

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM MODELAGEM COMPUTACIONAL

**ESTUDO DE MODELOS PARA TRANSFERÊNCIA DE CALOR  
NO INTERIOR DE PARTICULADOS ESFÉRICOS EM LEITOS  
FLUIDIZADOS**

por

Rafael de Andrade Ferreira

Dissertação para obtenção do Título de  
Mestre em Modelagem Computacional

Rio Grande, Abril, 2019

Rafael de Andrade Ferreira

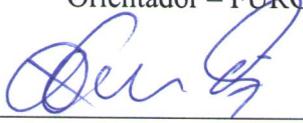
**“ Estudo de modelos para transferência de calor de particulados esféricos em leitos fluidizados ”**

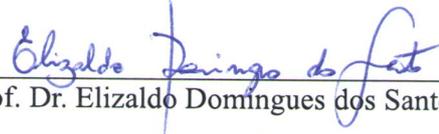
Dissertação apresentada ao Programa de Pós Graduação em Modelagem Computacional da Universidade Federal do Rio Grande - FURG, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre. Área concentração: Modelagem Computacional.

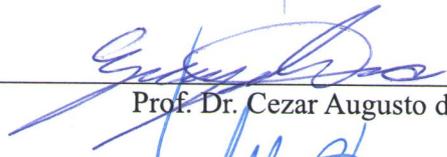
Aprovado em

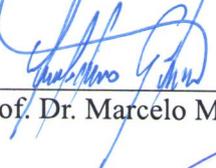
BANCA EXAMINADORA

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Jeferson Avila de Souza  
Orientador – FURG

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Rodrigo Rocha Davesac  
Coorientador – FURG

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Elizaldo Domingues dos Santos - FURG

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Cezar Augusto da Rosa - FURG

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Marcelo Moraes Garçala - IFRS

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Emilio Ernesto Paladino - UFSC

Rio Grande - RS  
2019

## Ficha catalográfica

F383e Ferreira, Rafael de Andrade.

Estudo de modelos para transferência de calor no interior de particulados esféricos em leitos fluidizados / Rafael de Andrade Ferreira. – 2019.

86 f.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Rio Grande – FURG, Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional, Rio Grande/RS, 2019.

Orientador: Dr. Jeferson Avila de Souza.

Coorientador: Dr. Rodrigo Rocha Davesac.

1. Leito Fluidizado 2. escoamento Multifásico 3. Hidrodinâmica  
4. Transferência de Calor 5. Condução Transiente I. Souza, Jeferson Avila de II. Davesac, Rodrigo Rocha III. Título.

CDU 66.021.4

# AGRADECIMENTOS

À FURG, sem a mesma, este trabalho não seria possível;

À minha namorada, Thaís Reichert, pela compreensão e suporte em todos os momentos;

Ao orientador Jeferson Avila Souza e ao coorientador Rodrigo Rocha Davesac, pelo suporte e apoio dado para a elaboração desse estudo;

E, principalmente, à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pelo apoio financeiro.

# RESUMO

Pesquisas envolvendo leitos fluidizados têm tido um papel essencial na engenharia, pois vêm facilitando a compreensão da interação física entre as fases de forma mais sistemática. A análise do modelo hidrodinâmico junto ao mecanismo de troca térmica entre uma fase gasosa e outra particulada é um tema pouco ainda discutido na literatura, por conta da sua complexidade de solução, principalmente se o objetivo da investigação for estudar a transferência de calor entre o interior da partícula e a outra fase presente no leito. Identificar e controlar a troca de calor no interior da partícula geraria benefícios a diversas áreas industriais como por exemplo, possibilitaria uma maior vida útil do alimento na indústria alimentícia, geraria maior produção de combustível na indústria petrolífera e melhoraria o encapsulamento na indústria farmacêutica. Diante disso, o objetivo deste trabalho foi desenvolver uma solução computacional capaz de demonstrar a troca de calor no interior da partícula por meio da simulação numérica, em que seja possível estudar os particulados de geometria esférica em leito fluidizado circulante. Primeiramente, foi realizada a discretização do problema para o caso de um modelo unidimensional (*plug flow*), onde as fases são modeladas como Eulerianas, e o método numérico de Gauss-Seidel para sistema não-linear é aplicado à resolução do sistema algébrico de equações resultante da discretização. A fim de garantir a confiabilidade do trabalho, o modelo hidrodinâmico foi verificado com a solução numérica de outros estudos, resultando em valores aceitáveis e coerentes com o tema abordado. Dos resultados obtidos, foram realizadas três simulações, diferindo apenas o diâmetro da partícula. Em relação à troca térmica entre o gás e a partícula sólida, a temperatura do sólido decresce enquanto que a do gás aumenta que ambas atingem o equilíbrio térmico, i.e., estejam na mesma temperatura. Com o aumento do tamanho da partícula, as temperaturas das fases tendem a percorrer um maior caminho no leito fluidizado até atingir o equilíbrio térmico. Em relação aos resultados da temperatura interna da partícula, notou-se um crescimento da diferença percentual quando comparada com a temperatura de superfície, atingindo os valores máximos de 1,55% para um diâmetro de 320  $\mu m$ , 1,60% para 420  $\mu m$  e 1,83% para 520  $\mu m$ . Portanto, com esse estudo, é possível notar as vantagens de se controlar o comportamento térmico no interior da partícula, possibilitando assim aumentar a eficiência do processo em leitos fluidizados.

**Palavras-chaves:** Leito fluidizado, Escoamento multifásico, Hidrodinâmica, Transferência de Calor, Condução Transiente.

# ABSTRACT

Researches involving fluidized beds have played an essential role in engineering, since they have facilitated the understanding of the physical interaction between the phases in a more systematic way. The analysis and control of hydrodynamics together with the thermal exchange mechanism between gas and particulate phases is not frequently discussed in literature, mostly due to its solution complexity, especially if the investigation objective is to study the heat transfer between the particle interior and the gas phase. To identify and control heat exchange inside the particle would benefit several industrial areas, for example, it would allow a longer food life in the food industry, generate greater fuel production in the oil and gas industry, and improve the encapsulation in the pharmaceutical industry. Therefore, the aim of this work is to develop a computational solution capable of demonstrating the heat exchange inside the particle by means of a numerical simulation in which it is possible to study spherical particles thermal behavior within a fluidized bed. First, discretization of the problem was performed in a one-dimensional plug flow model and an Eulerian-Eulerian formulation is applied to the gas-solid two phase flow. Gauss-Seidel numerical method for non-linear systems is applied to solve the resulting algebraic system of equation. In order to guarantee the reliability of the work, the hydrodynamic model was verified with the numerical solution of other studies, resulting in acceptable values consistent with the addressed topic. From obtained results, three simulations were performed, differing only the particle diameter. In relation to the thermal exchange between gas and solid particle, solid temperature decreases while gas temperature increases until a point where thermal equilibrium is reached, i.e. both temperatures are equal. As the particle geometry increases, the phase temperatures tend to travel a greater path in the fluidized bed until thermal equilibrium is reached. In relation to the internal temperature of the particle, an increase of the percentage difference was observed when compared to the surface temperature, reaching the maximum values of 1,55% for a diameter of 320  $\mu m$ , 1,60% for 420  $\mu m$  and 1,83% to 520  $\mu m$ . Therefore, with this study, it is possible to note the advantages of controlling the thermal behavior inside the particle, thus making it possible to increase the efficiency of the process in fluidized beds.

**Palavras-chaves:** Fluidized bed, Multiphase flow, Hydrodynamic, Heat transfer, Transient conduction;

# ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO . . . . .	16
1.1	Motivação . . . . .	20
1.2	Objetivos . . . . .	20
1.2.1	Objetivos específicos principais . . . . .	20
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA . . . . .	21
2.1	Fluidização . . . . .	21
2.1.1	Conservação de Massa e Quantidade de Movimento em Leito Fluidizado . . . . .	26
2.1.2	Conservação de Massa, Quantidade de Movimento e Conservação de Energia em Leito Fluidizado . . . . .	31
2.2	Condução Transiente . . . . .	34
3	DEFINIÇÃO DO PROBLEMA . . . . .	39
3.1	Geometria e domínio computacional . . . . .	39
3.2	Equações de Transporte . . . . .	40
3.2.1	Equações da Continuidade . . . . .	40
3.2.2	Equações de Quantidade de Movimento . . . . .	40
3.2.3	Equações de Conservação de Energia . . . . .	40
3.2.4	Equações Constitutivas . . . . .	41
3.3	Condições de Contorno e Discretização do Domínio Computacional . . . . .	42
3.4	Condução Transiente . . . . .	44
3.5	Métodos Numéricos . . . . .	47
3.5.1	Diferenças Finitas . . . . .	47
3.5.2	Método de Gauss-Seidel para sistema não-linear . . . . .	48
3.5.3	Análise de Convergência . . . . .	49
3.6	Algoritmo Proposto - Parte 1 . . . . .	50
3.7	Algoritmo Proposto - Parte 2 . . . . .	53
3.8	Ferramenta computacional . . . . .	54
4	RESULTADOS . . . . .	55
4.1	Teste de independência de malha . . . . .	55
4.2	Verificação . . . . .	56
4.2.1	Verificação do modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) para um fluxo de massa sólida de $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	57
4.2.2	Verificação do modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) para um fluxo de massa sólida de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	60
4.2.3	Verificação do modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) para um fluxo de massa sólida de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	63
4.2.4	Verificação do balanço de energia . . . . .	67
4.3	Resultados Obtidos . . . . .	68
4.3.1	Análise computacional para um particulado de diâmetro igual a $320 \mu\text{m}$ . . . . .	69

4.3.2	Análise computacional para um particulado de diâmetro igual a 420 $\mu m$	72
4.3.3	Análise computacional para um particulado de diâmetro igual a 520 $\mu m$	76
4.3.4	Diferenças das Temperaturas Internas . . . . .	80
5	CONCLUSÃO . . . . .	81
5.1	Sugestões de Continuidade . . . . .	82
6	REFERÊNCIAS . . . . .	83

# LISTA DE FIGURAS

1.1	Padrões de escoamento bifásico, Gás-Líquido, em escoamento vertical (Fonte: Taitel, Bornea e Dukler (1980)) . . . . .	16
1.2	Desenho esquemático de um leito fluidizado simples (Fonte: Scott et al. (1964)) . . . . .	18
2.1	Regimes de Fluidização(Fonte: Adaptado de Gidaspow (1994)) . . . . .	25
2.2	Representação esquemática de uma unidade <i>riser</i> (esquerda), uma unidade de leito borbulhante (meio) e um CFBR (direita) (Fonte: Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012)) . . . . .	29
2.3	Configuração experimental. (1) <i>Riser</i> 50 mm I.D. (2) <i>HE Stairmand ciclone</i> . (3) <i>Downcomer</i> 100 mm I.D. (4) Válvula-L 50 mm I.D. (5) Fluxo de Ar do ventilador de velocidade controlada. (6) Ar comprimido. (7) Ventilação para filtro de armazenagem. (8) seção de aquecimento coaxial. (9) Seção de arrefecimento coaxial. (10) Fornecimento de fluido térmico. (11) Fornecimento de água de refrigeração; $F_H$ , $F_C$ , $F_A$ , $F_A$ , $L$ : respectivamente medidores de vazão de fluido térmico, água de resfriamento, ar de subida, ar de válvula L; T: sondas de temperatura para os respectivos fluidos; t: sondas de temperatura dentro do riser e do <i>downcomer</i> (Fonte: Zhang et al. (2014)) . . . . .	32
2.4	Diagrama esquemático de uma unidade de FCC (Fonte: Han e Chung (2001)) . . . . .	33
2.5	Várias formas de corpo convexo utilizado para o estudo do problema(Fonte: Yovanovich, Teertstra e Culham (1995)) . . . . .	35
2.6	Temperatura no centro da esfera ( $r_0$ ) em função do número de Fourier (Fonte: Cengel (2014)) . . . . .	37
2.7	Sistema físico: (a) sólido semi-infinito, (b) parede plana, (c) esfera ou cilindro infinito e (d) esfera para um caso exterior(Fonte: Adaptado de Lavine e Bergman (2008)) . . . . .	38
3.1	Estudo de caso – <i>riser</i> . . . . .	39
3.2	Discretização da Malha 1D no <i>riser</i> . . . . .	43
3.3	Partícula esférica submetida a um fluxo externo . . . . .	46
3.4	Tarefa do método numérico – Fonte: Maliska (2017) . . . . .	48
3.5	Fluxograma Parte 1 do Algoritmo . . . . .	50
3.6	Fluxograma Parte 2 do Algoritmo . . . . .	54
4.1	Teste de independência de malha . . . . .	56
4.2	Perfil do resíduo MAX para o problema de Tsuo e Gidaspow (1990) . . . . .	56
4.3	Perfil da fração volumétrica do sólido obtido por Tsuo e Gidaspow (1990) e no modelo computacional. . . . .	57

4.4	Perfil do resíduo MAX para o problema de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) . . . . .	58
4.5	Perfil da pressão para o fluxo de massa de $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	58
4.6	Perfil da fração volumétrica do sólido para o fluxo de massa de $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	59
4.7	Perfil da velocidade do gás para o fluxo de massa de $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	59
4.8	Perfil da velocidade do sólido para o fluxo de massa de $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	60
4.9	Resíduo MAX para um fluxo de massa do sólido de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	61
4.10	Perfil da pressão para o fluxo de massa de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	61
4.11	Perfil da fração volumétrica do sólido para o fluxo de massa de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	62
4.12	Perfil da velocidade do gás para o fluxo de massa de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	62
4.13	Perfil da velocidade do sólido para o fluxo de massa de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	63
4.14	Resíduo MAX para um fluxo de massa do sólido de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	64
4.15	Perfil da pressão para o fluxo de massa de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	64
4.16	Perfil da fração volumétrica do sólido para o fluxo de massa de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	65
4.17	Perfil da velocidade do gás para o fluxo de massa de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	65
4.18	Perfil da velocidade do sólido para o fluxo de massa de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	66
4.19	Resíduo MAX para um diâmetro de partícula igual a $320 \mu\text{m}$ . . . . .	69
4.20	Perfil da fração volumétrica do sólido para um diâmetro de partícula igual a $320 \mu\text{m}$ . . . . .	69
4.21	Perfis das velocidades das fases para um diâmetro de partícula igual a $320 \mu\text{m}$ . . . . .	70
4.22	Perfil da pressão para um diâmetro de partícula igual a $320 \mu\text{m}$ . . . . .	70
4.23	Perfil das temperaturas para um diâmetro de partícula igual a $320 \mu\text{m}$ . . . . .	71
4.24	Análise das temperaturas superficiais e internas para um diâmetro de partícula igual a $320 \mu\text{m}$ . . . . .	71
4.25	Perfis dos valores obtidos nas equações constitutivas . . . . .	72
4.26	Resíduo MAX para um diâmetro de partícula igual a $420 \mu\text{m}$ . . . . .	73
4.27	Perfil da fração volumétrica do sólido para um diâmetro de partícula igual a $420 \mu\text{m}$ . . . . .	73
4.28	Perfis das velocidades das fases para um diâmetro de partícula igual a $420 \mu\text{m}$ . . . . .	74
4.29	Perfil da pressão para um diâmetro de partícula igual a $420 \mu\text{m}$ . . . . .	74
4.30	Perfis das temperaturas para um diâmetro de partícula igual a $420 \mu\text{m}$ . . . . .	75
4.31	Análise das temperaturas superficiais e internas para um diâmetro de partícula igual a $420 \mu\text{m}$ . . . . .	75
4.32	Perfis dos valores obtidos nas equações constitutivas . . . . .	76
4.33	Resíduo MAX para um diâmetro de partícula igual a $520 \mu\text{m}$ . . . . .	76
4.34	Perfil da fração volumétrica do sólido para um diâmetro de partícula igual a $520 \mu\text{m}$ . . . . .	77

4.35	Perfis das velocidades das fases para um diâmetro de partícula igual a 520 $\mu m$ . . . . .	77
4.36	Perfil da pressão para um diâmetro de partícula igual a 520 $\mu m$ . . . . .	78
4.37	Perfis das temperaturas para um diâmetro de partícula igual a 520 $\mu m$ . . . . .	78
4.38	Análise das temperaturas superficiais e internas para um diâmetro de partícula igual a 520 $\mu m$ . . . . .	79
4.39	Perfis dos valores obtidos nas equações constitutivas . . . . .	79
4.40	Perfis das diferenças percentuais nas três análises . . . . .	80

## LISTA DE TABELAS

1	Teste de independência de malha . . . . .	55
2	Diferenças das pressões para um fluxo de massa de $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	58
3	Diferenças das frações volumétricas para um fluxo de massa de $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	59
4	Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	60
5	Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	60
6	Diferenças das pressões para um fluxo de massa de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	61
7	Diferenças das frações volumétricas para um fluxo de massa de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	62
8	Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	63
9	Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	63
10	Diferenças das pressões para um fluxo de massa de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	64
11	Diferenças das frações volumétricas para um fluxo de massa de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	65
12	Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	66
13	Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . . . .	66
14	Dados de entrada: geometrias, propriedades físicas e variáveis de controle . . . . .	68

# LISTA DE SÍMBOLOS

$A_{g,s}$	área de contato entre o gás e a superfície do sólido [ $m^2/m^3$ ]
$Bi$	número de Biot
$Cd$	coeficiente de arrasto
$C_f$	coeficiente de atrito fluido-partícula [ $kg/m^3s$ ]
$c_p$	calor específico [ $J/kgK$ ]
$D$	diâmetro do <i>riser</i> [ $m$ ]
$d_p$	diâmetro da partícula [ $m$ ]
$f_g$	fator de atrito parede-gás
$Fo$	número de Fourier
$f_s$	fator de atrito parede-sólido
$g$	gravidade [ $m/s^2$ ]
$G$	módulo de elasticidade [ $kg/ms^2$ ]
$H$	altura do <i>riser</i> [ $m$ ]
$h_{g,s}$	coeficiente de transferência de calor entre as fases [ $W/m^2K$ ]
$k$	condutividade térmica [ $W/mK$ ]
$L_c$	escala de comprimento [ $m$ ]
$\dot{m}$	vazão mássica [ $kg/s$ ]
$P$	pressão [ $N/m^2$ ]
$q^*$	fluxo de calor adimensional
$q_s''$	fluxo de calor na superfície do sólido [ $W/m^2$ ]
$r_0$	raio da esfera [ $m$ ]
$Re$	número de Reynolds de partícula
$Re_g$	número de Reynolds do gás
$T$	temperatura [ $K$ ]
$t$	tempo [ $s$ ]
$U$	velocidade [ $m/s$ ]
$W$	fluxo de massa [ $kg/m^2s$ ]
$z$	coordenada cartesiana [ $m$ ]

## Símbolos gregos

$\alpha$	difusividade térmica [ $m^2/s$ ]
$\varepsilon$	fração volumétrica
$\rho$	massa específica [ $kg/m^3$ ]
$\mu$	viscosidade dinâmica [ $kg/ms$ ]
$\phi$	esfericidade
$\omega$	sobre-relaxação

## Sub índices

<i>c</i>	centro
<i>g</i>	meio gasoso
<i>gs</i>	interface gás-sólido
<i>i</i>	ponto na malha
<i>in</i>	entrada
<i>int</i>	interno
<i>N</i>	número de pontos
<i>s</i>	sólido

## LISTA DE ABREVIATURAS

CFB	Leito fluidizado circulante
CFBR	Reator em leito fluidizado circulante
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacionais
CLC	Combustão de <i>Looping</i> Químico
DEM	Método de elementos discretos
FCC	Craqueamento Catalítico Fluidizado
FCCU	Unidade de Craqueamento Catalítico Fluidizado
SE-SMR	Reformador de metano melhorado
SMR	Reformador de metano
SOR	Sobre-Relaxação Sucessiva

# 1 INTRODUÇÃO

Estudos de casos envolvendo escoamento multifásico - aquele em que ocorre escoamento em mais de uma fase (gás, sólido e líquido) - vêm ganhando notoriedade nos dias atuais nas indústrias e no campo científico. A classe mais comum desse estudo, por apresentar maior aplicabilidade, são os escoamentos de duas fases, denominados de escoamento bifásico. São exemplos de escoamento bifásicos: o gás-líquido, encontrado principalmente em evaporadores e condensadores, o gás-sólido, utilizado no transporte pneumático, e o escoamento líquido-sólido, identificado em reatores químicos. De acordo com Taitel, Bornea e Dukler (1980), se as fases presentes corresponderem em gás-líquido e estiverem em escoamento vertical, podem ser classificadas em formato borbulhante (*Bubbly*), pistões (*Slug*), agitante (*Churn*) e anular (*Annular*), Fig 1.1.

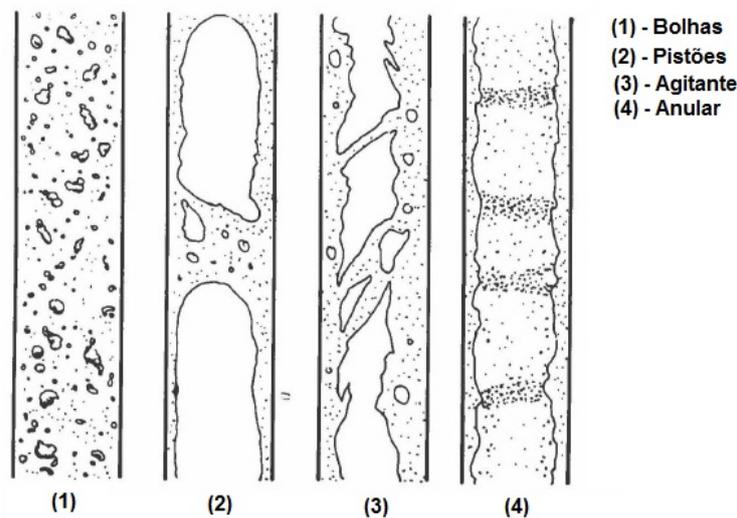


Figura 1.1: Padrões de escoamento bifásico, Gás-Líquido, em escoamento vertical (Fonte: Taitel, Bornea e Dukler (1980))

Escoamentos trifásicos também apresentam significado prático, tendo como exemplo o escoamento gás-líquido-sólido. Esse tipo de sistema está presente em reatores químicos de leito fluidizado e de gás de duas fases, onde uma reação gás-líquido é promovida por partículas sólidas suspensas na mistura. Um outro exemplo de escoamento em três fases é o sólido-líquido-líquido, que pode ser visto em uma reação líquido-líquido imiscível, onde se forma uma fase sólida que se separa no sistema.

