v. 20, 2018.
- MACHADO, M. V. C.; NASCIMENTO, S. M.; DUARTE, C. R.; BARROZO, M. A. S. Boundary conditions effects on the particle dynamic flow in a rotary drum with a single flight. ***Powder Technology***, v. 311, p. 341–349, 2017a.
- MACHADO, M. V. C.; SANTOS, D. A.; BARROZO, M. A. S.; DUARTE, C. R. Experimental and Numerical Study of Grinding Media Flow in a Ball Mill. ***Chemical Engineering and Technology***, v. 40, p. 1835–1843, 2017b.
- MELLMANN, J. The transverse motion of solids in rotating cylinders-forms of motion and transition behavior. ***Powder Technology***, vol. 118, p. 251–270, 2001.
- RESENDE, I. A.; MACHADO, M. V. C.; DUARTE, C. R.; BARROZO, M. A. S. An experimental analysis of coffee beans dynamics in a rotary drum. ***Canadian Journal of Chemical Engineering***, vol. 95, p. 2239–2248, 2017.
- RICHARDSON, J.R.; ZAKI, W.N. Sedimentation and fluidization: part I. ***Transactions of Institute of Chemical Engineering***, vol.32 (1), p. 35-53, 1954.
- RISTOW, G.H. **Flow properties of granular materials in three-dimensional geometries**. Habilitationsschrift, Philipps-Universität Marburg, p. 63-92, 1998.
- RODRIGUES, R. F.; LEITE, S. R.; SANTOS, D. A.; BARROZO, M. A. S. Drum granulation of single super phosphate fertilizer: Effect of process variables and optimization. ***Powder Technology***, vol. 321, p. 251–258, 2017.
- ROSE, H.E.; SULLIVAN, R.M.E. **A treatise on the internal mechanics of ball, tube and rod mills**, Constable, London, p. 35-68, 1957.
- SANTOS, D. A. **Estudo experimental e numérico da dinâmica de partículas granulares em um tambor rotatório**. 2015. 191 f. Tese (Doutorado em Engenharia Química) - PPGEQ/UFU, Uberlândia/MG, 2015.
- SANTOS, D. A.; BARROZO, M. A. S.; DUARTE, C. R.; WEIGLER, F.; MELLMANN, J. Investigation of particle dynamics in a rotary drum by means of experiments and

- numerical simulations using DEM. **Advanced Powder Technology**, v. 27(2), p. 692–703, 2016b.
- SANTOS, D.A.; DADALTO, F.O.; SCATENA, R.; DUARTE, C.R. ; BARROZO, M.A.S. A hydrodynamic analysis of a rotating drum operating in the rolling regime. **Chemical Engineering Research & Design**, v. 94, p. 204-212, 2014.
- SANTOS, D. A.; SCATENA, R.; DUARTE, C. R.; BARROZO, M. A. S. Transition phenomenon investigation between different flow regimes in a rotary drum. **Brazilian Journal of Chemical Engineering**, v. 33(3), p. 491–501, 2016a.
- SAVAGE, S. B. **Granular Flows at High Shear Rates**. Academic Press, Inc, p. 339-358, 1983.
- SAVAGE, S. B.; JEFFREY, D. J. The stress tensor in a granular flow at high shear rates. **J. Fluid Mech.**, v. 110, p. 255 – 272, 1981.
- SCHAEFFER, G., Instability in the Evolution equations describing incompressible granular flow. **J. Differential Equations**, v.66, p. 19-50, 1987.
- SCHILLER, L.; NAUMANN, Z. **A drag coefficient correlation**, Ver. Deutsch. Ing. 77, 318 p., 1935.
- SCHERER, V.; MÖNNIGMANN, M.; BERNER, M. O.; SUDBROCK, F. Coupled DEM–CFD simulation of drying wood chips in a rotary drum – Baffle design and model reduction. **Fuel**, vol. 184, p. 896–904, 2016.
- SHAHINPOOR, M.; AHMADI, G. A kinetic theory for the rapid flow of rough identical spherical particles and the evolution of fluctuation. In: SHAHINPOOR, M. (Ed.). **Advances in the mechanics and the flow of granular materials II**. Switzerland: Aermannsdorf, 1983, v. 2, p. 641-667.
- SRIVASTAVA, A.; SUNDARESAN, S. Analysis of a frictional–kinetic model for gasparticle flow. **Powder Technology**, v. 129, p. 72-85, 2003.
- SYAMLAL, M.; O’BRIEN, T. J. Simulation of granular layer inversion in liquid fluidized beds. **International Journal of Multiphase Flow**, vol. 14, p. 473-481, 1988.
- SYAMLAL, M.; ROGERS, W.; O’BRIEN, T. J. MFIx documentation: Theory Guide, National Technical Information Service, v. 1, U.S. Department of Energy, Springfield, USA, 1993.
- WALTON, O.R.; BRAUN, R. L. Simulation of rotary-drum and repose tests for frictional spheres and rigid sphere clusters. In: JOINT DOE/NFS WORKSHOP ON FLOW OF PARTICULATES AND FLUIDS, 1993. **Proceedings of Joint DOE/NFS Workshop on Flow of Particulates and Fluids**, 1993, p. 1-18.

- WATANABE, H. Critical rotation speed for ball-milling. **Powder Technology**, v. 104(1), p. 95–99, 1999.
- WEN, C.Y.; YU, Y. H. Mechanics of fluidization. **Chemical Engineering Progress Symposium Series**, vol. 62, p. 100-111, 1966.
- YANG, R. Y.; YU, A. B.; MCELROY, L.; BAO, J. Numerical simulation of particle dynamics in different flow regimes in a rotating drum. **Powder Technology**, v. 188(2), p. 170–177, 2008.