A análise de escoamentos multifásicos do tipo gás-sólido ou líquido-sólido inclui um número muito grande de variáveis físicas ou operacionais. Além disso, a interação entre as fases e a dinâmica do escoamento tornam o seu entendimento e modelagens complexos, Luna (2009). Contudo, o estudo de escoamentos multifásicos permite prever o comportamento entre as fases, garantindo uma melhor análise e proporcionando uma alta performance em determinados processos industriais. Por conta dessa melhoria nas linhas de processos, muitas indústrias, principalmente no segmento de óleo e gás, alimentícia e farmacêutica, vêm demonstrando interesse

em aplicar e investir cada vez mais em estudos sobre essa tema.

Uma das aplicações do estudo sobre escoamentos multifásicos se dá na indústria do refino de petróleo, na qual uma parte do seu processo envolve o craqueamento catalítico em leito fluidizado (partículas sólidas + gás ou líquido). De acordo com Jr e Nace (1970), o craqueamento catalítico de um gás ou óleo de petróleo tem como resultado uma infinidade de produtos, podendo variar, desde a extração do hidrogênio e metano, até a obtenção de materiais poliméricos pesados que acabam aderindo ao catalisador. Esta gama de produtos é normalmente separada em frações comercializáveis, como o gás liquefeito de petróleo, a gasolina e o óleo combustível leve. Esse é responsável por 30% da produção mundial de gasolina e pode ser considerado um processo de alta rentabilidade, segundo Georg et al. (2005).

Na produção de biocombustível é possível encontrar o método de craqueamento em leito fixo. Nesse é realizada a conversão de óleos vegetais em um produto combustível utilizável, Li et al. (2009). Para Adjaye e Bakhshi (1995), óleos vegetais, gorduras animais e graxas de cozinha recicladas podem ser transformadas em biocombustível por meio de um processo de atualização direta, como a tecnologia de craqueamento catalítico. Esta tecnologia, segundo Thomas e Thomas (2014), é atualmente utilizada para converter componentes de óleo de alto peso molecular para aqueles de baixo peso molecular que podem ser utilizados diretamente ou misturados para uso como combustível. O processo de reação usualmente envolve a mistura de catalisadores com a alimentação de óleo em alta temperatura em uma unidade de Craqueamento Catalítico Fluidizado (do inglês, *fluidized catalytic cracking* - FCC).

A primeira utilização do método de fluidização na indústria alimentícia ocorreu na Inglaterra em 1950 e teve como objetivo o congelamento de alimentos. Contudo, novas oportunidades foram surgindo para analisar os princípios subjacentes à fluidização de alimentos e examinar quais operações de processamento poderiam ser utilizadas em leitos fluidizados, segundo Shilton e Niranjani (1993). Para Dewettinck e Huyghebaert (1999), o revestimento de alimentos em leito fluidizado fornece à indústria alimentícia uma vasta variedade de versões encapsuladas de ingredientes e suplementos alimentares. O aumento da utilização dessa tecnologia é dada pela sua contribuição aos benefícios do alimento revestido, por proporcionar uma maior vida útil, mascaramento de sabor, facilidade de manuseio, melhor estética, cor e sabor. A sua aplicabilidade é resultado de um baixo custo operacional, quando comparado com outros métodos de revestimento. Além disso, o revestimento de alimentos em leito fluidizado pode ser utilizado em muitas variedades de alimentos. Ainda assim, inúmeras variáveis estão envolvidas no processo e há a necessidade de uma visão completa de sua ação para estabelecer um ponto de operação termodinâmico apropriado, para conter o efeito climático e manter as boas condições do alimento, conservando os seus valores nutricionais.

No Brasil, empresas alimentícias, especialmente as produtoras de grãos, vêm buscando melhorias tecnológicas, principalmente na secagem de sementes, objetivando melhorar ainda mais a sua qualidade de armazenamento e garantir menores perdas de matéria-prima (BURKOT, 2014). A fim de controlar o destino dos resíduos de processamento do arroz, obtendo um melhor aproveitamento de material e energético, para uma produção mais limpa e sustentável, a sua

casca é utilizada como combustível renovável dentro da planta industrial, como nos geradores de vapor. Para isso, o leito fluidizado permite a produção de cinza amorfa a partir do revestimento do arroz, garantindo um baixo teor de carbono não queimado em um intervalo breve de reação, Angel et al. (2009).

Na indústria farmacêutica, o leito fluidizado está presente na granulação e controle da densidade das mais variadas partículas, com a intenção de facilitar o escoamento do produto dentro de equipamentos até a confecção de cápsulas. A primeira aplicação nesta área foi apresentada por Wurster (1959), em um processo em que as partículas do fármaco são revestidas - em água e/ou solventes orgânicos voláteis - e secas enquanto expostas em uma corrente de ar ascendente. A fim de escalar esse processo de secagem de fármacos, é apresentada por Scott et al. (1964) uma solução simples para a produção de granulações de comprimidos, por um processo que é baseado no uso de um secador simples em leito fluidizado, Fig. 1.2. Além do equilíbrio das matérias-primas, energia e das relações de transferência de calor e massa, foi investigado o desempenho do processo contínuo com relação à perda pelo arrasto e compressibilidade dos grânulos.

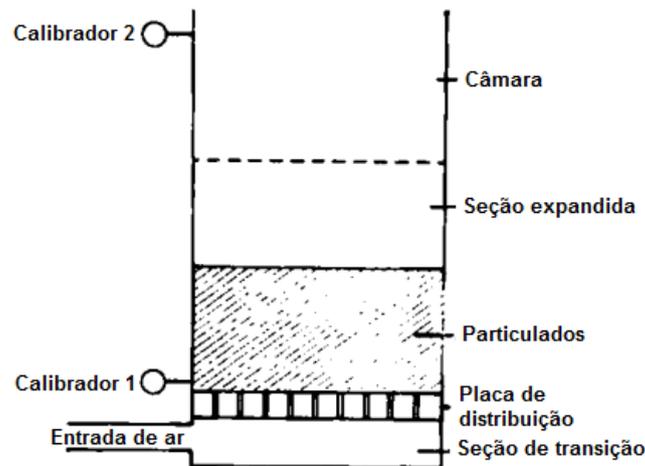


Figura 1.2: Desenho esquemático de um leito fluidizado simples (Fonte: Scott et al. (1964))

Com o propósito de adentrar nesse campo e resolver problemas dos casos citados anteriormente é necessário abordar de forma mais sistemática todas as reações físicas que ocorrem em um leito fluidizado. Em 1961, Davidson deu início a uma abordagem hidrodinâmica da fluidização. Nesse trabalho foi analisado o movimento de uma única bolha em um leito fluidizado, utilizando duas equações de continuidade e uma expressão para as velocidades relativas em termos da Lei de Darcy, para o escoamento em meios porosos.

Para o desenvolvimento de projetos e ampliação de novos reatores eficientes nas indústrias, é necessário que haja uma compreensão mais quantitativa da hidrodinâmica em leitos fluidizados. Prever o padrão do escoamento de gás e sólidos dentro do *riser* é um grande passo para o entendimento quantitativo dos leitos fluidizados. Por exemplo, para Wu et al. (1987), no caso de um combustor (leito fluidizado), a circulação interna de matérias-primas é um fator importante

na avaliação da taxa de combustão, uma vez que a quantidade de mistura de retorno afeta o tempo de residência do gás e dos sólidos em uma câmara de combustão. Enquanto que, para a transferência de calor parede-leito e carga da caldeira no leito fluidizado, uma compreensão do movimento das partículas é crucial para obter um bom projeto de recuperação de calor.

A temperatura é um dos fatores mais importantes do processo e controlá-la é fundamental, pois ela pode influenciar diretamente nas variáveis de controle ou de interesse do processo em análise. As temperaturas de cada fase são normalmente determinadas por modelos que incluem uma equação de massa, movimento e energia para cada fase do escoamento. Vários modelos, com os mais variados graus de complexidades (1D, 2D ou 3D, laminar ou turbulento, Euleriano ou Lagrangeanos), são encontrados na literatura. Existem também modelos simplificados que consideram uma única equação da energia para o escoamento como um todo. Para uma unidade de FCC, López-Isunza (1992) apresenta um modelo dinâmico de parâmetro distribuído para o balanço de energia e massa, porém, seu modelo negligencia os aspectos hidrodinâmicos.

Trabalhos mais completos, envolvendo quantidade de movimento, conservação de massa e energia, são de suma importância quando o objetivo é analisar leitos fluidizados de forma mais objetiva e absoluta. Com o interesse de modelar os fenômenos de transporte para um sistema de leito fluidizado, cuja alimentação de sólidos é dada de forma contínua pela base através de um alimentador efetivamente contínuo, Lima et al. (2004) propuseram um estudo que abrange simultaneamente a fluidodinâmica e a transferência de calor no leito de jorro com tubo interno.

Como o processo de craqueamento catalítico fluidizado é uma unidade que converte destilados pesados, como o gasóleo ou resíduos, em gasolina e destilados médios utilizando catalisador de craqueamento, um modelo dinâmico detalhado de uma unidade típica de FCC que consiste nas linhas de transferência do reator, regenerador e catalisador é apresentado por Han e Chung (2001). Nesse estudo, um modelo de parâmetro distribuído é apresentado para o *riser* do reator a fim de prever as distribuições das velocidades do catalisador e da fase gasosa, as concentrações molares e as temperaturas das fases.

Além dos modelos para determinação das temperaturas das fases, nos casos em que uma fase ou mais é um particulado, é possível também prever o comportamento térmico no interior das partículas. No entanto, esses modelos são mais difíceis de serem encontrados na literatura e, normalmente, incluem uma série de simplificações. Para prever a condução de calor transitória de corpos convexos isotérmicos em contato com uma região de propriedade infinitamente grande, um modelo simples é proposto por Yovanovich, Teertstra e Culham (1995). No entanto, nesta análise, uma ampla gama de modelos geométricos foi considerada, dentre elas o elipsoide, a esfera e o cubo. Além disso, Lavine e Bergman (2008) também propõe uma solução analítica unidimensional para o cálculo de temperaturas internas de sólidos com geometrias simples e propriedades constantes, utilizando condução transiente.

A partir do exposto, o objetivo do presente trabalho foi propor um modelo unidimensional (*plug-flow*), de regime permanente, para o escoamento incompressível em um leito fluidizado (gás + particulado), onde ambas as fases são modeladas como Eulerianas e contínuas. Uma equação de conservação da massa, de quantidade de movimento e de energia foi apresentada

para cada fase as quais são utilizadas para a determinação da fração volumétrica da fase sólida, das velocidades da fase sólida e gasosa, da temperatura média da fase gasosa e a temperatura superficial do particulado. Adicionalmente, foi combinado um modelo para o cálculo da temperatura no interior da partícula, fechando assim o modelo matemático proposto. O sistema de equações diferenciais e algébricas resultante foi resolvido com um algoritmo que é uma variante do Método de Gauss-Seidel, conhecido como o Método SOR (do inglês - *Succeasive Over Relaxation*), para sistemas não-lineares.

## 1.1 Motivação

O fato do escoamento multifásico ser um tema extremamente importante em processos industriais foi a principal motivação deste trabalho. O intuito de contribuir ainda mais para o estado da arte sobre o assunto, realizando um estudo em que seja possível a obtenção do campo de temperatura dentro de uma esfera sólida em escoamentos de leito fluidizado.

Com isso, é possível garantir um melhor controle das propriedades químicas e físicas, resultando em melhores eficiências e uma menor perda de matéria prima dentro dos processos industriais.

## 1.2 Objetivos

O objetivo do presente estudo foi propor modelos para contabilizar o efeito da condução de calor no interior das partículas esféricas em escoamento de leito fluidizado móvel, utilizando uma solução de condução analítica disponível na literatura para uma partícula esférica.

### 1.2.1 Objetivos específicos principais

Para estimar a decorrência da troca de calor por condução no interior de sólidos esféricos em escoamento de leito fluidizado, são necessários os seguintes passos:

- Propor um modelo matemático simplificado para a determinação das frações volumétricas, campo de velocidades, temperaturas e pressão em um leito de transporte fluidizado;
- Propor um modelo para a determinação da temperatura no interior das partículas esféricas;
- Acoplar os dois modelos acima citados e resolver numericamente.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Esta revisão bibliográfica aborda os assuntos requeridos para o desenvolvimento deste projeto, sendo citados apenas trabalhos dentro dos temas de fluidização (leito fluidizado, leito estático), mecanismos de transferência de calor (convecção e condução transiente) e dinâmica dos fluidos computacionais (do inglês, *computational fluid dynamics* - CFD). Intensiona-se apresentar subsídios para a compreensão do estudo sobre modelos para o processo de transferência de calor no interior de particulados em leitos fluidizados.

### 2.1 Fluidização

O estudo sobre a fluidização teve início no século 20, por meio de uma apresentação do processo de gaseificação de carvão em leito fluidizado, feita por Fritz Winkler. A fluidização é uma ação em que as partículas são representadas em um estado semelhante a de um fluido, onde estão suspensas em um gás ou líquido. A vantagem de um leito fluidizado está nos elevados coeficientes de transferência de calor pelo fato dos particulados apresentarem suas áreas superficiais totalmente acessíveis para a transferência de energia e a boa mistura dos sólidos, Philippsen, Vilela e Zen (2015).

A primeira unidade de leito fluidizado, em escala industrial, foi desenvolvida para o processo de craqueamento catalítico de hidrocarbonetos de petróleo, Kunii e Levenspiel (2013). Desde então, essa tecnologia vem ganhando destaque em muitos processos industriais que envolvem particulados em meio fluídico, por garantir uma otimização das perdas e da qualidade do produto em processo. Atualmente, o leito fluidizado é encontrado principalmente em indústrias de óleo e gás, alimentícias e farmacêuticas.

Sendo a unidade de Craqueamento Catalítico Fluidizado (FCC) um processo crucial para a quebra de hidrocarbonetos pesados para formar produtos de maior valor, incluindo gasolina e óleo diesel, por exemplo, Ahsan (2015) destaca um esforço para modelar o fenômeno numericamente, utilizando um software comercial de dinâmica dos fluidos computacionais (CFD). As equações de continuidade, quantidade de movimento e energia, aplicáveis ao escoamento sólido e gasoso, são empregadas para simular o fenômeno físico de forma mais eficiente possível, tal que, nesse estudo, foi elaborado o uso do modelo multifásico granuloso de Euler com o transporte de espécies.

Souza (2004) aborda o tema da fluidização na indústria petrolífera, em processo de craqueamento catalítico. O autor propõe o desenvolvimento e implementação computacional de um modelo matemático bidimensional para a modelagem de *risers* de FCC, de forma mais rápida e eficiente. Em seu estudo, o aplicativo computacional também seria capaz de analisar *risers* em regime transiente e, dessa forma, haveria a possibilidade do desenvolvimento de sistemas de controle otimizados para unidades de FCC.

Com a finalidade de investigar o modelo de escoamento gás-sólido em um regenerador de uma unidade de craqueamento catalítico fluidizado do tipo combustor, Azarnivand, Behjat

e Safekordi (2018) propuseram o projeto de um regenerador em escala laboratorial. Nesse contexto, na redução dos parâmetros geométricos do regenerador em escala real, os efeitos hidrodinâmicos são contemplados. Empregando a abordagem matemática Euleriana-Euleriana, foi estabelecido um modelo tridimensional, utilizando a dinâmica dos fluidos computacional (CFD) para o regenerador. Nesse estudo foram revelados vários aspectos hidrodinâmicos que afetam a regeneração do catalisador, tais como a influência dos padrões de escoamento pelo catalisador recirculado e os padrões de escoamento gás-sólido para seções diferentes que variaram como consequência direta da orientação assimétrica das entradas e saídas do combustor. Portanto, conseguir um escoamento totalmente desenvolvido no combustor é impossível e os padrões de escoamento parecem ser altamente dependentes dos efeitos de entrada e saída.

A Unidade de FCC (FCCU) também gera a maior quantidade de emissões de  $\text{CO}_2$  entre todas as unidades da planta em uma refinaria. Com isso, surgiram estudos para resolver esse problema, como a captura de carbono a base de solvente, que pode ser inserida para deter o  $\text{CO}_2$  no gás de combustão da FCCU. Portanto, uma simulação de processo a fim de analisar a captura de carbono, baseada em solvente para uma FCCU em uma refinaria, é proposta por Wei et al. (2018). Nesse estudo, foi levado em consideração a configuração do processo e a integração do calor, modelando, além do protótipo de captura de carbono com solvente, uma FCCU industrial com uma capacidade de alimentação de mais de 1,4 milhões de toneladas de gasóleo por vácuo o modelo foi validado de acordo com os dados operacionais industriais.

Com base nisso, foram realizados estudos de caso para analisar a integração da FCCU com a planta de captura de carbono em escala comercial, tal que, diferentes opções de integração de calor foram discutidas para diminuir o consumo energético. Dos resultados da simulação, indicou-se que um projeto adequado de integração de calor reduzirá, consideravelmente, o consumo de energia quando o modelo de captura de carbono estiver integrada a uma FCCU de escala industrial.

Reatores de leito fluidizado com escoamento trifásico, do tipo gás-líquido-sólido, também são de considerável importância. O seu amplo uso e popularidade em vários processos industriais, vêm resultando em extensas análises teóricas, investigações experimentais e estudos utilizando dinâmica dos fluidos computacionais, Pan et al. (2016). Não obstante, muitas revisões foram publicadas a respeito dos trabalhos teóricos e experimentais do escoamento trifásico em leitos fluidizados. Pan et al. (2016), em uma revisão, apresentam um resumo e análise de simulações utilizando CFD para esse tipo de processo. Com ênfase na hidrodinâmica da fase individual a nível macroscópico ou microscópico, são analisadas as aplicações da abordagem pelo método de dinâmica de fluidos computacionais para o sistema de fluidização trifásicas. Essa revisão propõe também que as futuras ênfases e desafios da simulação para leitos fluidizados trifásicos devam apresentar leis de fechamento específicas e apropriadas, incorporando propriedades dos fenômenos de transporte das reações químicas em modelos numéricos, desenvolvendo técnicas de medição e fornecer mais dados experimentais para este tipo de processo.

Na indústria alimentícia, muitos estudos vêm sendo elaborados a fim de aumentar a qualidade dos produtos perecíveis e otimizar seus custos de produção utilizando leito fluidizado.

Para Sivakumar et al. (2016), os alimentos precisam estar secos para garantir uma melhor vida útil. Com isso, há também uma redução no custo de embalagens e, conseqüentemente, do peso para o seu transporte, uma melhor aparência, conservação do seu sabor original e manutenção do valor nutricional. Em seu estudo, Sivakumar et al. (2016) revisa a importância do uso de secadores em leitos fluidizados em combinação com técnicas de secagem para processar produtos agrícolas. Com a redução da umidade do alimento é possível atingir um maior rendimento com uma melhor qualidade para muitos produtos - diferentes formas, propriedades químicas e físicas.

De acordo com Ray, Raychaudhuri e Chakraborty (2016), a secagem nos setores alimentícios é um importante parâmetro de processo para ajudar na conservação de alimentos, sendo largamente aplicada na indústria. Atualmente, o encapsulamento utilizando determinadas tecnologias de secagem, principalmente pelo revestimento em leito fluidizado, é de crescente interesse, a fim de fornecer ao consumidor um produto de ótima qualidade. O revestimento em leito fluidizado é uma técnica de encapsulação em que o revestimento é aplicado em partículas pulverizadas, sendo em processo contínuo ou descontínuo. Entretanto, por ter um impacto na aglomeração e formação de filme nas partículas, influenciando principalmente a eficiência do revestimento, algumas variáveis de processamento no revestimento em leito fluidizado são muito importantes, como a taxa de circulação sólida e pressão de atomização do bocal, taxa de alimentação de revestimento e temperatura. Com isso, a otimização dos processos de revestimento usando a tecnologia de leito fluidizado depende diretamente de uma avaliação da influência das condições de processamento. O revestimento em leito fluidizado está cada vez mais presente nas indústrias alimentícias e em uma ampla variedade de encapsulamento de ingredientes e aditivos alimentares.

Na indústria farmacêutica, a granulação em leito fluidizado tem sido largamente utilizada para produzir pequenos grãos, com o objetivo de melhorar a fluidez da matéria-prima, sua resistência mecânica e propriedades físicas e químicas dos medicamentos. Na granulação em leito fluidizado, a fluidização ocorre a partir de um escoamento de ar injetado para cima, através de um distribuidor situado na parte inferior do granulador e a solução de ligação é pulverizada usando um ou mais bicos acima do leito, na direção ao escoamento de ar. As desvantagens deste método incluem a dificuldade em controlar a qualidade dos grânulos, a baixa eficiência e desperdício de matérias-primas. Portanto, o controle de otimização, visando a melhoria da qualidade, minimizando o consumo energético e aumentando a eficiência de produção é particularmente importante, Wang et al. (2016).

De acordo com Burggraeve et al. (2013), a granulação em leito fluidizado é uma técnica amplamente utilizada na indústria de fármacos, com o objetivo de produzir formas de dosagem consistentes. Neste processo, está envolvida a pulverização de um líquido aglutinante em partículas de pó fluidizantes. Como resultado, as partículas (molhadas) colidem umas com as outras e formam agregados permanentes de estrutura maior (grânulos). Após pulverizar a quantidade necessária deste líquido, os grânulos úmidos são rapidamente secos no granulador em leito fluidizado.

Uma ampla gama de sensores analíticos de processo tem sido usada para o monitoramento e controle em tempo real dos processos de granulação em leito fluidizado. Uma compreensão mais profunda do processo foi obtida ao aplicar várias técnicas de análise de dados, utilizando a multiplicidade de dados coletados dos analisadores de processo nos granuladores em leito fluidizado. A fim de monitorar e controlar este processo, a revisão de Burggraeve et al. (2013) fornece uma visão geral das tecnologias analíticas usadas durante a granulação. Os fundamentos dos mecanismos que contribuem para o crescimento de grânulos e as características do processamento de granulação em leito fluidizado são brevemente discutidos. Esse estudo é seguido por uma visão geral detalhada dos analisadores de processo aplicado *in-line* (na linha), contribuindo para uma melhor compreensão, modelagem, controle e detecção de pontos finais de granulação. Além do mais, também são destacadas ferramentas de análise e modelagem que permitem a possibilidade de extrair as informações relevantes dos dados complexos coletados durante a granulação e o controle do processo.

Segundo Philippsen, Vilela e Zen (2015), atualmente, existe uma demanda crescente por modelos matemáticos que permitam a descrição e a análise para o desenvolvimento de uma melhor compreensão dos processos e para a criação de novos projetos de reatores. Nos anos 60, deu-se início ao desenvolvimento de modelagens matemáticas do escoamento de gás em leitos fluidizados. Os primeiros modelos analisavam, principalmente, o movimento de bolhas, transferência de massa e instabilidade do sistema, tendo Davidson e Harrison (1963) como responsáveis por este estudo. Em seguida, com base nesses modelos, novos estudos foram propostos por outros pesquisadores a fim de controlar o sistema e contribuir para a modelagem de reatores de leito fluidizado.

Devido à complexidade na modelagem de alguns sistemas, a dinâmica dos fluidos computacional tem sido largamente utilizada para prever fenômenos químicos e físicos durante o processo de leito fluidizado, pois nele é possível implementar modelos matemáticos baseados nos fenômenos de transporte de energia, massa e quantidade de movimento. Porém, como os modelos apresentam suas próprias características, não existe uma forma de prescrever um modelo universal, resultando assim em problemas mais complexos que dependem de um maior tempo de processamento para ser executado, requerendo computadores com maiores e melhores desempenhos.

Em processos de troca termoquímica, a eficiência está relacionada principalmente à transferência de calor e às reações químicas, em que a mistura entre gás e sólido tem grande importância na transferência de massa e energia, Wu (2003). No entanto, para a melhoria o processo, é necessário que haja um estudo sobre a hidrodinâmica do leito fluidizado, visto que nele ocorrerá a obtenção da distribuição das fases e das variáveis envolvidas. Os resultados desses estudos possibilitam a tomada de decisões sobre o desempenho do reator.

Para Philippsen, Vilela e Zen (2015), a hidrodinâmica de um leito fluidizado é dada basicamente pelo equilíbrio das forças entre as partículas e a velocidade do gás. Ao controlar a velocidade do gás, é possível definir o regime de fluidização requerido. O leito fixo é caracterizado por uma baixa velocidade do gás, mantendo o leito estático. O regime de fluidização

mínima é o ponto de partida do regime de fluidização. A fluidização pode ser melhor representada em termos de uma experiência simples mostrada na Figura 2.1. Por exemplo, partículas de areia quando despejadas em um tubo provido de um distribuidor de placas porosas com uma queda de pressão de 10 a 20 por cento do peso do leito, fluidização de ótima qualidade, temos o fluido sendo forçado para cima, através do leito, provocando uma redução na pressão.

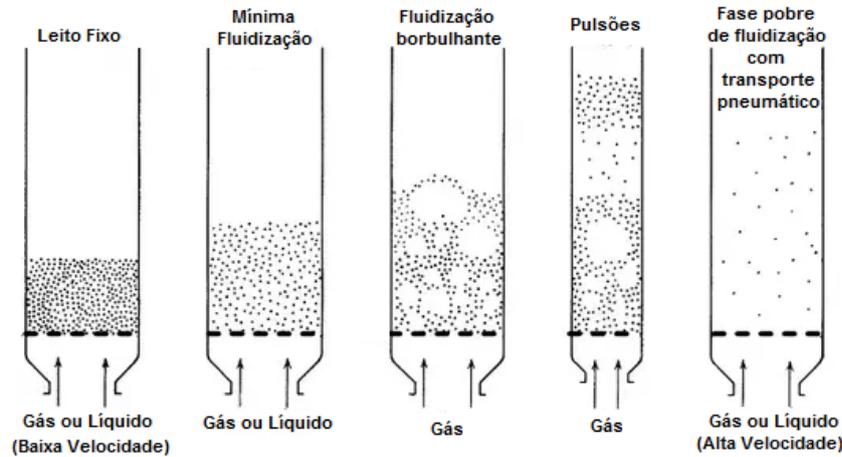


Figura 2.1: Regimes de Fluidização (Fonte: Adaptado de Gidaspow (1994))

No entanto, quando essa queda de pressão é suficiente para suportar o peso das partículas, é referido que o leito está em fluidização mínima. Aumentando a taxa de escoamento do fluido, em alguns casos, pode ocorrer o borbulhamento e pode ser conferido através de uma superfície transparente do tubo, ou no topo do leito, conforme mostrado na Figura 2.1. Para um tubo com espessura estreita e leito profundo, a formação das bolhas começa na base e se descola para o topo, com um movimento regular.

Partículas de dimensões maiores, como a semente de milho por exemplo, podem ser projetadas para serem esguichadas pela colocação de um soprador na base central do tubo. Com isso, as partículas do centro são arremessadas para cima. À medida em que as partículas vão sendo jorradas, elas retornam para baixo no tubo e se concentram em uma região anular.

Elevando a velocidade até sua capacidade máxima, as bolhas formadas no leito fluidizado vão sendo expulsas do tubo. A operação contínua no regime de fase densa pode ser continuada através da alimentação de sólidos na parte inferior do leito. Com isso, o regime de escoamento resultante é chamado de recirculação da fluidização e a transferência diluída de sólidos é conhecida como transporte pneumático. Como a fluidização é largamente influenciada pelas características dos sólidos, Geldart (1973), o comportamento das partículas na fluidização foi classificado em quatro grupos, que são aceitos e utilizados no leito fluidizado.

O primeiro é o **Grupo A**: nesse grupo, os particulados apresentam diâmetros que podem variar na ordem de 30 até 150  $\mu m$ , a sua massa específica é menor que 1,4  $g/cm^3$ , é de fácil fluidização, homogênea e suave. Essas características possibilitam um melhor funcionamento com baixo escoamento de gás e controle do crescimento e da velocidade das bolhas.

O **Grupo B** é representado por partículas com diâmetro médio de 10 a 500  $\mu m$  e massa específica perto de 1,4 e 4  $g/cm^3$ . Sua fluidização é boa para taxas de escoamento de gás elevadas e as bolhas tendem a crescer muito e aparecem no início da fluidização.

No **Grupo C**, as partículas são bem pequenas, com diâmetro menor que 30  $\mu m$ , e apresentam uma fluidização difícil.

Por último, no **Grupo D**, o diâmetro dos particulados é na ordem de 500  $\mu m$  e com elevada massa específica. A fluidização é difícil e não uniforme, ideal para leitos escovados (porosos).

Para a modelagem do leito fluidizado, a fluidização mínima é obtida pelas propriedades físicas das partículas sólidas, onde a fração volumétrica, a queda de pressão, a expansão do leito e a velocidade do fluido são definidas. Com essas variáveis é possível determinar a velocidade e o diâmetro da bolha, que são responsáveis pela transferência de calor e de massa entre as fases da bolha e da emulsão.

### 2.1.1 Conservação de Massa e Quantidade de Movimento em Leito Fluidizado

Segundo Wu et al. (1987), para o projeto e aplicação de novos reatores mais eficientes nas indústrias de petróleo e energia elétrica é necessária a compreensão quantitativa da hidrodinâmica dos leitos fluidizados circulantes (do inglês, *circulating fluidized beds* - CFB). O fator mais importante para a compreensão quantitativa deste processo é a previsão do escoamento do sólido e do gás no *riser*. Esse padrão de escoamento preenche um papel importante na eficiência do reator.

No caso de um combustor, por exemplo, a circulação interna de matérias primas é um fator importante na avaliação da taxa de combustão, dado que a quantidade de mistura afeta o tempo de residência do gás e dos sólidos na câmara de combustão. Ao adentrar na troca térmica, como a transferência de calor entre a parede do *riser* e o leito, é significativo o entendimento da quantidade de movimento das partículas para alcançar um bom projeto de recuperação de calor.

O CFB é identificado pelas altas velocidades superficiais do gás e altas taxas de recirculação sólida em relação ao leito, quando comparado com leito fluidizado convencional. O seu regime de escoamento pode ser chamado de “fluidização rápida” de acordo com Squires (1986) e Squires, Kwauk e Avidan (1985). De acordo com Tsuo e Gidaspow (1990), a fluidização rápida é caracterizada como o regime de transporte pneumático de borbulhamento e fase diluída. Os padrões de escoamentos das fases do gás e dos sólidos em um leito fluidizado circulante são divididos em duas regiões distintas. Na parte inferior do *riser* há uma região densa que é considerada uma região fluidizada de escoamento turbulento ou borbulhante. Enquanto que a parte superior é composta por uma região diluída que é considerada como uma região de transporte.

Com o objetivo de descrever as distribuições não homogêneas nas direções axiais e radiais dos particulados no *riser*, muitos modelos hidrodinâmicos têm sido sugeridos. Para Rhodes e Geldart (1987), é possível propor um modelo que combina as correlações das ações de arrasto e

expansão existente no leito com um balanço de pressão do sistema para prever a hidrodinâmica do CFB. A partir do conhecimento da distribuição das partículas, da velocidade do gás, da geometria do equipamento e das propriedades químicas do sólido, obtém-se a variação das frações volumétricas das fases, juntamente com a distribuição de sólidos no *riser*. Sendo assim, para um problema bem posicionado, independente da elasticidade, que é pequena, toda a queda de pressão estará na fase gasosa. No entanto, o balanço da quantidade de movimento para o sólido é apenas a equação da trajetória para o escoamento invíscido, Tsuo e Gidaspow (1990).

No modelo computacional para escoamento em leitos fluidizados circulantes, utilizando uma generalização das equações de Navier-Stokes para duas fases (gás-sólido), Tsuo e Gidaspow (1990) calcularam os regimes de escoamento de transporte pneumático vertical de sólidos de fase densa, indicados na literatura como CFB. Nesse trabalho, a fração volumétrica do sólido correspondeu cerca de 1%, no regime permanente e menos denso, onde o escoamento dos sólidos é dado pelo movimento ascendente no eixo central do *riser* e ficam aglomerados em movimento descendente.

No transporte pneumático vertical, Arastoopour e Gidaspow (1979) calcularam a queda de pressão no transporte vertical de sólidos utilizando quatro modelos hidrodinâmicos previamente propostos. Para os cálculos, foram utilizadas correlações bibliográficas de fatores de atrito. Três modelos antevem um mínimo da queda de pressão em função da velocidade do gás. Destes três modelos, todos previram um comportamento de estrangulamento associado à inversão de escoamento das partículas. Portanto, para Arastoopour e Gidaspow (1979), uma generalização das equações de Navier-Stokes para dois fluidos é capaz de prever os regimes de escoamentos em leitos fluidizados circulantes. O modelo prevê a formação de uma aglomeração das partículas sólidas, no regime de CFB diluído. Esses aglomerados descem à parede do *riser*, enquanto uma parte dos particulados é transportada para o centro. O modelo prediz uma dependência razoável do escoamento dos sólidos, da velocidade do gás, do diâmetro das partículas e do diâmetro do *riser*. Além do mais, modelos unidimensionais não podem prever a formação de aglomerados e nem o escoamento reverso das partículas.

Sendo a pirólise rápida de biomassa um método atrativo para a produção de combustíveis líquidos a partir da biomassa, a obtenção de combustíveis líquidos a partir de fontes renováveis é de interesse crescente, devido às preocupações acerca do impacto ambiental e da economia. Com isso, Trendewicz et al. (2014) descreveu um modelo de reator unidimensional utilizando leito fluidizado circulante em estado estacionário para a pirólise rápida de biomassa. O objetivo desse trabalho foi realizar a ponte entre o rendimento simples de reatores, modelos de partículas individuais e modelos de reatores CFD, através do desenvolvimento de um modelo de reator utilizando dinâmica dos fluidos computacionais, para um regime estacionário unidimensional para a integração com um modelo de processo em uma biorrefinaria. O modelo de reator proposto oferece várias vantagens sobre modelos existentes de reatores unidimensionais de pirólise rápida, as velocidades de partículas são calculadas a partir de um balanço de fases do tipo gás-sólido no lugar de correlações empíricas, e a temperatura média da reação é calculada a partir de um balanço de energia no lugar de uma suposição isotérmica. Para Trendewicz

et al. (2014), como resultado, o modelo do reator é computacionalmente compatível com um modelo de sistema de biorrefinaria e ainda captura grande parte das reações químicas e físicas que afetam a composição do produto. Sendo assim, um modelo de estado estacionário é considerado uma aproximação razoável de um reator de pirólise rápida com o objetivo de análises técnico-econômicas, em busca de uma operação contínua desejada.

Ainda no modelo proposto por Trendewicz et al. (2014), foram realizadas simulações para um reator de pequena escala (vazão total de 0,023 kg/s) com quatro matérias-primas. A hidrodinâmica e os resultados da transferência de calor foram comparados com os resultados médios de um modelo de reator transiente bidimensional. A relação dos resultados do modelo unidimensional e bidimensional demonstram padrões de escoamento e valores razoavelmente similares, com um erro médio de 10% entre as velocidades do gás. As previsões das velocidades dos sólidos para o caso unidimensional apresentaram um erro ainda maior, visto que o agrupamento de partículas é negligenciado na aproximação do escoamento.

Como o  $CO_2$  é um dos principais gases responsáveis pelo efeito estufa, diversos trabalhos têm sido dedicados ao seu processo de captura. O reformador de metano (do inglês - *Steam Methane Reforming* - SMR) é um dispositivo baseado na reforma a vapor e pode ser melhorado pela adição de partículas sólidas que absorvem o dióxido de carbono da fase gasosa, em um processo conhecido como reforma do metano à vapor com adsorção aprimorada (do inglês - *Sorption Enhanced Steam Methane Reforming* - SE-SMR), produzindo maiores rendimentos de  $H_2$  e separando o  $CO_2$  do escoamento, Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012).

A fim de estabelecer a base para trabalhos futuros em um modelo reativo, Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) propuseram um trabalho de modelagem e simulação de reatores em leito fluidizado a frio, com enfoque na hidrodinâmica de um reator em leito fluidizado circulante, onde ocorre o SE-SMR. O escoamento de sólidos e de partículas contendo  $CO_2$  se alteram à medida em que os sólidos circulam pelo reator. No entanto, as equações governantes devem ser resolvidas para detalhar a dinâmica dos sólidos. A Figura 2.2 é uma representação esquemática da unidade de leito fluidizado e uma CFBR.

Nesse trabalho, as simulações de escoamento a frio foram executadas em um *riser* e uma unidade de leito de borbulhamento, em duas situações, sozinhas e acopladas juntas como um reator de leito fluidizado circulante. Os perfis de velocidade, frações volumétricas das fases e pressão foram obtidas para distintas configurações do fluxo de massa. Com isso, foi verificado que o aumento global na velocidade do gás na entrada, desde as condições mínimas de fluidização até as condições de operação, foi desejável para assegurar uma melhor estabilidade dos cálculos. Os fluxos de massa entre as diferentes unidades do CFBR foram classificadas iguais ao fluxo de massa na saída do leito. Ainda assim, para Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012), essa é uma das condições mais simples em simulações se tratando de escoamento a frio, já que o *riser* não é influenciado pela unidade de leito de borbulhamento.

A fim de discutir a simulação de escoamentos multifásicos do tipo gás-sólido no estado borbulhante de fluidização, utilizando uma abordagem Euleriana, Lindborg, Lysberg e Jakobsen (2007) propuseram uma validação prática do modelo de dois fluidos aplicados a escoamentos

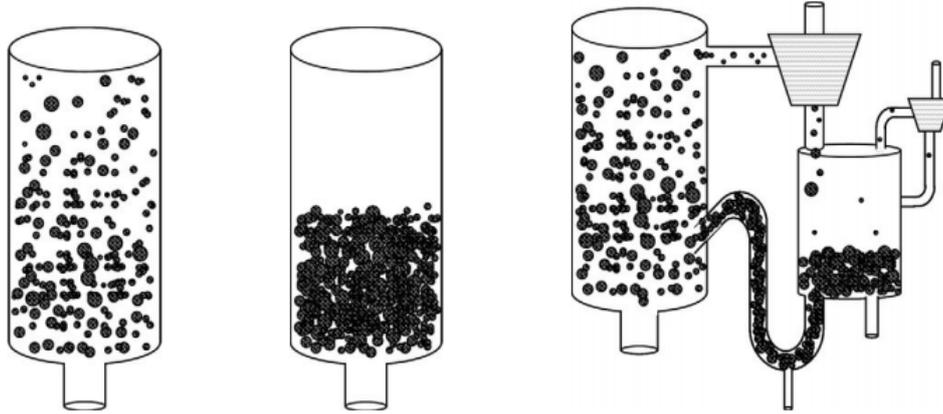


Figura 2.2: Representação esquemática de uma unidade *riser* (esquerda), uma unidade de leito borbulhante (meio) e um CFBR (direita) (Fonte: Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012))

gás-sólido em leito fluidizado bidimensionais. Nesse trabalho, compararam com resultados experimentais e correlações encontradas na literatura, prevendo as velocidades do gás e das partículas, a expansão do leito e a geometria da bolha nos leitos de borbulhamento contendo partículas de Geldart do Grupo B. Para a obtenção das velocidades das fases, foi utilizado um solver acoplado junto ao método de eliminação Gaussiana para resolver as equações de Navier-Stokes. O modelo de turbulência é utilizado para descrever as quantidades turbulentas na fase contínua. De modo geral, as previsões do modelo estão de acordo com os dados experimentais obtidos na literatura. Porém, o nível do coeficiente de restituição (coeficiente para a colisão de dois objetos) foi classificado como crucial para obter resultados bem sucedidos de simulações assimétricas bidimensional no sistema de partículas de Geldart de Grupo B. A geometria da bolha e suas velocidades de subida não são tão sensíveis ao coeficiente de restituição e o modelo de turbulência tem um valor muito importante no que diz respeito à mistura de gases em um leito fluidizado de partículas.

Zimmermann e Taghipour (2005) abordam a finalidade de se modelar a hidrodinâmica e cinética de reação de um reator em leito fluidizado borbulhante e avaliar a predição do modelo CFD, comparando os resultados obtidos na simulação com as medições experimentais relevantes. Modelos de arrastos contribuídos por outros autores da literatura, superestimaram a força de arrasto para as partículas da unidade de FCC e predisseram uma maior expansão do leito em comparação com os dados experimentais. Com a modificação da lei de arrasto Symlal-O'Brien baseada nas condições mínimas de fluidização, como um método generalizado para diminuir o arrasto, foram fornecidas previsões de modelagem que estão de acordo com os dados experimentais ao longo do intervalo em que o modelo foi avaliado. No entanto, segundo Zimmermann e Taghipour (2005), também foi previsto que a dissipação da energia cinética das partículas em movimento (devido às colisões das partículas) tem uma baixa influência na fluidização em geral no leito fluidizado. Principalmente, na faixa de tamanho das partículas e nas condições operacionais do leito analisado, onde as reações de arrasto e gravidade são as

forças mais dominantes. Com um diâmetro médio de partícula de  $60 \mu m$ , a tensão viscosa granular de uma colisão entre partículas pode executar um papel de menor importância dentro do leito fluidizado borbulhante, onde a fluidização é principalmente causada pela troca de momento entre o gás e a fase sólida. Concluiu-se que uma equação de transporte adicional com um termo cinético para a decomposição do ozônio fosse implementada no modelo Euleriano. As conversões computadas de ozônio com muitos tipos de catalisadores foram maiores que as medidas experimentais. Este desvio pode, em partes, ser o resultado do efeito de um distribuidor de gás, desconsiderado na simulação.

Análises tridimensionais também estão presentes em estudos de escoamento multifásico em leito fluidizado. Porém, nem todos os dados vindos de simulações bidimensionais podem ser replicados diretamente nas simulações tridimensionais, por conta das influências das paredes do leito e da geometria não simétrica, Arastoopour (2001) e Peirano, Delloume e Leckner (2001).

Para a simulação tridimensional de um processo de combustão química, um modelo utilizando CFD foi criado, por Wang et al. (2011), para simular a hidrodinâmica e a distribuição do gás de um determinado produto no reator de combustível. No entanto, nesse estudo não houve o acoplamento entre os reatores de ar e combustível.

Para Guan et al. (2014), poucas simulações em CFD, utilizando processo de Combustão de Looping Químico (do inglês - Chemical Looping Combustion - CLC) de ciclo completo, cuja análise é tridimensional, são encontradas na literatura. Tal fato é dado pela complexidade de obtenção das condições operacionais como os perfis de pressão, fração volumétrica e velocidades das fases, sendo esses essenciais para determinar o melhor projeto do leito fluidizado interconectado para um sistema CLC.

Como na simulação CFD de escoamento multifásico gás-sólido em leito fluidizado, o modelo Euleriano-Euleriano é amplamente utilizado. Para Loha, Chattopadhyay e Chatterjee (2013), isso se deve à relação entre o custo computacional, o nível de detalhamento dos resultados fornecidos e a possibilidade várias aplicações. Na abordagem Euler-Euler, as fases gás-sólido são consideradas matematicamente como um meio contínuo interpenetrantes e as equações de conservação para cada fase são derivadas.

Então, com a finalidade de explorar a hidrodinâmica do *riser* acoplado no sistema de combustão e looping químico, foi desenvolvido por Guan et al. (2014) um modelo CFD tridimensional com base no modelo Euleriano-Euleriano de duas fases (gás-partícula) com a teoria cinética do escoamento granular. Nesse estudo, os efeitos do arrasto nos resultados computacionais foram investigados e a hidrodinâmica detalhada foi prevista no leito fluidizado circulante tridimensional. Guan et al. (2014) chegaram a conclusão que tantos os resultados quantitativos, quanto os qualitativos, apresentaram que o modelo de arrasto influenciou significativamente no comportamento do escoamento. Com isso, as previsões dos modelos de arrasto da literatura estavam coerentes com os seus resultados obtidos.

### 2.1.2 Conservação de Massa, Quantidade de Movimento e Conservação de Energia em Leito Fluidizado

Para um bom entendimento sobre o desempenho de uma unidade de FCC, é esperado que um esquema de modelagem apropriado considere a hidrodinâmica com a transferência de calor dentro do processo. Porém, processos como a de uma unidade de FCC demandam de uma determinada complexidade para modelar, devido à grande escala, à hidrodinâmica complicada e à cinética das reações de craqueamento e queima de coque hermético, Han e Chung (2001).

Os mecanismos de transferência de calor em leitos fluidizados têm uma grande relevância atualmente. Com isso, existem numerosas equações empíricas para a obtenção dos coeficientes de troca térmica. Porém, com o crescente desenvolvimento tecnológico, no que diz respeito ao aumento do poder de processamento computacional, a simulação numérica tornou-se uma ferramenta adicional para estudar a dinâmica dos fluidos e os mecanismos de transferência de calor em escoamentos multifásicos.

Para Gan, Zhou e Yu (2016), são de importância crescente as características da transferência de calor que ocorrem em leito fixo ou fluidizado nas indústrias químicas, ambientais e minerais. Os três mecanismos básicos de troca térmica, em leitos fluidizados multifásicos do tipo gás-sólido, são a convecção fluido-partícula, condução partícula-partícula, ou parede-partícula, e radiação.

O mecanismo de transferência de calor por convecção pode requerer uma tarefa árdua para obtenção dos seus coeficientes de troca térmica. Quando esses valores não são encontrados em referências, o trabalho para a obtenção deles pode exigir um estudo complexo, tornando inviável a continuidade das pesquisas. Zhang et al. (2014) realizaram um estudo para obter coeficientes de transferência de calor pelo mecanismo de convecção em um leito fluidizado circulante, por serem cada vez mais utilizados em reações gás-sólido. O *riser* experimental e o leito fluidizado circulante estão representados na Fig. 2.3. A transferência de calor da parede do leito fluidizado circulante para a suspensão gás-sólido é o principal parâmetro de projeto e foi analisada para diferentes condições de operação, conforme determinado pela velocidade do gás e pelo escoamento de circulação de sólidos. Em seus resultados, os valores medidos dos coeficientes de transferência térmica são comparados com previsões empíricas de Molodtsov e Muzyka (1989) e Golriz e Grace (2002). Tal que, Golriz e Grace (2002) previram os coeficientes de transferência de calor corretamente dentro de uma estreita faixa de condições operacionais.

Segundo Guardo et al. (2006), a dinâmica de fluidos computacional demonstrou ser uma ferramenta fidedigna para projetos de leitos fixos ou fluidizados, através da solução de equações de transporte para balanços de massa, quantidade de movimento e energia. Dessa forma, Guardo et al. (2006) revisaram as capacidades do CFD para pressupor coeficientes de transferência de calor de um modelo de escoamento multifásico do tipo gás-sólido, quando um fluido supercrítico é utilizado como solvente em um reator de leito fixo. Os resultados numéricos obtidos permitem estimar parâmetros benéficos aplicáveis ao projeto de equipamentos.

De acordo com Ngho e Lim (2016), o comportamento da fluidização e transferência de

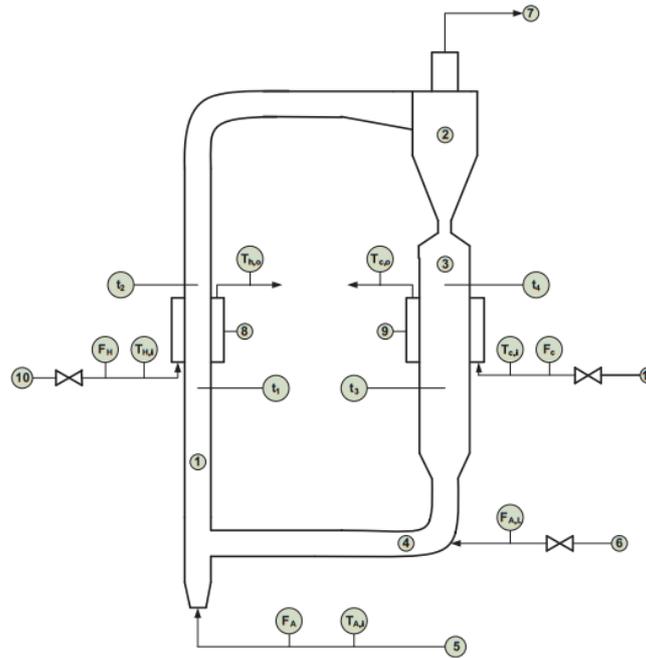


Figura 2.3: Configuração experimental. (1) *Riser* 50 mm I.D. (2) *HE Stairmand ciclone*. (3) *Downcomer* 100 mm I.D. (4) *Válvula-L* 50 mm I.D. (5) Fluxo de Ar do ventilador de velocidade controlada. (6) Ar comprimido. (7) Ventilação para filtro de armazenagem. (8) seção de aquecimento coaxial. (9) Seção de arrefecimento coaxial. (10) Fornecimento de fluido térmico. (11) Fornecimento de água de refrigeração;  $F_H$ ,  $F_C$ ,  $F_A$ ,  $F_{A,L}$ ,  $L$ : respectivamente medidores de vazão de fluido térmico, água de resfriamento, ar de subida, ar de válvula L; T: sondas de temperatura para os respectivos fluidos; t: sondas de temperatura dentro do riser e do *downcomer*(Fonte: Zhang et al. (2014))

calor de bolhas em leito fluidizado utilizando CFD também apresentam a sua relevância. Em seu estudo, são realizadas simulações com geometrias variáveis de partículas e velocidades do gás de entrada. Com isso, foram analisadas e comparadas para as numerosas condições de operação a distribuição volumétrica dos sólidos, a temperatura do sólido, a temperatura do ar, os vetores de velocidade do sólido e as distribuições dos vetores de velocidade do ar. Os resultados expressaram que a diferença global da temperatura entre as fases gasosa e sólida diminui com o decréscimo da geometria das partículas. É deduzido, também, que a diminuição do tamanho das partículas levou a um maior vazão no leito fluidizado, o que leva a um acréscimo no mecanismo de troca térmica de calor condutivo e convectivo entre as fases. Com isso, os perfis da distribuição volumétrica dos sólidos denotaram um arranjo simétrico e não uniforme durante a fase inicial de fluidização, Ngho e Lim (2016).

A fim de um estudo mais completo, é proposto por Han e Chung (2001) a modelagem dinâmica e simulação de um processo de craqueamento catalítico fluidizado. Esse estudo teve como objetivo desenvolver um modelo detalhado de uma moderna unidade de FCC do tipo *riser*, que é composta por linhas de transporte do reator, regenerador e catalisador com válvulas gaveta, Fig 2.4. Os resultados da simulação da modelagem atribuída por Han e Chung (2001) possibilitaram analisar os perfis de temperatura da fase gasosa e do catalisador ao longo do

*riser*, em conjunto com os perfis de velocidade e pressão, no estado estacionário.

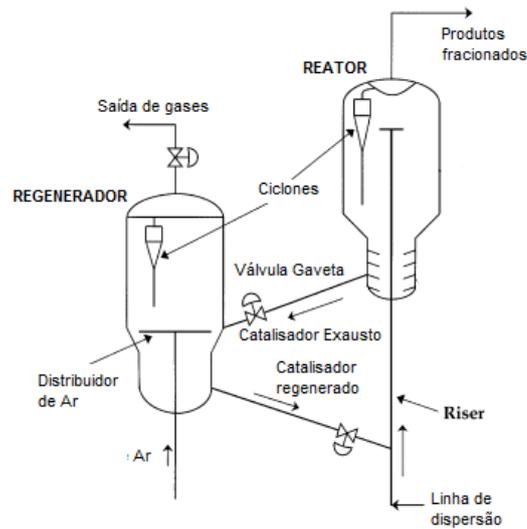


Figura 2.4: Diagrama esquemático de uma unidade de FCC (Fonte: Han e Chung (2001))

Uma vez disponível o modelo dinâmico e um simulador, esses podem ser usados como uma ferramenta para realizar vários estudos em sistemas de processos e, para muitos casos, com a garantia de um melhor controle e otimização.

Com a intenção de descrever o comportamento dinâmico de um *riser*, de um separador de partículas e do regenerador, foi sugerido por Ali, Rohani e Corriou (1997) o desenvolvimento de um modelo a ser integrado em uma unidade de FCC. Nesse trabalho, o modelo consistiu na implementação de equações diferenciais acopladas, tanto da hidrodinâmica quanto o balanço de energia do sistema, por facilitar ainda mais a solução das equações e tornar o modelo especialmente para análises de controle. Os resultados em regime estacionário apresentaram boa concordância quando comparados com dados industriais. Com isso, o modelo foi capaz de simular toda a unidade de FCC e calcular internamente todas as variáveis manipuladas e controladas.

De acordo com Schoenfelder, Kruse e Werther (1996), em um leito fluidizado circulante, a sua característica não apresenta uniformidade nas distribuições dos particulados, tanto na simetria radial quanto axial. Na simetria axial, existem duas regiões que demonstram um perfil de vazios no formato de S e uma concentração baixa de sólidos no centro na simetria radial, porém, com uma maior concentração adjacente à parede do *riser*. Neste sentido, a distribuição de partículas apresenta não uniformidade em uma escala de sub-leito e aglomerados de particulados são separados de forma dispersa. Sendo assim, para Schoenfelder, Kruse e Werther (1996), os aglomerados estão submetidos a ações dinâmicas de agregação e perdas, devido às influências gás-partícula e partícula-partícula. Além disso, as partículas apresentam uma maior velocidade no centro do *riser* e menor velocidade quando se aproxima da parede. As partículas também apresentam uma maior velocidade em sua fase dispersa, ao contrário da fase de agrupamento, onde é menor. Já na fase do gás, a sua velocidade é maior no centro do *riser*, sendo

mais baixa perto da parede, maior na fase dispersa e menor na fase de aglomeração. Portanto, tanto as análises teóricas quanto os resultados experimentais, indicaram que as estruturas do leito fluidizado circulante influenciam de forma significativa o comportamento hidrodinâmico e a energia do sistema.

Para o estudo do escoamento multifásico do tipo gás-sólido, com partículas de Geldart do Grupo A e B, em leito fluidizado, Hou e Li (2010) mostraram as relações entre os parâmetros estruturais junto com a quantidade de movimento e as transferências de calor e massa. Onde, nesse caso, foram discutidas as atuações da agregação e dispersão das partículas nos coeficientes de transferência de calor e massa. As equações apresentadas para os cálculos das equações constitutivas, como a obtenção dos coeficientes de arrasto e de troca térmica, foram desenvolvidas com base na geometria do *riser*, velocidades e frações volumétricas das fases. Os valores encontrados foram comparados com os dados experimentais da literatura e apresentaram concordância quando conferidos.

Assim sendo, inúmeros trabalhos sobre modelagem de FCC apresentam escopos e níveis de modelagens largamente distintas. Alguns artigos concentram-se em parte específicas da unidade, enquanto outros estão preocupadas apenas com a cinética da reação ou com o comportamento em estado estacionário. Diante disso, muitos estudos sobre a modelagem dinâmica de toda a unidade de processo têm aplicabilidade limitada, devido ao tipo de processo.

Wu et al. (2010) realizaram uma abordagem na simulação de escoamentos multifásicos do tipo gás-sólido no processo de craqueamento catalítico em leito fluidizado, acomodados em reatores de escoamento ascendente e descendente, e utilizando um modelo computacional de dinâmica dos fluidos para o escoamento gasoso combinado com um método de elementos discretos (DEM). Nesse trabalho, o principal objetivo foi investigar teoricamente o escoamento gás-sólido pelo método de modelagem Euleriano-Lagrangiano. Por essa razão, uma abordagem, utilizando o modelo CFD-DEM foi estendida para incorporar os comportamentos de transferência de calor entre o gás e as partículas, e, também, apenas entre partículas. De acordo com Wu et al. (2010), o modelo Euleriano-Lagrangiano, quando comparado com o modelo Euleriano-Euleriano, onde a fase da partícula é assumida como um meio contínuo, tem significados mais palpáveis ao considerar o comportamento da escala de partículas de maneira mais discreta. Objetivando que a atividade do catalisador possa ser calculada no tempo, investigando a trajetória do movimento dos particulados, com reações de transferência de calor e químicas, foi esperado que o efeito de diferentes comportamentos da mistura no *riser* e no desempenho do reator fosse bem elucidado.

## 2.2 Condução Transiente

Segundo Lavine e Bergman (2008), a condução transiente dentro de objetos com geometrias simples (esfera, parede plana e cilindro) é estudada há décadas. De acordo com Yovanovich, Teertstra e Culham (1995), estudos completos para a análise do mecanismo de troca térmica por condução transiente em corpos convexos isotérmicos, como esferas, cilindros circulares e

cubóides, em meio às propriedades térmicas constantes, não são fáceis de localizar na literatura.

Apesar da existência de soluções da distribuição transitória de temperatura na região que circunda esses copos convexos seja teoricamente possível, o cálculo das taxas de calor é complexo devido às funções especiais que são necessárias para a resolução. Utilizando as técnicas da transformada de Laplace, Norminton e Blackwell (1964), pode-se propor soluções para o escoamento transitório de calor para esferóides prolatos e oblatos, mantidos à temperatura constante e imersos em um meio infinito.

A única solução analítica para tempo integral e de fácil modelagem para o escoamento de calor instantâneo, a partir de um corpo convexo isotérmico, é para a geometria esférica, Yovanovich, Teertstra e Culham (1995). Essa solução simples é combinada com as assíntotas correspondentes à solução meio-espaço para curto período de tempo e à solução em estado estacionário de longo prazo para desenvolver uma expressão de tempo integral. Neste sentido, um modelo simples é desenvolvido por Yovanovich, Teertstra e Culham (1995) para prever a condução de calor transiente de corpos convexos isotérmicos em contato com uma região de propriedade infinitamente grande. Nesse estudo, uma ampla gama de modelos geométricos é considerada, como o elipsoide, a esfera e o cubo, Fig. 2.5. Foi analisado um modelo baseando-se na superposição linear de duas assíntotas, uma correspondendo à difusão transitória no processo de condução em meio espaço e outra à estabilidade em um espaço total.

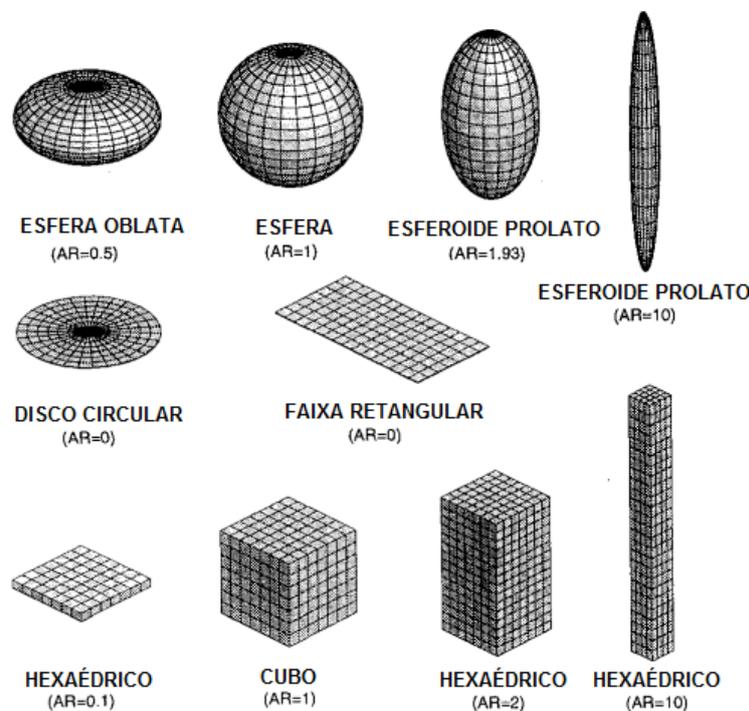


Figura 2.5: Várias formas de corpo convexo utilizado para o estudo do problema (Fonte: Yovanovich, Teertstra e Culham (1995))

O modelo de superposição linear quando comparado aos resultados numéricos ao tempo total para uma grande variedade de formas geométricas e razões de aspecto ( $AR$ ), forneceu resultados coerentes com as razões de aspectos próximas de 1,  $AR = 1$ . Porém, apresentou variações

maiores para objetos muito finos ou muito altos, ou seja, razões de aspectos muito elevado. A fim de elevar a precisão do modelo para esses casos, cujo  $AR$  é muito alto, é implementado um modelo de superposição combinado, que resultou em uma melhora significativa entre o modelo e os valores numéricos nas variedades dos corpos testados.

Profissionais que buscam soluções para problemas envolvendo a transferência térmica no interior de corpos encontram dificuldades quando o objeto de estudo apresenta mudanças de propriedades em seu interior ou irregularidades geométricas. As soluções de equações diferenciais de forma analítica são comumente baseadas na suposição da homogeneidade e isotropia dentro do sólido e mostram bons resultados em materiais que não apresentam variações em suas propriedades. Materiais biológicos, por exemplo, apresentam variações que ainda são injustificáveis às divergências entre os resultados teóricos e experimentais.

No entanto, Misra e Young (1979) apresentaram uma aplicação utilizando elementos finitos para a solução de um problema de calor transiente em coordenadas esféricas. O objetivo desse trabalho é expor uma solução capaz de resolver um problema de resfriamento de uma maçã recém-colhida. Essa técnica é de grande potencial em aplicações no processamento de produtos (químicos/biológicos) que possuem extensas variações de propriedades materiais e a sua forma geométrica pode ser aproximada a de uma esfera. Misra e Young (1979) ainda garante que os valores numéricos obtidos estão em boa concordância com a solução analítica e, em geral, pode-se concluir que o método dos elementos finitos forneceu aproximações muito boas para um problema de transferência de calor pelo mecanismo de condução transiente em uma esfera. Este método pode ser aplicado, também, para soluções de problemas práticos de engenharia quando é difícil obter a solução analítica devido à variação da propriedade do material.

Para Rickelt (2011), quando não é conhecida nenhuma solução analítica para a obtenção das temperaturas dentro da partícula, deve ser adotado um método numérico para a solução do problema. Visto que, mesmo uma malha grosseira representando uma partícula ultrapassaria ligeiramente várias centenas de nós, essa abordagem não seria viável com relação a grandes conjuntos granulares. Entretanto, suposições simplificadoras são necessárias para representar o mecanismo de condução de calor dentro das partículas. Lavine e Bergman (2008) ressaltam que nas expressões de séries infinitas para distribuições de temperatura, ou taxa de transferência de calor, no interior do sólido, os termos de ordem mais elevada podem ser desprezados em grandes tempos adimensionais, conforme expresso pelo número de Fourier ( $Fo$ ). Resultados aproximados associados a grandes números de Fourier são reportados pelos gráficos de Heisler-Gröber, Fig. 2.6.

Para Lavine e Bergman (2008), a análise de soluções para pequenas dimensões de tempo pode se tornar complexa, tendo a necessidade de incluir muitos termos na série infinita, a fim de alcançar a convergência. Isso pode tornar-se problemático quando as soluções analíticas são aplicadas a problemas de difusão de massa, mediante a utilização da analogia de transferência de calor e massa. As difusividades de massa são comumente muito menores quando comparadas às difusividades térmicas, considerando os valores do número de Fourier ( $Fo$ ) pequenos e tornando as soluções exatas difíceis de serem utilizadas, mesmo em problemas práticos envolvendo escalas

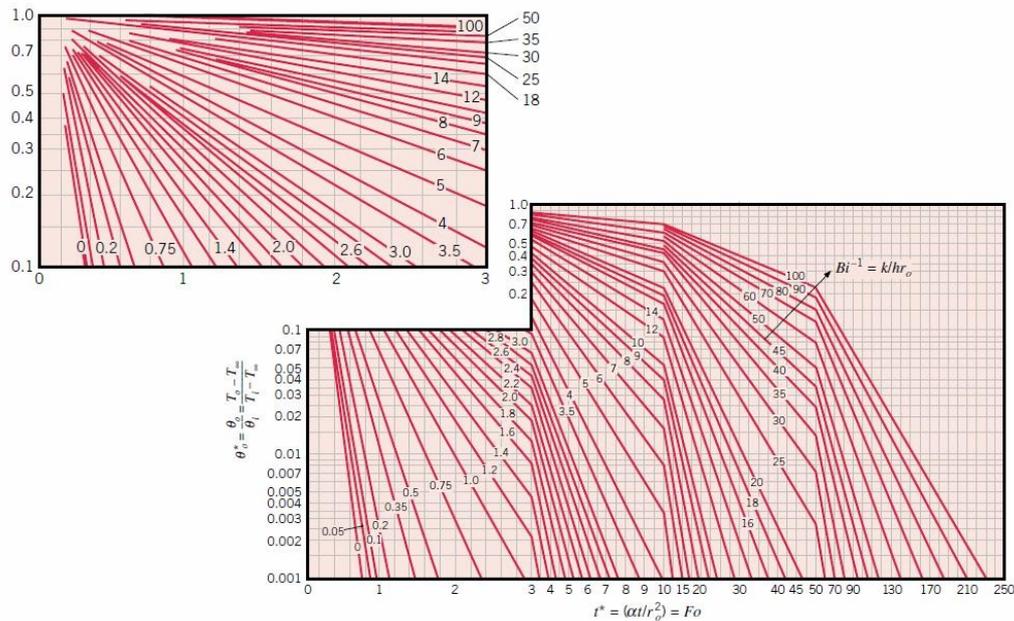


Figura 2.6: Temperatura no centro da esfera ( $r_0$ ) em função do número de Fourier (Fonte: Cengel (2014))

moderadas de tempo e comprimento.

Lavine e Bergman (2008) abordam ainda o assunto da condução transiente unidimensional em geometrias simples, a fim de obter a temperatura interna de um sólido ( $T_i$ ). O objetivo do trabalho é reunir soluções com um grande e pequeno intervalo de tempo para problemas que envolvam o número Fourier maior e menor que 0,2. Para esse estudo, é realizada uma abordagem para casos interiores (análise de troca térmica apenas no interior do sólido) e exteriores (troca térmica no interior do sólido influenciada pela temperatura do ambiente). Como condições de contorno, foram consideradas geometrias internas e externas simples, com temperatura na superfície do sólido constante ( $T_s$ ) e fluxo de calor na superfície do sólido constante ( $q_s''$ ) na superfície, Fig 2.7.

Feng et al. (2008) propuseram uma nova metodologia numérica para a modelagem eficaz e precisa utilizando o mecanismo de condução de calor em partículas individuais, bem como em casos de sistemas particulados bidimensionais. Neste sentido, foram realizadas suposições de que as partículas apresentam formato de discos circulares e a condução é o mecanismo de transferência de calor predominante no problema. A abordagem proposta por Feng et al. (2008), titulado como o Método de Elemento Térmico Discreto (do inglês - *Discrete Thermal Element Method* - DTEM), fornece uma descrição simples, porém, precisa dentro do sistema. Assim sendo, esse questionamento pode ser incluído para substituir ou melhorar a acuracidade dos modelos térmicos de partículas existentes e, de forma eficaz, simular a condução de calor em sistemas que compreende um aglomerado de partículas. Esse estudo possibilita ainda o desenvolvimento de um novo quadro numérico, no qual os problemas térmicos mais interessantes e desafiadores podem ser abordados em sistemas de transporte de particulador.

A condução transiente em materiais multicamadas também encontra aplicações no cotidiano,

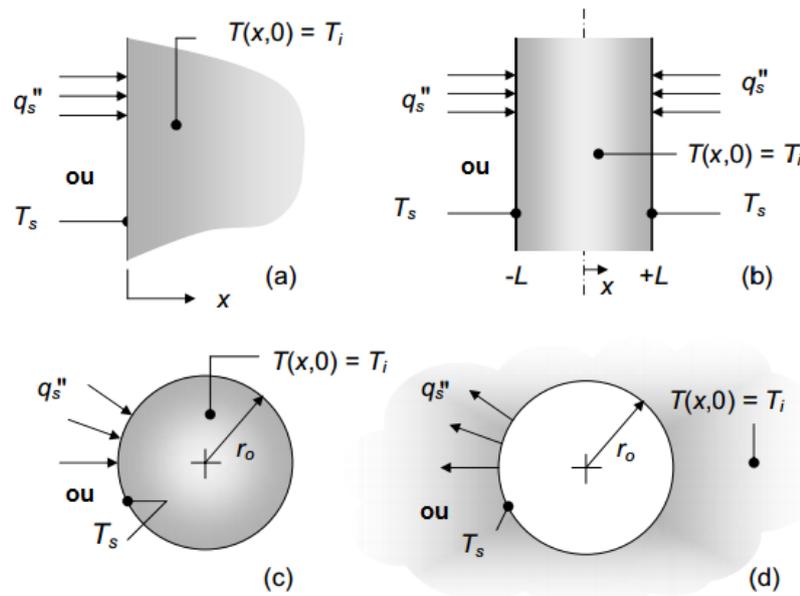


Figura 2.7: Sistema físico: (a) sólido semi-infinito, (b) parede plana, (c) esfera ou cilindro infinito e (d) esfera para um caso exterior (Fonte: Adaptado de Lavine e Bergman (2008))

principalmente em células de combustível e reatores petroquímicos. Os materiais compostos por camadas apresentam como benefício a possibilidade de combinar várias propriedades mecânicas, físicas e térmicas de diferentes substâncias. Para a solução de problemas envolvendo condução transiente em partículas multicamadas, os mesmos métodos aplicados na resolução de casos para particulados de camada única podem ser utilizados. Dessa forma, para solucionar problemas de condução transiente tridimensional em esferas, em que os particulados apresentam multicamadas, Dalir (2014) obteve uma solução analítica e exata. Nessa solução, é considerada uma esfera de múltiplas camadas na direção radial e, para cada camada, fontes de calor internas volumétricas, dependente do tempo e espacialmente não uniforme. Por fim, para a obtenção da distribuição de temperatura, é utilizado o Método de Expansões em Funções-Base ou - do inglês - *Eigenfunction Expansion Method*.

De acordo com McMasters et al. (2002), é possível encontrar soluções analíticas para a condução de calor transiente com uma precisão de até oito ou mais algarismos significativos. Desta forma, foram formuladas soluções precisas para a obtenção da distribuição do campo de temperatura, utilizando condução transiente tridimensional em coordenadas cartesianas, para um paralelepípedo homogêneo e com propriedades térmicas constantes. São apresentadas ainda por McMasters et al. (2002), além da metodologia para obter as soluções analíticas e os cálculos das amostras, as soluções exatas que podem ter qualquer combinação de condições, como o limite de temperatura, fluxo de calor prescrito ou coeficiente de convecção imposto e temperaturas ambientes na superfície do paralelepípedo.

### 3 DEFINIÇÃO DO PROBLEMA

Neste capítulo foram apresentados os princípios físicos, formulação matemática, informações geométricas e métodos computacionais relacionados ao problema em análise. A definição do problema é dividida nas seguintes etapas:

- Geometria e domínio computacional;
- Equações de Transporte;
- Condições de Contorno e Discretização do Domínio Computacional;
- Condução Transiente;
- Métodos Numéricos;
- Algoritmo Proposto - Parte I;
- Algoritmo Proposto - Parte II;
- Ferramenta Computacional.

#### 3.1 Geometria e domínio computacional

Neste estudo utilizou-se uma geometria simples a fim de facilitar a análise do problema de interesse que concentra-se principalmente na condução de calor dentro do particulado.

O *riser* apresenta uma seção transversal cilíndrica, representação 3D, e, na Fig. 3.1, é apresentado o esquema da geometria utilizada neste trabalho. Um corte da seção longitudinal do *riser* é mostrado à esquerda da Fig. 3.1 enquanto que a discretização 1D utilizada é mostrada à direita deste figura.

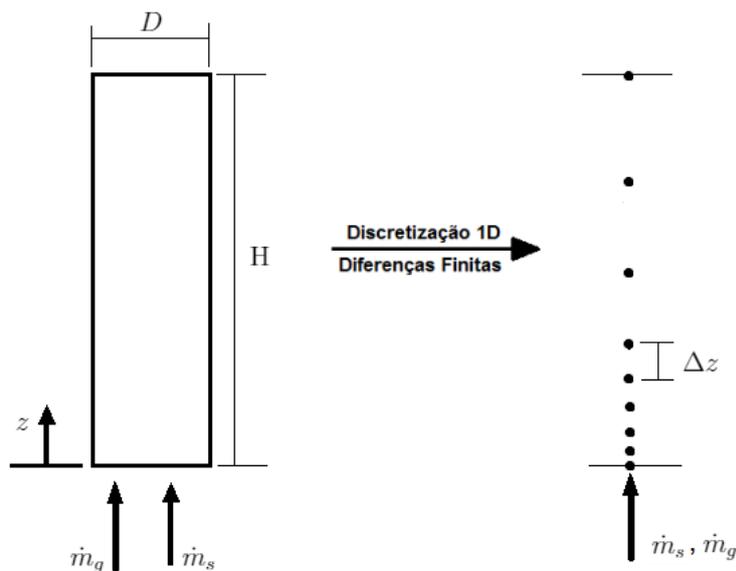


Figura 3.1: Estudo de caso – *riser*

Na Fig. 3.1,  $D$  é o diâmetro do *riser* [m],  $H$  é a altura [m],  $\dot{m}_g$  a vazão mássica do gás [kg/s],  $\dot{m}_s$  a vazão mássica do particulado [kg/s],  $z$  a direção do escoamento e  $\Delta z$  a discretização do

domínio computacional na direção  $z$  [m].

## 3.2 Equações de Transporte

A presente solução considerou um problema unidimensional com escoamento do tipo *plug-flow*, de regime permanente, onde são resolvidas, junto com as equações constitutivas, as equações da continuidade, quantidade de movimento e conservação de energia para cada uma das fases. Ambas as fases, incluindo a particulada, admitiu-se como contínuas e uma formulação Euleriano-Euleriano é utilizada. Neste modelo, foram desconsideradas as trocas de calor devido ao contato partícula-partícula. Admitiu-se ainda que o escoamento do sistema é incompressível.

### 3.2.1 Equações da Continuidade

Para Tsuo e Gidaspow (1990), as equações da continuidade podem ser escritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial(\rho_g \varepsilon_g U_g)}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial(\rho_s \varepsilon_s U_s)}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

onde  $\varepsilon_s$  é a fração volumétrica do sólido,  $\varepsilon_g$  representa a fração volumétrica do gás,  $\rho_s$  a massa específica do sólido [ $kg/m^3$ ],  $\rho_g$  é caracterizada pela massa específica do gás [ $kg/m^3$ ],  $U_s$  é velocidade do sólido [ $m/s$ ] e  $U_g$  a velocidade do gás [ $m/s$ ].

### 3.2.2 Equações de Quantidade de Movimento

Ainda, segundo Tsuo e Gidaspow (1990), as equações de quantidade de movimento podem ser representadas pelas equações:

$$\frac{\partial(\rho_g \varepsilon_g U_g U_g)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + C_f (U_s - U_g) - \frac{2f_g \varepsilon_g \rho_g U_g^2}{D} - \varepsilon_g \rho_g g \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial(\rho_s \varepsilon_s U_s U_s)}{\partial z} = C_f (U_g - U_s) - G \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial z} - \frac{2f_s \varepsilon_s \rho_s U_s^2}{D} - \varepsilon_s \rho_s g \quad (3.4)$$

tal que,  $C_f$  representa o coeficiente de atrito fluido-partícula [ $kg/m^3s$ ],  $G$  é o módulo de elasticidade [ $kg/ms^2$ ],  $P$  é caracterizado pela pressão [ $N/m^2$ ],  $g$  é a gravidade [ $m/s^2$ ],  $D$  o diâmetro da seção transversal do *riser* [m],  $f_g$  é o fator de atrito parede-gás e  $f_s$  é o fator de atrito parede-sólido.

### 3.2.3 Equações de Conservação de Energia

As equações de conservação de energia, para Han e Chung (2001), são escritas pelas Eqs. (3.5) e (3.6).

$$\varepsilon_g \rho_g c_{p,g} \left( U_g \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) = A_{g,s} h_{g,s} (T_s - T_g) \quad (3.5)$$

$$\varepsilon_s \rho_s c_{p,s} \left( U_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \right) = A_{g,s} h_{g,s} (T_g - T_s) \quad (3.6)$$

onde  $T_g$  é a temperatura do gás [K],  $T_s$  a temperatura da superfície do particulado [K],  $c_{p,g}$  é caracterizado pelo calor específico do gás [ $J/kgK$ ],  $c_{p,s}$  é o calor específico da superfície do particulado [ $\frac{J}{kgK}$ ],  $A_{g,s}$  é a área de contato entre o gás e a superfície do sólido [ $m^2/m^3$ ] e  $h_{g,s}$  é o coeficiente de transferência térmica de interface entre sólidos e gás [ $W/m^2K$ ].

### 3.2.4 Equações Constitutivas

Segundo Tsuo e Gidaspow (1990), o coeficiente de atrito fluido-partícula ( $C_f$ ) é baseado na equação de Ergun.

Para  $\varepsilon_g \leq 0,8$ :

$$C_f = 150 \frac{\varepsilon_s^2 \mu_g \rho_s}{(\varepsilon_g d_p \phi_s)^2 (\rho_s - \rho_g)} + 1,75 \frac{\rho_g \rho_s |U_g - U_s| \varepsilon_s}{(\varepsilon_g d_p \phi_s) (\rho_s - \rho_g)} \quad (3.7)$$

Senão, para  $\varepsilon_g > 0,8$ :

$$C_f = \frac{3}{4} C_d \frac{|U_g - U_s| \rho_s \rho_g \varepsilon_s}{d_p \phi_s (\rho_s - \rho_g)} \varepsilon_g^{-2,65} \quad (3.8)$$

sendo  $\mu_g$  a viscosidade dinâmica do gás [ $kg/ms$ ],  $d_p$  o diâmetro da partícula [ $m$ ] e  $\phi_s$  a esfericidade.

Com um número de Reynolds de partícula menor igual a 1000 ( $Re \leq 1000$ ) o coeficiente de arrasto ( $Cd$ ) pode ser representado da seguinte forma:

$$Cd = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) \quad (3.9)$$

Para  $Re > 1000$ :

$$Cd = 0,44 \quad (3.10)$$

E o valor de Reynolds de partícula pode ser obtido pela expressão:

$$Re = \frac{|U_g - U_s| d_p \rho_g \varepsilon_g}{\mu_g} \quad (3.11)$$

Como o módulo de elasticidade ( $G$ ) é dependente da fração volumétrica do gás ( $\varepsilon_g$ ), Tsuo e Gidaspow (1990), a equação pode ser escrita da seguinte forma:

$$G(\varepsilon_g) = 10^{-8,76\varepsilon_g + 5,43} \quad (3.12)$$

Pela expressão modificada de Hagen-Poiseuille, a equação do fator de atrito parede-gás ( $f_g$ ) pode variar de acordo com o tipo de escoamento no leito fluidizado.

Então, para um valor de Reynolds do gás menor ou igual a 2100 ( $\text{Re}_g \leq 2100$ ), tem-se:

$$f_g = \frac{16}{\text{Re}_g} \quad (3.13)$$

Para  $2100 < \text{Re}_g \leq 10^5$ :

$$f_g = \frac{0,0791}{\text{Re}_g^{0,25}} \quad (3.14)$$

Caso contrário, para  $\text{Re}_g > 10^5$ :

$$\frac{1}{\sqrt{f_g}} = 2 \log \left( \text{Re}_g \sqrt{f_g} \right) - 0,8 \quad (3.15)$$

O número de Reynolds do gás pode ser obtido pela equação:

$$\text{Re}_g = \frac{DU_g \rho_g \varepsilon_g}{\mu_g} \quad (3.16)$$

onde  $D$  é o diâmetro transversal do *riser* [m].

O fator de atrito parede-sólido pode ser calculado pela correlação de Konno's, dada por:

$$f_s = \frac{0,0025}{U_s} \quad (3.17)$$

Para o cálculo do coeficiente de transferência térmica de interface entre sólidos e gás ( $h_{g,s}$ ), segundo Han e Chung (2001), este pode ser estimado a partir da correlação entre os números de Nusselt e Reynolds, que é representado pela seguinte expressão:

$$h_{g,s} = 0,03 \frac{k_g}{d_p^{2/3}} \left[ \frac{|U_g - U_s| \rho_g \varepsilon_g}{\mu_g} \right]^{1/3} \quad (3.18)$$

### 3.3 Condições de Contorno e Discretização do Domínio Computacional

As equações de transporte, Eqs. (3.1) a (3.6) são discretizadas segundo a Fig. 3.2 e integradas no espaço de tal forma se determinar  $\varepsilon_s$ ,  $U_g$ ,  $U_s$ ,  $P$ ,  $T_g$  e  $T_s$  ao longo do *riser*.

Como as maiores variações da fração volumétrica, velocidade, pressão e temperatura das fases acontecem logo após o início do *riser*, conforme deparado nas literaturas, neste trabalho utilizou-se uma malha mais refinada nestes pontos de entrada, ou seja, um  $\Delta_z$  variando em progressão geométrica ao longo leito fluidizado. Então, para a obter  $\Delta_z$  é necessário encontrar o número total de pontos,  $N$ , que é dado pela seguinte equação:

$$N = 1 + \frac{\log(H/A_1)}{\log(Q)} \quad (3.19)$$

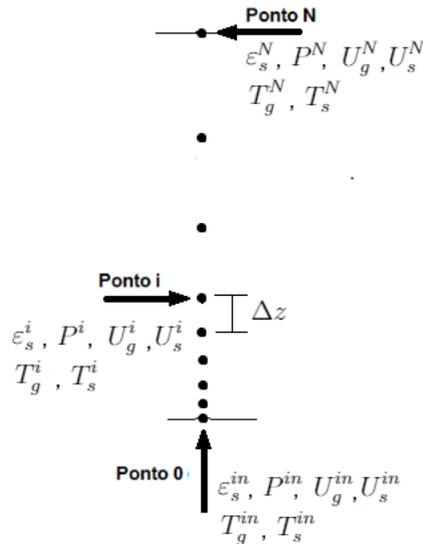


Figura 3.2: Discretização da Malha 1D no riser

onde  $A_1$  é o termo inicial estipulado em  $[m]$  e  $Q$  é a razão geométrica ajustada a partir do teste de independência de malha.

Em seguida,  $\Delta_z$  no ponto  $i$  é obtido de tal forma que:

$$\Delta_z = A_N^i - A_N^{i-1} \quad (3.20)$$

onde  $A_N^i$  é o termo no ponto atual,  $i$ , calculado pela Eq. (3.21).

$$A_N^i = A_1 Q^{i-1} \quad (3.21)$$

Quando inicia o processo de solução do sistema de equações, no Ponto 0, Fig. 3.2, é necessária a entrada dos valores,  $in$ , das propriedades físicas e geométricas do gás e da partícula. Podendo ser representadas pelas seguintes expressões:

$$\begin{aligned} \varepsilon_s^0 &= \varepsilon_s^{in} \\ \varepsilon_g^0 &= 1 - \varepsilon_s^{in} \\ U_g^0 &= U_g^{in} \\ U_s^0 &= U_s^{in} \\ P^0 &= P^{in} \\ T_s^0 &= T_s^{in} \\ T_g^0 &= T_g^{in} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Quando o ponto for maior que 0 e menor que o número de pontos,  $N$ , as frações volumétricas, as velocidades e as temperaturas das fases, além da pressão do sistema, em função do deslocamento, eixo  $z$ , podem ser escritas como:

$$\varepsilon_s^i = \frac{\dot{m}_s}{\rho_s U_s^i A} \quad (3.23)$$

$$\varepsilon_g^i = 1 - \varepsilon_s^i \quad (3.24)$$

$$U_g^i = \frac{\dot{m}_g}{\rho_g \varepsilon_g^i A} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial U_s^i}{\partial z} = -G \frac{A}{\dot{m}_s} \frac{[\varepsilon_s^i - \varepsilon_s^{i-1}]}{\Delta z} + C_f \frac{A}{\dot{m}_s} [U_s^i - U_g^i] - \frac{2f_s U_s^i}{D} - \frac{g}{U_s^i} \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial P^i}{\partial z} = -\frac{\dot{m}_g}{A} \frac{[U_g^i - U_g^{i-1}]}{\Delta z} + C_f [U_s^i - U_g^i] - \frac{\dot{m}_g}{A} \frac{2f_g U_g^i}{D} - \frac{\dot{m}_g}{A} \frac{g}{U_g^i} \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial T_g^i}{\partial z} = \frac{A}{c_{p,g} \dot{m}_g} [A_{g,s} h_{g,s} (T_s^i - T_g^i)] \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial T_s^i}{\partial z} = \frac{A}{c_{p,s} \dot{m}_s} [A_{g,s} h_{g,s} (T_g^i - T_s^i)] \quad (3.29)$$

onde  $\dot{m}_s$ ,  $\dot{m}_g$  e  $A$  são as vazões mássicas do sólido, do gás [kg/s] e área transversal do *riser* [m].

No último ponto da malha do *riser*, quando  $i$  for igual ao número de pontos,  $N$ , é assumida a condição de escoamento plenamente desenvolvido, onde as variáveis não variam mais com a posição, sendo assim as equações são reescritas na forma:

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_s^N - \varepsilon_s^{N-1}}{\Delta z} &= 0 \\ \frac{\varepsilon_g^N - \varepsilon_g^{N-1}}{\Delta z} &= 0 \\ \frac{U_g^N - U_g^{N-1}}{\Delta z} &= 0 \\ \frac{U_s^N - U_s^{N-1}}{\Delta z} &= 0 \\ \frac{P^N - P^{N-1}}{\Delta z} &= 0 \\ \frac{T_g^N - T_g^{N-1}}{\Delta z} &= 0 \\ \frac{T_s^N - T_s^{N-1}}{\Delta z} &= 0 \end{aligned} \quad (3.30)$$

### 3.4 Condução Transiente

Antes de aprofundar nesse tema, é preciso entender algumas considerações, como o Método da Capacitância Global. Esse método tem como hipótese que a temperatura do sólido é uniforme no espaço, para qualquer instante durante o processo transiente, dessa forma, os gradi-

entes de temperaturas no interior do sólido são desprezíveis. Porém, pela Lei de Fourier, um gradiente desprezível implica a resistência de uma condutividade térmica,  $k$ , infinita, o que é de fato impossível.

Portanto, é possível uma aproximação se a resistência interna ao mecanismo de troca térmica por condução dentro do sólido for muito pequena, quando comparada à resistência externa entre a superfície e o meio (convecção).

Os grupos adimensionais para representar o problema de condução de são representados por:

$$Bi = \frac{hL_c}{k} \quad (3.31)$$

$$Fo = \frac{\alpha t}{L_c^2} \quad (3.32)$$

onde  $Bi$  é o número de Biot,  $h$  é o coeficiente de transferência térmica [ $W/m^2K$ ],  $L_c$  é o comprimento característico, é definido pela razão entre o volume do corpo e a sua área de superfície [ $m$ ],  $k$  é o coeficiente condutivo de calor [ $W/mK$ ],  $t$  é o tempo característico [ $s$ ] e  $\alpha$ : representa a difusividade térmica [ $m^2/s$ ].

Segundo Lavine e Bergman (2008), para cada caso (interior ou exterior), a equação da difusão de calor pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} = \frac{1}{r^{*n}} \frac{\partial}{\partial r^*} \left( r^{*n} \frac{\partial \theta}{\partial r^*} \right) \quad (3.33)$$

nesta equação,  $\theta = (T - T_{int})/\Delta T_c$ , onde  $T_{int}$  é a temperatura interna do objeto (partícula sólida),  $\Delta T_c = q_s'' L_c/k$ . Além do mais,  $r^* = r/L_c$ , onde  $r$  é a coordenada dimensional espacial ( $x$  para coordenadas cartesianas). A condição inicial é dada por  $\theta(r^*, Fo = 0) = 0$  e as condições de contorno para o caso interior, admitindo, principalmente, a forma geométrica esférica pode ser escrita pelas Eqs. (3.34) e (3.35).

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial r^*} \right|_{r^*=0} = 0 \quad (3.34)$$

para fluxo constante:

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial r^*} \right|_{r^*=1} = 1 \quad (3.35)$$

Para Lavine e Bergman (2008), quando o fluxo de calor é aplicado à superfície do objeto (partícula sólida), o numerador da Eq. (3.36) é fixo e a diferença de temperatura no denominador evolui com o tempo. Assim, a taxa de calor adimensional representa o histórico da temperatura da superfície.

$$q^* = \frac{q_s'' L_c}{k_s (T_s - T_{int})} \quad (3.36)$$

onde  $L_c$  é o comprimento característico [m],  $q_s''$  é o fluxo de calor na superfície do sólido, [W/m<sup>2</sup>] e  $k_s$  é a condutividade térmica [W/mK].

A Eq. (3.36) surge da solução de um problema de condução adimensional no qual um fluxo de calor  $q_s''$  é prescrito na superfície (Fig. 3.3a). Na Fig. 3.3a,  $T_i$  é a temperatura interna do sólido no instante inicial. Neste modelo é dito que no instante inicial todo o sólido está a  $T_{int}$ .

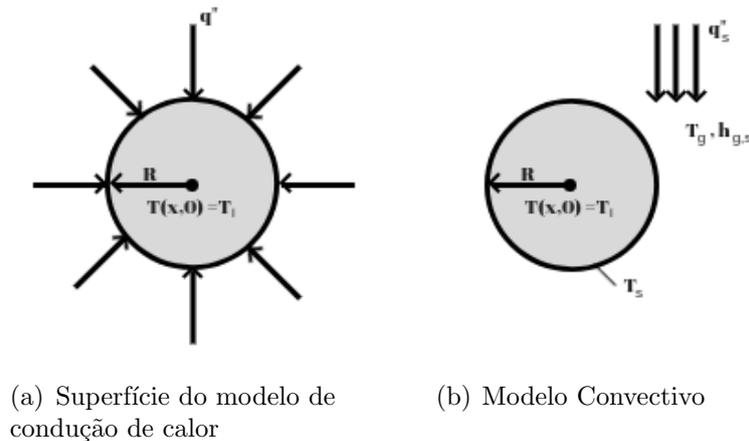


Figura 3.3: Partícula esférica submetida a um fluxo externo

Considerando agora uma partícula com temperatura  $T_s$  sendo transportada em um meio fluido a uma temperatura  $T_g$  e com um coeficiente de troca térmica por convecção  $h_{g,s}$  conforme mostrado na Fig. 3.3b, o fluxo de calor,  $q_s''$  entre o sólido e a fase gasosa pode ser calculado por

$$q_s'' = h_{gs}(T_s - T_g) \quad (3.37)$$

É possível combinar as Eqs. (3.36) e (3.37) tal que:

$$q^* = \frac{L_c h_{gs}(T_s - T_g)}{k_s(T_s - T_{int})} \quad (3.38)$$

Na Eq. (3.38)  $T_{int}$  é a temperatura interna do sólido na posição onde o raio é igual a 0. É assumido que inicialmente todo o corpo esteja na mesma temperatura. Isolando  $T_{int}$  na Eq. (3.38), é possível escrever:

$$T_{int} = T_s + \frac{L_c h_{gs}(T_s - T_g)}{k_s q^*} \quad (3.39)$$

Desta forma, é possível estimar de forma explícita (após a solução das Eqs. (3.28) e (3.29)) para cada passo no espaço  $z$ ) a temperatura dentro do sólido pela expressão:

$$T_{int}^i = T_s^i + \frac{L_c h_{gs}(T_s^i - T_g^i)}{k_s q^*} \quad (3.40)$$

onde  $i$  é o índice para cada ponto da malha (índice espacial).

Os valores de  $q^*$  podem ser obtidos em função do número de Fourier (dado pela Eq.(3.32)) para diferentes formatos de sólidos.

Por exemplo, para uma partícula esférica (Fig. 3.3) o número de Fourier é dado por:

$$Fo = \frac{\alpha \Delta t}{r_0^2} \quad (3.41)$$

onde  $\Delta t$  é obtido pela seguinte forma:

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{U_s^i} \quad (3.42)$$

e o fluxo adimensional de calor é dado por:

Para  $Fo < 0,2$

$$q^* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{Fo}} - \frac{\pi}{4} \quad (3.43)$$

E para  $Fo > 0,2$

$$q^* = \left[ 3Fo + \frac{1}{5} \right]^{-1} \quad (3.44)$$

## 3.5 Métodos Numéricos

As Eqs. (3.1), (3.2), (3.3), (3.4), (3.5) e (3.6) formam um sistema de equações diferenciais ordinárias não-lineares cuja solução resulta no valor da fração volumétrica do sólido,  $\varepsilon_s$ , da velocidade do gás,  $U_g$ , da velocidade do sólido,  $U_s$ , da pressão do sistema,  $P$ , da temperatura do gás,  $T_g$ , e o valor da temperatura da superfície do sólido,  $T_s$ , respectivamente. A fração volumétrica do gás,  $\varepsilon_g$ , é calculada pela expressão  $\varepsilon_s = 1 - \varepsilon_g$ . Neste trabalho, optou-se por utilizar o método das diferenças finitas acompanhado do método numérico de Gauss-Seidel para sistemas não-lineares.

### 3.5.1 Diferenças Finitas

Para possibilitar a solução do sistema de equações diferenciais, opta-se pela utilização de algum método numérico para a sua realização. Nesta primeira parte do trabalho, o método escolhido é o das diferenças finitas, por sua implementação ser mais simples, quando comparado com outros métodos como volumes finitos, por exemplo.

O método de diferenças finitas é um processo numérico de quantização de equações diferenciais e a sua discretização é necessária quando se deseja realizar a solução numérica de um determinado problema. Segundo Maliska (2017), para a obtenção de equações aproximadas é preciso gerar a discretização do domínio, ou seja, dividir em células elementares, Fig 3.4. Por não ser fundamental, no método de diferenças finitas é corriqueiro utilizar discretização estruturada através de coordenadas ortogonais – cartesianas, cilíndricas, esféricas – para casos bidimensionais.

No presente estudo a discretização é unidimensional.

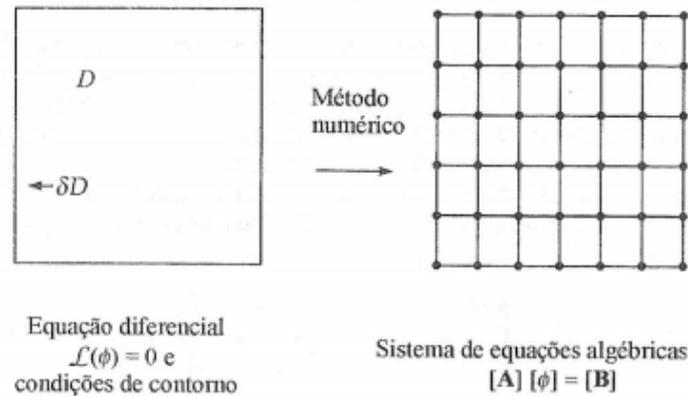


Figura 3.4: Tarefa do método numérico – Fonte: Maliska (2017)

### 3.5.2 Método de Gauss-Seidel para sistema não-linear

A fim de solucionar problemas envolvendo equações diferenciais ordinárias, lineares e não-lineares, é importante que haja uma avaliação de todos os possíveis métodos. Para Butcher (2016), por mais que a análise numérica tenha como objetivo facilitar a resolução dessas equações, já que a solução analítica é inviável em muitos casos, inúmeros desses algoritmos matemáticos podem se tornar dispendiosos, resultando em maiores erros de cálculos, excessivas iterações, resultando em maior tempo de processamento e, conseqüentemente, um maior consumo de energia.

O método de Gauss-Seidel para sistemas não-lineares é resolvido da mesma maneira como é solucionado para o sistema linear, Vrahatis, Magoulas e Plagianakos (2003). Considerando o conjunto de  $i$  equações não-lineares a serem resolvidas para a obtenção de  $x^*$ , tem-se:

$$\nabla f(x^*) = \Theta^i = (0, 0, 0, \dots, 0) \quad (3.45)$$

No entanto, uma abordagem para a minimização da função  $f$  é encontrar as soluções do conjunto da Eq. (3.45), adicionando valores, de forma iterativa, para que a solução encontrada corresponda a um minimizador local ( $x^*$ ). Para isso, é preciso resolver o seguinte sistema:

$$\begin{aligned}
 \partial_1 f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_i) &= 0 \\
 \partial_2 f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_i) &= 0 \\
 \partial_3 f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_i) &= 0 \\
 &\vdots \\
 \partial_i f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_i) &= 0
 \end{aligned} \quad (3.46)$$

onde  $\partial_i f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_i) = 0$  denota a derivada parcial com relação ao parâmetro  $i$ .

Dessa forma, as Eqs. (3.46) são as funções para o cálculo iterativo pelo método de Gauss-Seidel:

$$\begin{aligned}x_{(i,j+1)} &= \partial_i f(x_{(i,j)}, x_{(i+1,j)}) \\x_{(i+1,j+1)} &= \partial_{i+i} f(x_{(i,j+1)}, x_{(i+1,j)}) \quad \therefore j = 0, 1, 2, \dots\end{aligned}\tag{3.47}$$

para  $j = 0$ , é escolhido arbitrariamente os valores iniciais  $x_{(i,0)}$  e  $x_{(i+1,0)}$ .

O critério de convergência para o método numérico de Gauss-Seidel é dado pelo desvio absoluto nas variáveis  $x_{(i)}$  e  $x_{(i+1)}$  for menor que o erro especificado ( $e$ ).

$$\begin{aligned}|x_{(i,j+1)} - x_{(i,j)}| &< e \\|x_{(i+1,j+1)} - x_{(i+1,j)}| &< e\end{aligned}\tag{3.48}$$

Nos métodos numéricos, a Sobre-Relaxação Sucessiva (do inglês - *Successive Over-Relaxation* - SOR) é uma nuance do método de Gauss-Seidel para a solução de sistemas lineares e, também, possui praticamente a mesma forma para a utilização em sistemas não-lineares, Vrahatis, Magoulas e Plagianakos (2003).

De acordo com Karunanithi et al. (2018), o SOR é desenvolvido aplicando-se a extrapolação ao método de Gauss-Seidel. A transformação é assumida como a forma de uma média ponderada entre a iteração anterior e a iteração calculada sucessivamente para cada componente, podendo ser representada pela Eq. (3.49).

$$x_{(i,j+1)} = \omega x_{(i,j+1)} + (1 - \omega x)_{(i,j)}\tag{3.49}$$

onde  $\omega$  é o fator de sobre-relaxação.

### 3.5.3 Análise de Convergência

Para Silva (2016), em simulações envolvendo CFD, a convergência é controlada a partir de cálculos para obtenção de resíduos numéricos. O resíduo se define como a diferença normalizada entre a iteração em vigor e a iteração anterior. Existem dois tipos de resíduos, o Resíduo Médio (RMS) e o Resíduo Máximo (MAX).

O RMS pode ser calculado pela seguinte equação:

$$RMS = \sqrt{\sum R_i^2}\tag{3.50}$$

onde  $R_i^2$  é o resíduo encontrado em cada elemento da malha.

Enquanto que o resíduo MAX é descrito pelo seu máximo (em módulo) obtido em todo o domínio. Para a resolução de problemas de engenharia ou trabalhos científicos, é recomendado pela Fluent et al. (2015) um valor de RMS  $10^{-5}$ , para o resíduo MAX, por ser um critério de convergência mais ajustado, o seu valor costuma ser 10 vezes maior que o RMS em aplicações regulares, como a análise em escoamento interno.

### 3.6 Algoritmo Proposto - Parte 1

Selecionados os métodos para a solução do sistema de equações diferenciais ordinárias, é possível montar o algoritmo para a implementação no código computacional.

Com as condições de contorno representadas, é possível implementar o método de Gauss-Seidel para sistemas não-lineares, Eq. (3.47), em um algoritmo para a solução das frações volumétricas,  $\varepsilon_s$  e  $\varepsilon_g$ , das velocidades,  $U_g$  e  $U_s$ , da pressão,  $P$  e das temperaturas,  $T_g$  e  $T_s$ , em regime permanente de cada ponto da malha.

Para melhor exemplificar o método de solução da implementação da análise matemática, é necessário comentar cada estágio do algoritmo ilustrado pela Figura 3.5.

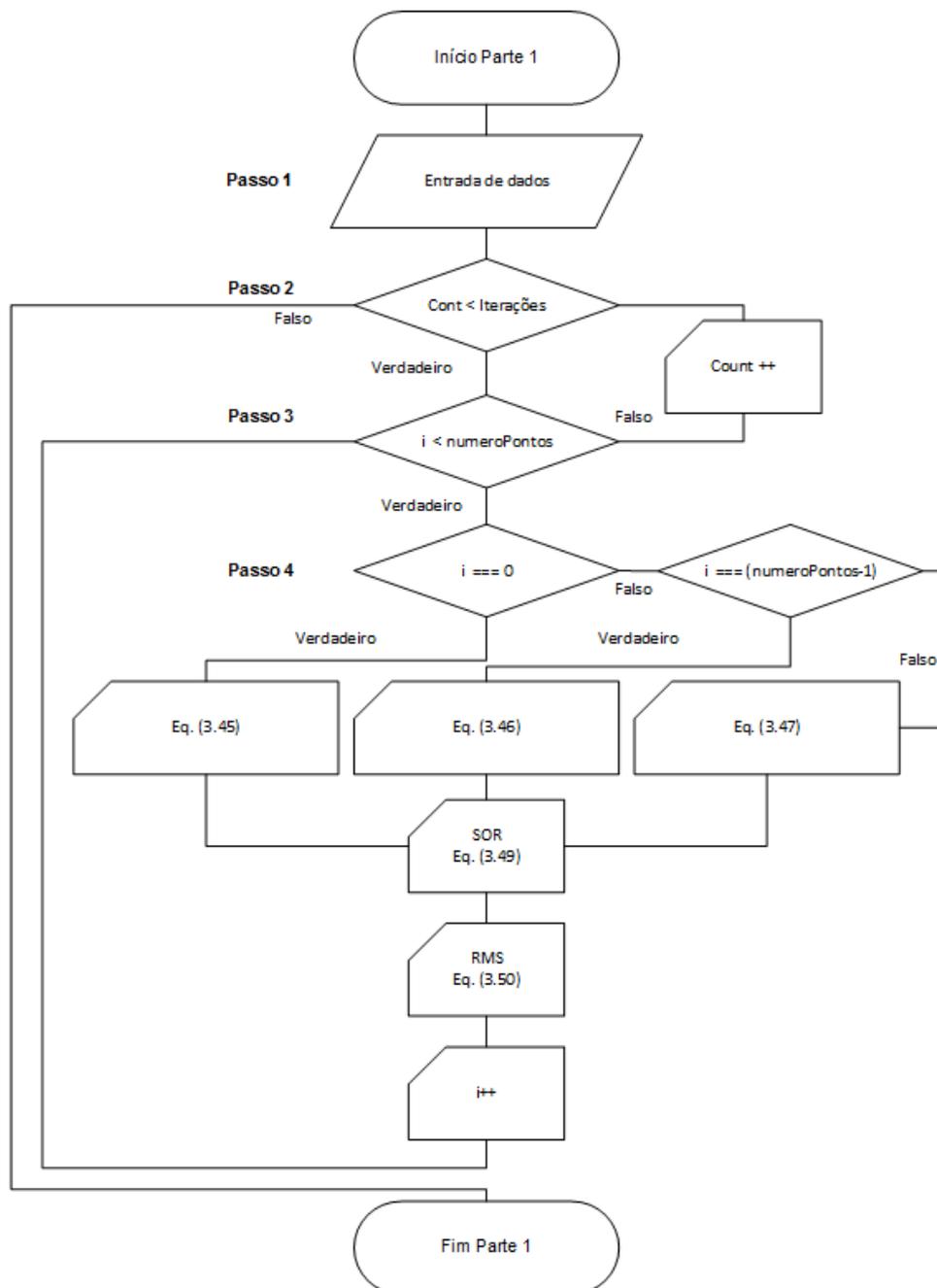


Figura 3.5: Fluxograma Parte 1 do Algoritmo

**Passo 1:** entrada das propriedades físicas, propriedades geométricas, número de iterações, dados de entrada das frações volumétricas, velocidades, pressão e temperaturas no algoritmo;

**Passo 2:** o algoritmo entra em uma estrutura de repetição e é executado enquanto o número de iterações for maior que o contador (Cont).

**Passo 3:** iteração, utilizando o método de Gauss-Seidel junto com a Sobre-Relaxação Sucessiva (SOR) e a normalização de resíduos.

**Passo 4:** cálculos das variáveis a partir da discretização das equações de transporte, condições de contorno e método numérico:

No ponto 0 ( $i == 0$ ), os valores das variáveis  $\varepsilon_s^{(0)}$ ,  $\varepsilon_g^{(0)}$ ,  $U_g^{(0)}$ ,  $U_s^{(0)}$ ,  $P^{(0)}$ ,  $T_g^{(0)}$  e  $T_s^{(0)}$  são atualizados com os valores de entradas, conforme a Eq. (3.22).

No último ponto da malha ( $i == N$ ), as variáveis vigentes  $\varepsilon_s^{(N)}$ ,  $\varepsilon_g^{(N)}$ ,  $U_g^{(N)}$ ,  $U_s^{(N)}$ ,  $P^{(N)}$ ,  $T_g^{(N)}$  e  $T_s^{(N)}$  recebem os valores do elemento anterior da malha, Eq. (3.30).

Nos outros pontos da malha:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_s^{(i)} &= \frac{\dot{m}_s}{\rho_s A U_s^{(i)}} \\
\varepsilon_g^{(i)} &= 1 - \varepsilon_s^{(i)} \\
U_g^{(i)} &= \frac{\dot{m}_g}{\rho_g A (1 - \varepsilon_s^{(i)})} \\
U_s^{(i)} &= \frac{C_1 U_s^{(i-1)} - C_2 (\varepsilon_s^{(i)} - \varepsilon_s^{(i-1)}) + C_3 U_g^{(i)} - g}{C_1 + C_3 + C_4} \\
P^{(i)} &= \frac{-C_6 (U_g^{(i)} - U_g^{(i-1)}) + C_7 (U_s^{(i)} - U_g^{(i)}) - C_8 U_g^{(i)} - g + C_5 P^{(i-1)}}{C_5} \\
T_g^{(i)} &= \frac{C_9 \Delta_z T_s^{(i)} + T_g^{(i-1)}}{1 + C_9 \Delta_z} \\
T_s^{(i)} &= \frac{C_{10} \Delta_z T_g^{(i)} + T_s^{(i-1)}}{1 + C_{10} \Delta_z}
\end{aligned} \tag{3.51}$$

onde:

$$\begin{aligned}
C_1 &= \frac{U_s^{(i)}}{\Delta z} \\
C_2 &= \frac{GA U_s^{(i)}}{\dot{m}_s \Delta z} \\
C_3 &= \frac{C_f A U_s^{(i)}}{\dot{m}_s} \\
C_4 &= \frac{2f_s U_s^{(i)}}{D} \\
C_5 &= \frac{A U_g^{(i)}}{\dot{m}_g \Delta z} \\
C_6 &= \frac{U_g^{(i)}}{\Delta z} \\
C_7 &= \frac{C_f A U_g^{(i)}}{\dot{m}_g} \\
C_8 &= \frac{2f_g U_g^{(i)}}{D} \\
C_9 &= \frac{A}{c_{p,g} \dot{m}_g} A_{g,s} h_{g,s} \\
C_{10} &= \frac{A}{c_{p,s} \dot{m}_s} A_{g,s} h_{g,s}
\end{aligned} \tag{3.52}$$

Sobre-Relaxação Sucessiva (SOR):

$$\begin{aligned}
\varepsilon_s^{(i)} &= \omega_{ps} \varepsilon_s^{(i)} + (1 - \omega_{ps}) \varepsilon_s^{(i)} \\
U_s^{(i)} &= \omega_{us} U_s^{(i)} + (1 - \omega_{us}) U_s^{(i)} \\
U_g^{(i)} &= \omega_{ug} U_g^{(i)} + (1 - \omega_{ug}) U_g^{(i)} \\
P^{(i)} &= \omega_p P^{(i)} + (1 - \omega_p) P^{(i)} \\
T_g^{(i)} &= \omega_{tg} T_g^{(i)} + (1 - \omega_{tg}) T_g^{(i)} \\
T_s^{(i)} &= \omega_{ts} T_s^{(i)} + (1 - \omega_{ts}) T_s^{(i)}
\end{aligned} \tag{3.53}$$

onde  $\omega_{ps}$  é a sobre-relaxação da fração volumétrica do sólido,  $\omega_{us}$  é a sobre-relaxação da velocidade do sólido,  $\omega_{ug}$  é a sobre-relaxação da velocidade do gás,  $\omega_p$  é a sobre-relaxação da pressão,  $\omega_{tg}$  é a sobre-relaxação da temperatura do gás e  $\omega_{ts}$  é a sobre-relaxação da temperatura do sólido.

Resíduo Médio (RMS):

$$\begin{aligned}
RMS_{\varepsilon_s} &= \sum (\varepsilon_s^i - \varepsilon_s^{i-1}) \\
RMS_{U_s} &= \sum (U_s^i - U_s^{i-1}) \\
RMS_{U_g} &= \sum (U_g^i - U_g^{i-1}) \\
RMS_P &= \sum (P^i - P^{i-1}) \\
RMS_{T_g} &= \sum (T_g^i - T_g^{i-1}) \\
RMS_{T_s} &= \sum (T_s^i - T_s^{i-1})
\end{aligned} \tag{3.54}$$

onde  $RMS_{\varepsilon_s}$  é o resíduo médio da fração volumétrica do sólido,  $RMS_{U_s}$  representa o resíduo médio da velocidade do sólido,  $RMS_{U_g}$  é o resíduo médio da velocidade do gás,  $RMS_P$  é o resíduo médio da pressão,  $RMS_{T_g}$  é o resíduo médio da temperatura do gás e  $RMS_{T_s}$  é o resíduo médio da temperatura do sólido.

Com o fim dessa primeira parte da simulação, o software retorna todos os valores das frações volumétricas, velocidades e temperaturas das fases, além da pressão do sistema, em todos os pontos da malha analisada.

### 3.7 Algoritmo Proposto - Parte 2

Obtidos os valores das temperaturas em todos os pontos da malha ( $T_s^i$  e  $T_g^i$ ) no *riser*, agora é preciso analisar a influência da troca de calor entre o gás e a superfície da partícula sólida sobre a sua região interna. Para isso, é desenvolvida a segunda parte do algoritmo, Fig. 3.6, utilizando as equações da seção de condução transiente.

Esta segunda parte também será explicada a partir dos passos tomados a cada decisão do software por meio do fluxograma, Fig 3.6. Para iniciar a execução programa é necessário importar os dados das propriedades físicas, químicas, geométricas e todas as temperaturas em cada período de tempo em todos os pontos da malha.

**Passo 1:** com todos os dados importados, iniciamos a execução avaliando o valor do número de Fourier,  $Fo$ , pela Eq. (3.41).

**Passo 2:** como há restrição para o cálculo do fluxo de calor adimensional ( $q^*$ ), Eqs. (3.43) e (3.44) é preciso saber se  $Fo$ , Eq. (3.41), é maior ou menor que 0.2.

**Passo 3:** após definido qual é o fluxo adimensional a ser utilizado no problema, o algoritmo segue para a iteração onde é obtida a temperatura interna média da partícula sólida ( $T_{int}$ ), Eq. (3.40), em todos os pontos a cada passo no espaço.

Finalizada a segunda etapa da simulação, o aplicativo desenvolvido exporta todos os valores de  $T_{int}$  para um arquivo com extensão .txt, que é essencial para analisar os indicadores da troca de calor de todo o sistema analisado.

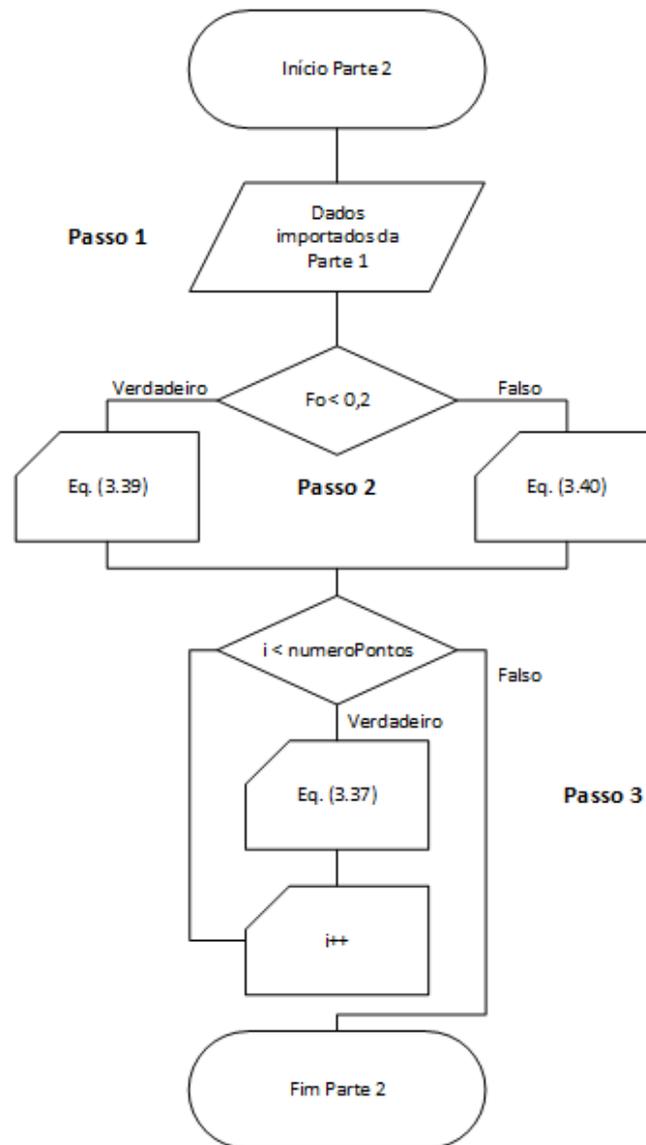


Figura 3.6: Fluxograma Parte 2 do Algoritmo

### 3.8 Ferramenta computacional

Para realizar as simulações desta dissertação, além da necessidade de utilizar um computador que apresente boa performance de processamento, foi necessário utilizar uma linguagem de programação para escrever os algoritmos conforme mostrado anteriormente, Figs. 3.5 e 3.6.

A linguagem computacional utilizada foi o *C/C++*. Essa escolha decorre do fato dela ser de baixo nível, ou seja, que segue as características da arquitetura do computador, garantindo uma maior eficiência de processamento e permite com que o desenvolvedor tenha um maior controle de memória durante a sua execução. Isso faz dela um das linguagens comumente utilizadas no campo científico, diferente de outras que utilizam instruções abstratas. Uma outra característica muito importante dessa ferramenta são as infinidades de bibliotecas disponíveis, por possuir uma comunidade de desenvolvedores totalmente ativa, garantindo uma otimização no tempo de criação de qualquer software.

## 4 RESULTADOS

Antes da apresentação dos resultados obtidos, é necessário verificar se o modelo computacional desenvolvido está sendo executado com menor tempo de processamento, além de estar retornando os resultados das equações de transporte acopladas corretamente. Para isso, foi realizado o teste de independência de malha e a verificação, onde os resultados do modelo computacional foi comparado com outras soluções numéricas encontradas na literatura.

### 4.1 Teste de independência de malha

Antes da verificação numérica, o teste de independência de malha é fundamental, pois o objetivo da simulação é obter uma solução para as variáveis das equações de transporte, cujas diferenças, após o refinamento da malha, não sejam significativas e propiciem, ao mesmo tempo, um menor esforço computacional.

Na escolha da posição na malha, Fig. 3.1, recomenda-se que o ponto esteja localizado próximo a região de maior gradiente, antes do perfil se estabilizar, pois a solução será mais difícil de ser encontrada e, com isso, haverá uma maior diferença entre as soluções de malhas distintas.

Portanto, para o teste de independência de malha, a fração volumétrica do sólido ( $\varepsilon_s$ ) apresentou-se como sendo o maior gargalo para a solução do problema. A malha apenas será definida como independente quando a diferença relativa, entre a fração volumétrica do sólido da malha atual, e posterior, apresentar um valor inferior a 0,1%, que pode ser calculada pela seguinte expressão:

$$\left| 100 \times \left( \frac{\varepsilon_s^i - \varepsilon_s^{i+1}}{\varepsilon_s^i} \right) \right| < 0,1\% \quad (4.1)$$

Para obter a malha independente, utilizou-se 6 malhas com refinamentos distintos, Tab. 1. Nota-se que após a realização do teste, na curva que reproduz a tendência de estabilização, Fig. 4.1, a malha 3 apresenta-se como a malha independente, exibindo uma diferença relativa de 0.022%, valor aceitável pela condição imposta na Eq. 4.1.

Tabela 1: Teste de independência de malha

Malha	Nº Pontos	Razão Q		
		$(A_1 = 3,87 \times 10^{-5} [m])$	Fração volumétrica ( $\varepsilon_s$ )	Diferença Relativa
1	204	1,06	0,0127568	0,16932146
2	600	1,02	0,0127352	0,153118915
3	1489	1,008	0,0127157	0,022020022
4	2973	1,004	0,0127129	0,016518654
5	11871	1,001	0,0127108	-

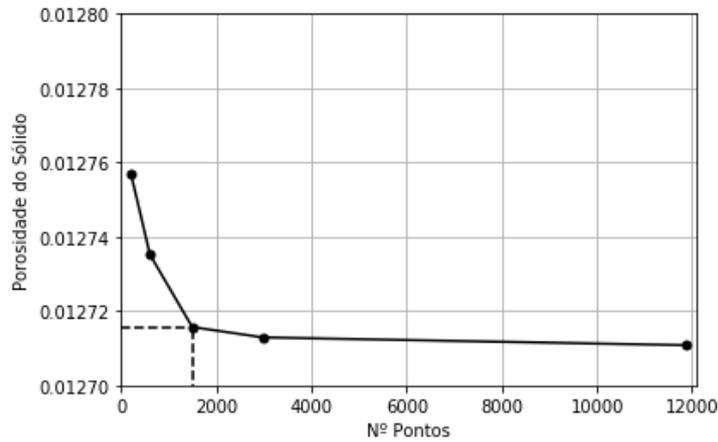


Figura 4.1: Teste de independência de malha

## 4.2 Verificação

Tsuo e Gidaspow (1990), em uma breve análise computacional dos padrões de escoamento em um leito fluidizado circulante, demonstraram a variação da fração volumétrica do sólido em um sistema incompressível, cujo regime é considerado permanente, admitindo filmes de alta velocidade, com a formação e descida de aglomerados para o escoamento de esferas de vidro com diâmetro de  $320 \mu m$ . Nesse estudo, as esferas são transportadas verticalmente para cima, com uma velocidade inicial do gás de aproximadamente  $5 m/s$ , considerando o ar como a fase do gás, à temperatura ambiente e à pressão inicial igual a  $1,2 atm$ . Para a partícula sólida, foi apresentado um fluxo de massa ( $W_s$ ) de  $24,95 kg/m^2s$ , uma massa específica de  $2600 kg/m^3$  e fração volumétrica inicial ( $\epsilon_s$ ) de  $0,0246$ . No entanto, os parâmetros geométricos do *riser* são definidos com um diâmetro de  $0,0762 m$  e comprimento de  $5,5 m$ .

Para esse caso, admitiu-se um fator de sobre-relaxamento de  $1,0$  para todas as variáveis. Com isso, o problema foi executado até a sua convergência, obtendo um valor de resíduo MAX o mais próximo zero,  $9,413 \times 10^{-15}$ , Fig. 4.2.

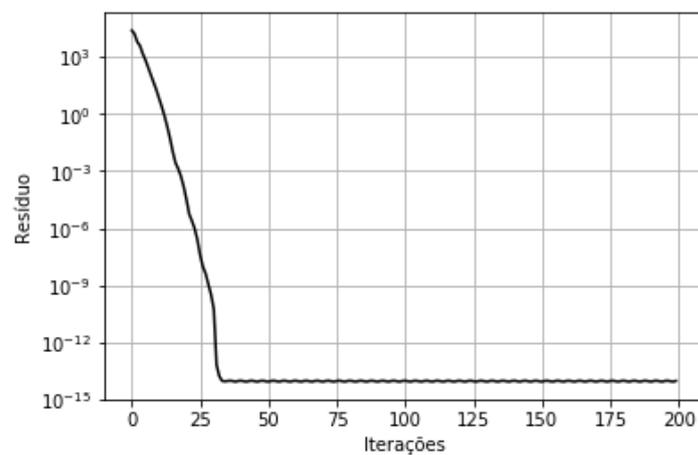


Figura 4.2: Perfil do resíduo MAX para o problema de Tsuo e Gidaspow (1990)

Identificou-se, na Fig. 4.3, que existe uma pequena diferença nos resultados da fração volumétrica do sólido obtidos por Tsuo e Gidaspow (1990) e os obtidos no presente trabalho. Nesse sentido, repara-se que ambos os gráficos demonstram concordância, principalmente na queda do valor da fração volumétrica até a sua estabilização.

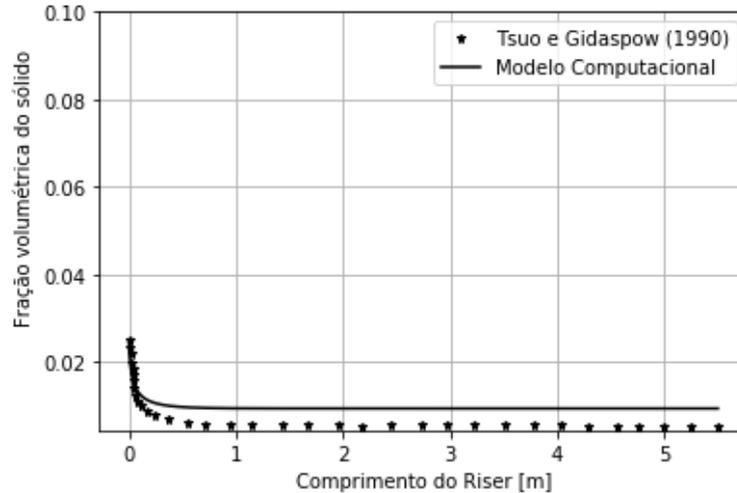


Figura 4.3: Perfil da fração volumétrica do sólido obtido por Tsuo e Gidaspow (1990) e no modelo computacional.

Para a obtenção dos perfis de velocidades, frações volumétricas das fases e pressão, Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) realizaram simulações de escoamento a frio em um reator de leito fluidizado circulante, Fig. 2.2, para distintas configurações de fluxo de massa do sólido. Nessa análise, o *riser* apresenta como propriedades geométricas, uma altura de 4 m e diâmetro de 0,1 m. As partículas analisadas são do tipo B de Geldart, cujo diâmetro é de 500  $\mu\text{m}$  e a massa específica correspondente a 2500  $\text{kg}/\text{m}^3$ .

Na simulação de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012), foram especificados na entrada o fluxo de massa do sólido de 75, 100 e 125  $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ , para a fração volumétrica do sólido de entrada, foi definido um valor de 0,3 em todos os fluxos de massa, e as velocidades do sólido de início foram, respectivamente, de 0,1, 0,1334 e 0,1667  $\text{m}/\text{s}$ . As equações de transporte, dentro da unidade de elevação, foram determinadas após a velocidade do gás de entrada atingir o valor operacional de 5  $\text{m}/\text{s}$ .

#### 4.2.1 Verificação do modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) para um fluxo de massa sólida de 75 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$

Para a primeira simulação, considerando o fluxo de massa do sólido de 75  $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$  e um fator de sobre-relaxação em todas as variáveis de 0,9, o problema é executado até a convergência, resultando em um resíduo MAX de  $1,293 \times 10^{-10}$ , Fig. 4.4.

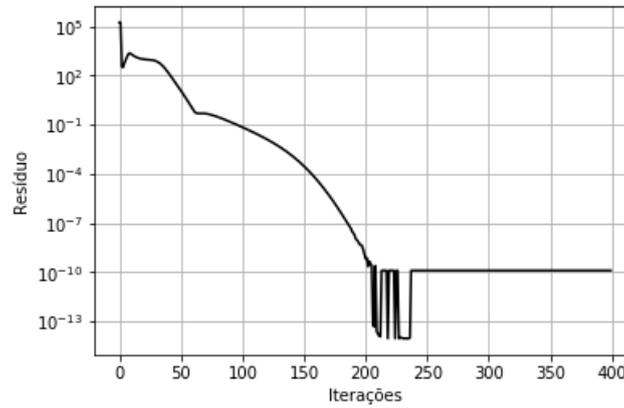


Figura 4.4: Perfil do resíduo MAX para o problema de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012)

O perfil da pressão obtido no modelo computacional, quando comparado com o modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012), Fig. 4.5, apresentou resultados semelhantes, cujas diferenças das pressões foram inferiores a 0,04%, Tab. 2.

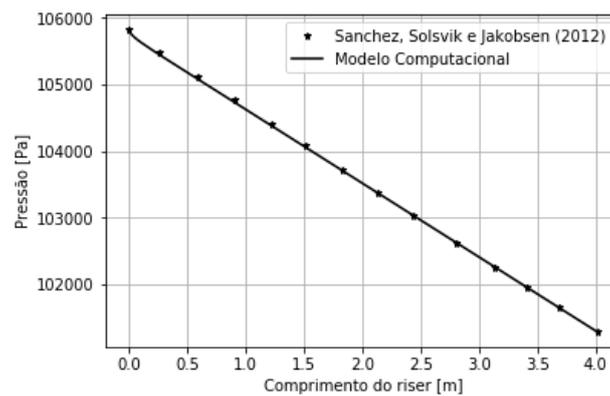


Figura 4.5: Perfil da pressão para o fluxo de massa de  $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Tabela 2: Diferenças das pressões para um fluxo de massa de  $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Posição no <i>riser</i> (m)	Presente Trabalho Pressão (kPa)	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Pressão (kPa)	Diferença (%)
1,0	104,627	104,659	0,031
2,0	103,518	103,517	0,00064
3,0	102,409	102,405	0,0033
4,0	101,305	101,303	0,0016

Na Fig. 4.6 é mostrado o perfil da fração volumétrica do sólido do modelo computacional comparado aos resultados obtido por Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012). A diferença dos resultados, nos primeiros centímetros da entrada do *riser*, tem como motivo a não estabilização do fluxo de massa do sólido e, por conta disso, o autor só inicia a simulação após essa estabilização.

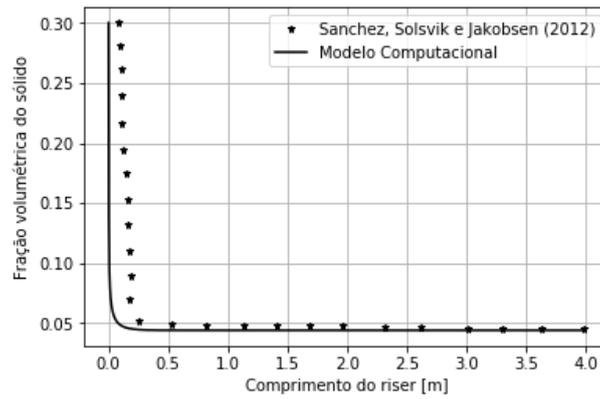


Figura 4.6: Perfil da fração volumétrica do sólido para o fluxo de massa de  $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$

No entanto, mesmo com essa distinção, observou-se que as diferenças entre as frações volumétricas do sólido são razoáveis, não ultrapassando 9%, Tab. 3.

Tabela 3: Diferenças das frações volumétricas para um fluxo de massa de  $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Posição no riser (m)	Presente Trabalho Fração volumétrica ( $\varepsilon_s$ )	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Fração volumétrica ( $\varepsilon_s$ )	Diferença (%)
1,0	0,04417	0,04839	8,70
2,0	0,04417	0,04821	8,40
3,0	0,04417	0,04599	3,90
4,0	0,04417	0,04596	3,89

Na Fig. 4.7 são apresentados os resultados das velocidades do gás de ambas as análises. Nota-se que há uma pequena elevação de  $U_g$  conforme o comprimento do riser aumenta, o que pode ser justificado pelo escoamento compressível, considerado no modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012).

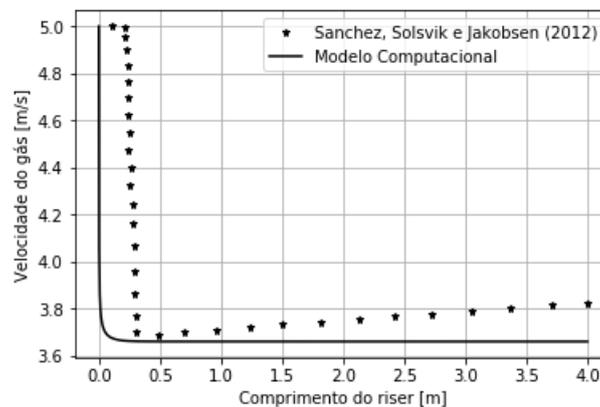


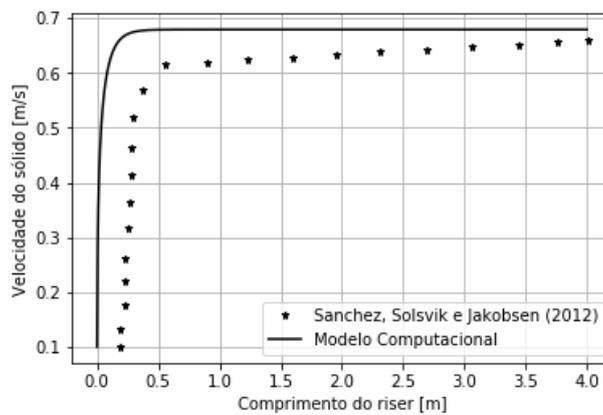
Figura 4.7: Perfil da velocidade do gás para o fluxo de massa de  $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Entretanto, mesmo com um modelo de turbulência aplicado ao modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012), as diferenças das velocidades são relativamente baixas, quando contrapostas, não ultrapassando 5%, Tab. 4.

Tabela 4: Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de  $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 

Posição no riser (m)	Presente Trabalho Velocidade do gás (m/s)	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Velocidade do gás (m/s)	Diferença (%)
1,0	3,662	3,710	1,295
2,0	3,662	3,751	2,375
3,0	3,662	3,787	3,309
4,0	3,662	3,825	4,258

Por fim, para um fluxo de  $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , a Fig. 4.8 mostra os valores das velocidades do sólido encontrados no modelo computacional e no modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012).

Figura 4.8: Perfil da velocidade do sólido para o fluxo de massa de  $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 

Sendo assim, na Tab. 5, as diferenças entre as velocidades de ambos os modelos não superaram 9,5%.

Tabela 5: Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de  $75 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 

Posição no riser (m)	Presente Trabalho Velocidade do Sólido (m/s)	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Velocidade do Sólido (m/s)	Diferença (%)
1,0	0,679	0,620	9,460
2,0	0,679	0,635	7,015
3,0	0,679	0,647	5,027
4,0	0,679	0,659	3,038

#### 4.2.2 Verificação do modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) para um fluxo de massa sólida de $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Na análise da verificação do modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012), considerando um fluxo de massa do sólido de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , velocidade do sólido inicial igual a  $0,133 \text{ m/s}$  e um

fator de sobre-relaxação em todas as variáveis de 0,9, obteve-se um resíduo MAX de  $1,094E^{-14}$ , Fig. 4.9.

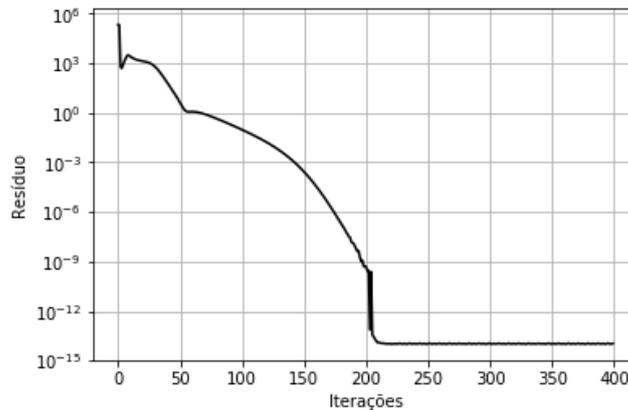


Figura 4.9: Resíduo MAX para um fluxo de massa do sólido de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Na Fig. 4.10 podem ser verificados os resultados das pressões para um fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$  dos dois modelos. Neste caso, verificou-se que ambas as soluções demonstraram concordância.

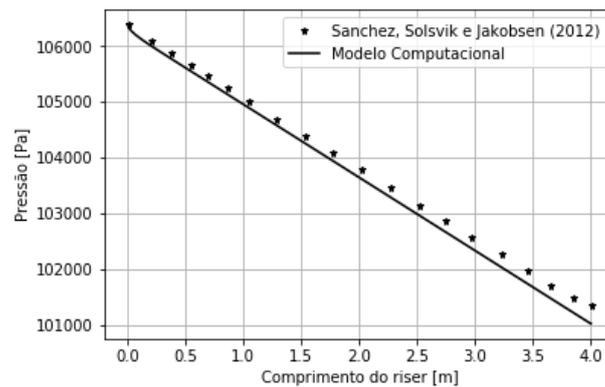


Figura 4.10: Perfil da pressão para o fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Observa-se ainda que a diferença entre as pressões de ambos os modelos são quase imperceptíveis, ou seja, apresentam diferenças menores que 1%, Tab. 6.

Tabela 6: Diferenças das pressões para um fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Posição no <i>riser</i> (m)	Presente Trabalho Pressão (kPa)	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Pressão (kPa)	Diferença (%)
1,0	104,952	105,082	0,125
2,0	103,639	103,803	0,158
3,0	102,325	102,525	0,195
4,0	101,018	101,334	0,312

Na Fig. 4.11, nota-se que as frações volumétricas do sólido apresentam coerência entre ambos os modelos, denotando uma queda abrupta logo após a entrada do *riser*.

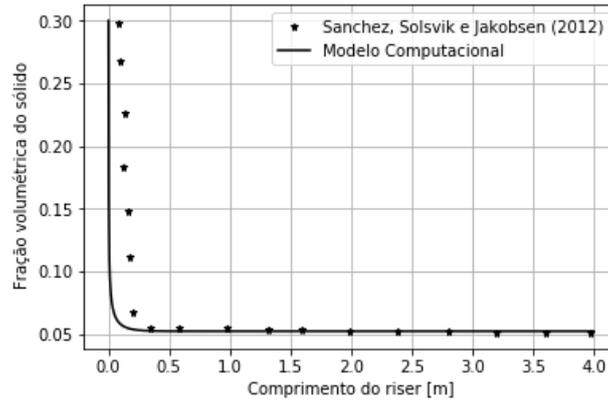


Figura 4.11: Perfil da fração volumétrica do sólido para o fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Conforme a Tab. 7, é perceptível a pequena diferença entre as frações volumétricas do modelo computacional e do modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012), resultando em um valor máximo de 3,198%, para o fluxo de massa de sólido igual a  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .

Tabela 7: Diferenças das frações volumétricas para um fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Posição no <i>riser</i> (m)	Presente Trabalho Fração volumétrica ( $\varepsilon_s$ )	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Fração volumétrica ( $\varepsilon_s$ )	Diferença (%)
1,0	0,0525	0,0542	3,198
2,0	0,0525	0,0528	0,523
3,0	0,0525	0,0516	1,650
4,0	0,0525	0,0512	2,627

Os resultados das velocidades do gás, Fig. 4.12, apresentaram conformidades, quando equiparados os modelos, para um fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . Na Tab. 8 as diferenças das velocidades do gás acabaram em valores inferiores a 5%.

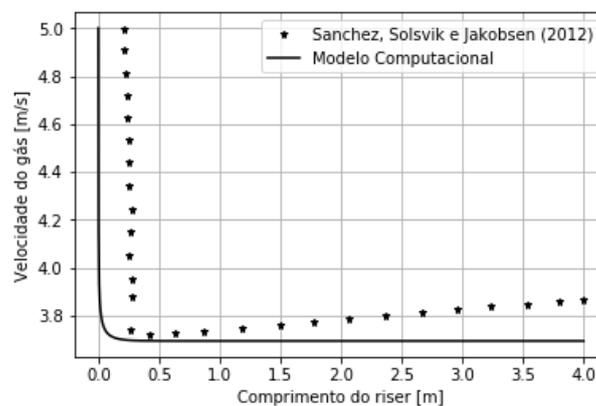
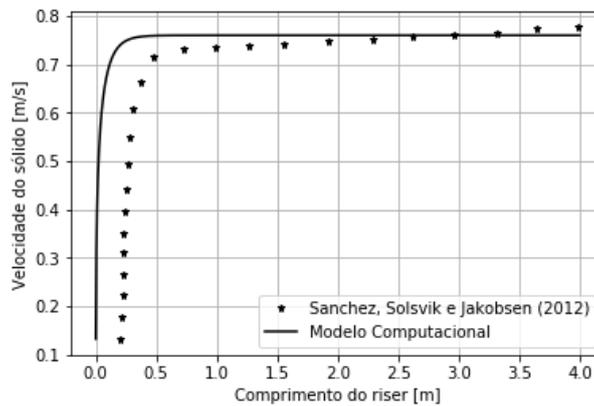


Figura 4.12: Perfil da velocidade do gás para o fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Tabela 8: Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 

Posição no riser (m)	Modelo	Sánchez, Solsvik	Diferença (%)
	Presente Trabalho do gás (m/s)	e Jakobsen (2012) Velocidade do gás (m/s)	
1,0	3,694	3,739	1,217
2,0	3,694	3,788	2,487
3,0	3,694	3,826	3,455
4,0	3,694	3,867	4,479

Na última análise, considerando um fluxo de massa igual a  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , a Fig. 4.13 mostra os resultados das velocidades dos sólidos apresentados pelos modelos. As diferenças dos valores comparados não ultrapassaram 4%, Tab. 9.

Figura 4.13: Perfil da velocidade do sólido para o fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Tabela 9: Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de  $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 

Posição no riser (m)	Presente	Sánchez, Solsvik	Diferença (%)
	Trabalho Velocidade do sólido (m/s)	e Jakobsen (2012) Velocidade do sólido (m/s)	
1,0	0,761	0,735	3,537
2,0	0,761	0,748	1,738
3,0	0,761	0,760	0,132
4,0	0,761	0,777	2,059

#### 4.2.3 Verificação do modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) para um fluxo de massa sólida de $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Para a última verificação, tendo em vista um fluxo de massa de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$  e um fator de sobre-relaxação em todas as variáveis de 0,6, o aplicativo encontrou um resíduo MAX de  $1,91E^{-2}$  até a sua convergência, Fig. 4.14.

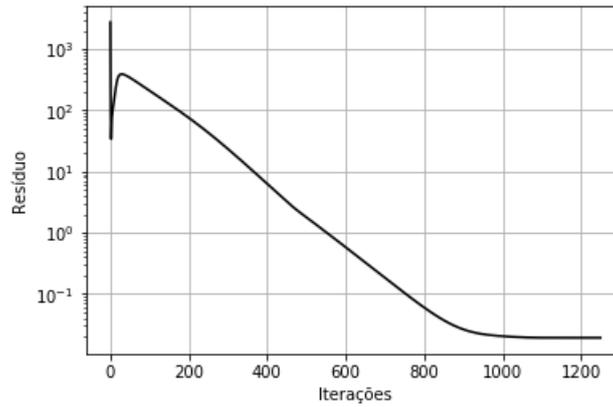


Figura 4.14: Resíduo MAX para um fluxo de massa do sólido de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$

As pressões, a medida que se aproximam do final do *riser*, Fig. 4.15, se distanciam, mantendo uma diferença entre seus valores menores que 1,5%, Tab. 10.

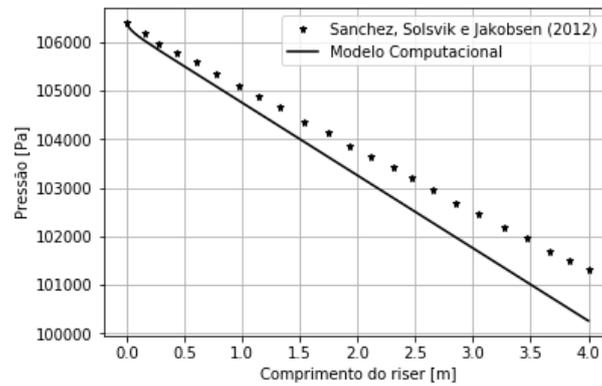


Figura 4.15: Perfil da pressão para o fluxo de massa de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Tabela 10: Diferenças das pressões para um fluxo de massa de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Posição no <i>riser</i> (m)	Presente Trabalho Pressão (kPa)	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Pressão (kPa)	Diferença (%)
1,0	104,742	105,091	0,332
2,0	103,247	103,865	0,595
3,0	101,752	102,511	0,741
4,0	100,264	101,317	1,039

Na Fig. 4.16 é ilustrado o perfil da fração volumétrica do sólido do modelo computacional equiparado com o modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012). Observando-se ainda que, na Tabela 11, a máxima diferença entre as frações volumétricas do sólido é de 7,361%.

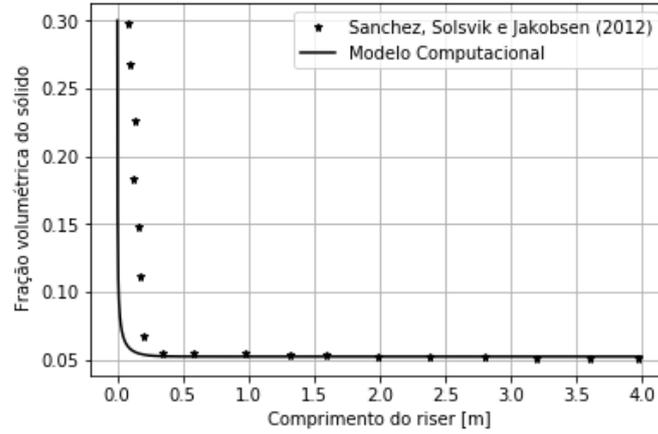


Figura 4.16: Perfil da fração volumétrica do sólido para o fluxo de massa de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Tabela 11: Diferenças das frações volumétricas para um fluxo de massa de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Posição no <i>riser</i> (m)	Presente Trabalho Fração volumétrica ( $\varepsilon_s$ )	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Fração volumétrica ( $\varepsilon_s$ )	Diferença (%)
1,0	0,0598	0,0597	0,168
2,0	0,0598	0,0589	1,528
3,0	0,0598	0,0581	2,926
4,0	0,0598	0,0557	7,361

A Fig. 4.17 mostra os resultados das velocidades do gás de ambas as análises, apresentando diferenças menores que 4,7%, Tab. 12.

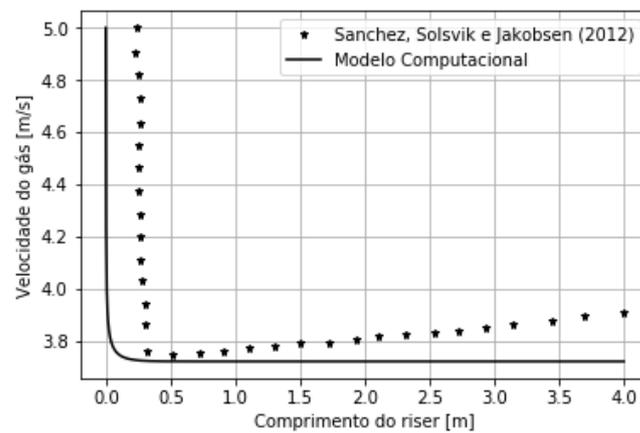
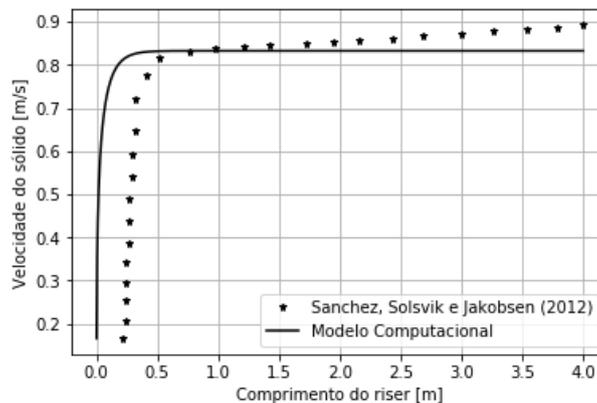


Figura 4.17: Perfil da velocidade do gás para o fluxo de massa de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Tabela 12: Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 

Posição no riser (m)	Presente Trabalho Velocidade do gás (m/s)	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Velocidade do gás (m/s)	Diferença (%)
1,0	3,723	3,773	1,335
2,0	3,723	3,808	2,241
3,0	3,723	3,854	3,383
4,0	3,723	3,909	4,767

Por fim, as velocidades dos sólidos obtidas nos modelos, mostradas na Fig. 4.18, quando comparadas, apresentaram uma diferença máxima de 6,614%, Tab. 13.

Figura 4.18: Perfil da velocidade do sólido para o fluxo de massa de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Tabela 13: Diferenças das velocidades para um fluxo de massa de  $125 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 

Posição no riser (m)	Presente Trabalho Velocidade do sólido (m/s)	Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012) Velocidade do sólido (m/s)	Diferença (%)
1,0	0,833	0,838	0,609
2,0	0,833	0,854	2,459
3,0	0,833	0,873	4,582
4,0	0,833	0,892	6,614

Todos os perfis obtidos e comparados são considerados razoáveis dadas as diferenças de complexidade entre o modelo proposto neste trabalho e o modelo de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012). Os aumentos nas frações volumétricas do sólido são seguidos pelo aumento nas velocidades do gás. Além disso, as velocidades do sólido exibem um crescimento acentuado imediatamente após a entrada do riser, sendo o local onde as fases apresentam a maior diferença de velocidades, que são diminuídas, em seguida, devido ao arrasto, acelerando as partículas sólidas para a parte superior do leito fluidizado.

#### 4.2.4 Verificação do balanço de energia

Além da necessidade de verificar o modelo hidrodinâmico nesse trabalho, é importante, também, comprovar a conservação energética dentro do sistema analisado. Sendo assim, no final de todas as análises, a equação do balanço de energia deve ser solucionada. Para isso, requer-se as propriedades físicas e os valores de entrada e saída, no *riser*, de temperaturas das fases, podendo ser representada pela seguinte expressão:

$$\dot{m}_g c_{p,g} T_g^{in} + \dot{m}_s c_{p,s} T_s^{in} = (\dot{m}_g c_{p,g} + \dot{m}_s c_{p,s}) T_f \quad (4.2)$$

onde  $T_f$  é a temperatura de saída, no regime de estabilização, no último ponto do *riser*.

### 4.3 Resultados Obtidos

A partir da verificação do modelo computacional, uma análise foi desenvolvida, levando em consideração dados de leitos fluidizados encontrados na literatura, para escoamento bifásico de ar e particulados de cobre, Tab. 14. Nesta parte do trabalho, a análise acontece em três etapas, discernindo apenas na variação da geometria do particulado, as propriedades físicas e geometria do *riser* permanecendo as mesmas.

Os dados obtidos para a análise, Tab. 14, são os de Arastoopour e Gidaspow (1979), com exceção do material da partícula, por conta da omissão no trabalho sobre o tipo de material utilizado. Nesse caso, o *riser* é do tipo laboratorial e segue o mesmo formato utilizado na discretização deste estudo, Fig. 3.1. Esse modelo foi escolhido pela simplicidade e facilidade de obtenção dos parâmetros físicos de ambas as fases, além de garantir resultados mais próximos de um caso real em leitos fluidizados.

Tabela 14: Dados de entrada: geometrias, propriedades físicas e variáveis de controle

<b>Geometrias</b>			
Diâmetro do <i>riser</i>	D	0,0762	[m]
Altura do <i>riser</i>	H	5,5	[m]
Esfericidade da partícula	$\phi$	1	
<b>Propriedades físicas</b>			
Fração volumétrica inicial do sólido	$\varepsilon_s^{in}$	0,1	
Fração volumétrica inicial do gás	$\varepsilon_g^{in}$	0,9	
Velocidade inicial do gás	$U_g^{in}$	11,065	[m/s]
Velocidade inicial do sólido	$U_s^{in}$	0,14	[m/s]
Pressão inicial do sistema	$P^{in}$	101,325E <sup>3</sup>	[N/m <sup>2</sup> ]
Temperatura inicial do gás	$T_g^{in}$	295	[K]
Temperatura inicial do particulado	$T_s^{in}$	600	[K]
Fluxo de massa do sólido	$W_s$	125	[kg/m <sup>2</sup> s]
Fluxo de massa do gás	$W_g$	12	[kg/m <sup>2</sup> s]
Vazão mássica do gás	$\dot{m}_g$	0,0547	[kg/s]
Vazão mássica do sólido	$\dot{m}_s$	0,572	[kg/s]
Massa específica do gás	$\rho_g$	1,205	[kg/m <sup>3</sup> ]
Massa específica do particulado	$\rho_s$	8954	[kg/m <sup>3</sup> ]
Calor específico do gás	$c_{p,g}$	1005	[J/kgK]
Calor específico do particulado	$c_{p,s}$	383	[J/kgK]
Área de troca térmica entre as fases	$A_{g,s}$	2,5	[m <sup>2</sup> ]
Condutividade térmica do particulado	$k_s$	386	[W/mK]
Condutividade térmica do gás	$k_g$	0,026	[W/mK]
<b>Variáveis de controle</b>			
Termo inicial estipulado	$A_1$	1,4E <sup>-5</sup>	[m]
Razão Geométrica	Q	1,008	
Número de Pontos	N	1617	
Iterações		200	
Sobre-Relaxação	$\omega_{ps}, \omega_{us}, \omega_{ug}, \omega_p, \omega_{tg}, \omega_{ts}$	1	

#### 4.3.1 Análise computacional para um particulado de diâmetro igual a $320 \mu m$

Para a primeira análise, considerando o diâmetro da partícula igual a  $320 \mu m$  e um fator de sobre-relaxação de 1, para todas as variáveis, a simulação do modelo foi realizada até a sua convergência, chegando a um resíduo MAX de  $7,0198E^{-13}$ , Fig 4.19.

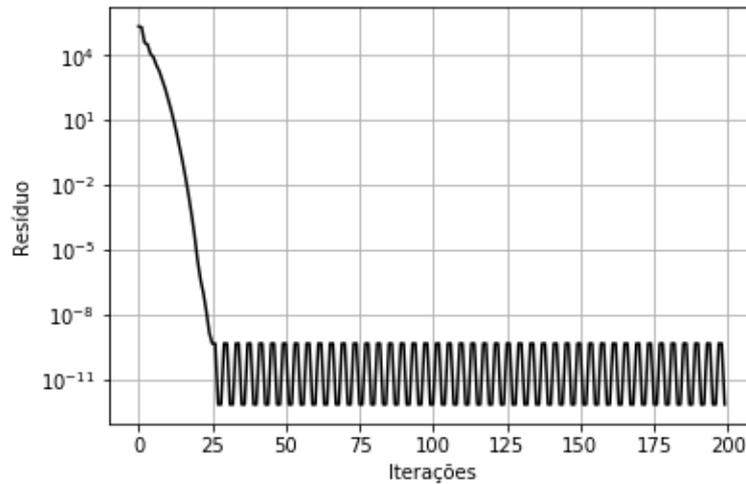


Figura 4.19: Resíduo MAX para um diâmetro de partícula igual a  $320 \mu m$

À medida em que as equações diferenciais são solucionadas na simulação, a concentração de sólidos no interior do decresce ao longo do comprimento do *riser*, Fig. 4.20, contudo, os maiores gradientes são observados na região de entrada.

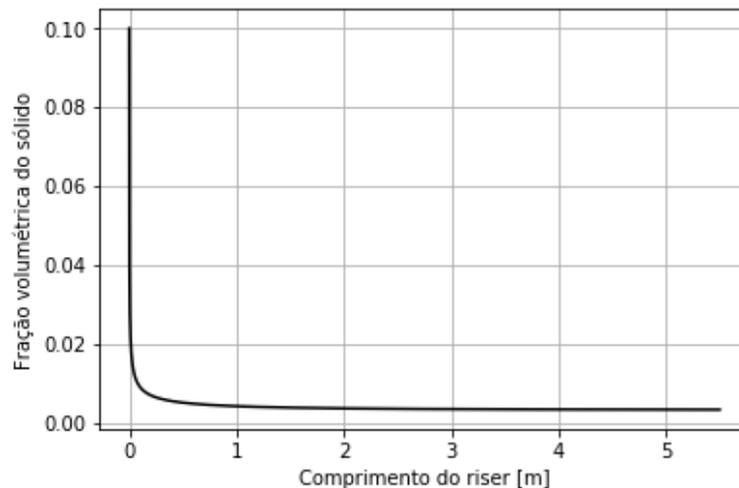


Figura 4.20: Perfil da fração volumétrica do sólido para um diâmetro de partícula igual a  $320 \mu m$

Cabe destacar que a fração volumétrica do sólido passa por uma queda íngreme logo após a sua entrada no *riser*, Fig. 4.20, resultando em um valor de  $\varepsilon_s = 0,0109$  em  $0,061 m$  do leito fluidizado, devido a elevada massa específica da partícula. A sua estabilização é garantida após os  $3,73 m$ , com um valor de  $\varepsilon_s = 0,0032$ .

Com as mudanças nas frações volumétricas das fases, as velocidades também variam até as suas estabilizações ao longo do leito fluidizado, Fig. 4.21. A velocidade do gás assume um comportamento diferente da fase sólida, decaindo rapidamente os seu valores próximo à entrada do leito fluidizado e estabilizando a um valor de  $9,994 \text{ m/s}$  em  $1,7 \text{ m}$ . A velocidade do sólido,  $U_s$ , estabiliza os seus valores a partir dos  $4,82 \text{ m}$  do *riser*, com um valor de  $4,31 \text{ m/s}$ .

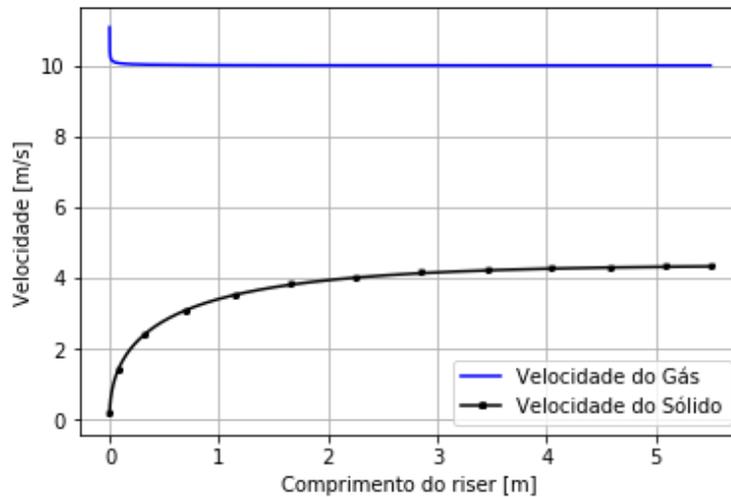


Figura 4.21: Perfis das velocidades das fases para um diâmetro de partícula igual a  $320 \mu\text{m}$

A pressão do sistema mostra uma diminuição quase linear ao longo do leito fluidizado, com uma queda de pressão total de  $2,6 \text{ kPa}$ , Fig. 4.22.

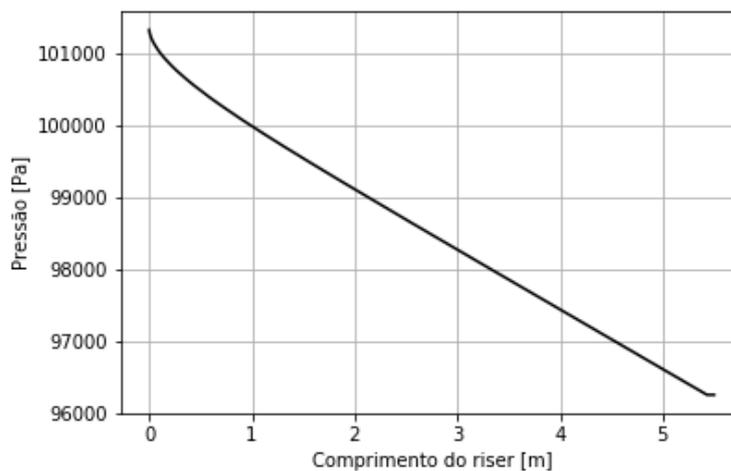


Figura 4.22: Perfil da pressão para um diâmetro de partícula igual a  $320 \mu\text{m}$

Na Fig. 4.23 são mostrados os perfis de temperaturas das fases sólida e gasosa, assim como a temperatura interna do sólido, ao longo do *riser*. Nesse caso, é obtida a variação da temperatura do gás com a temperatura da superfície sólida, além da variação da temperatura interna do sólido, em cada posição do leito. Nota-se ainda que, na Fig. 4.23, as temperaturas se aproximam a medida que o comprimento do leito fluidizado aumenta, igualando-se em  $4,28 \text{ m}$ , todas com temperaturas iguais a  $538,768 \text{ K}$ . Isto é devido às trocas térmicas entre as fases, controlado,

principalmente, pelas vazões mássicas de cada fase e o coeficiente de transferência de calor entre as fases,  $h_{g,s}$ . A temperatura interna da partícula assume o mesmo valor da temperatura da superfície da partícula no início do *riser*. Em seguida, as temperaturas (superfície e interna) resultam em valores distintos até o momento em que elas se encontram novamente em um determinado ponto do leito.

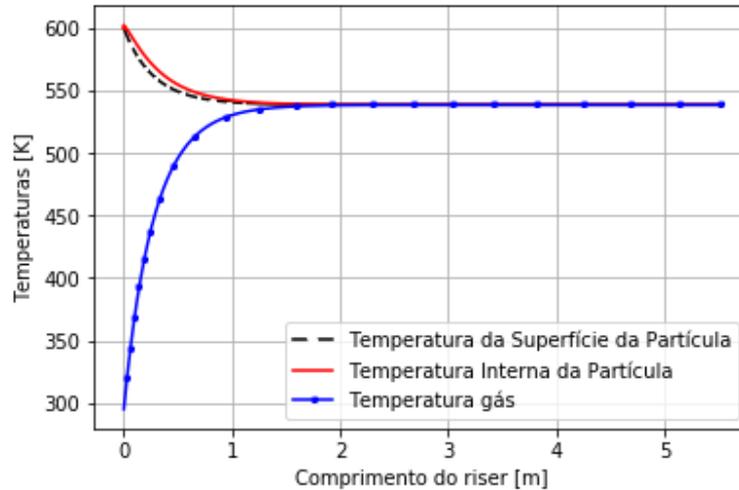
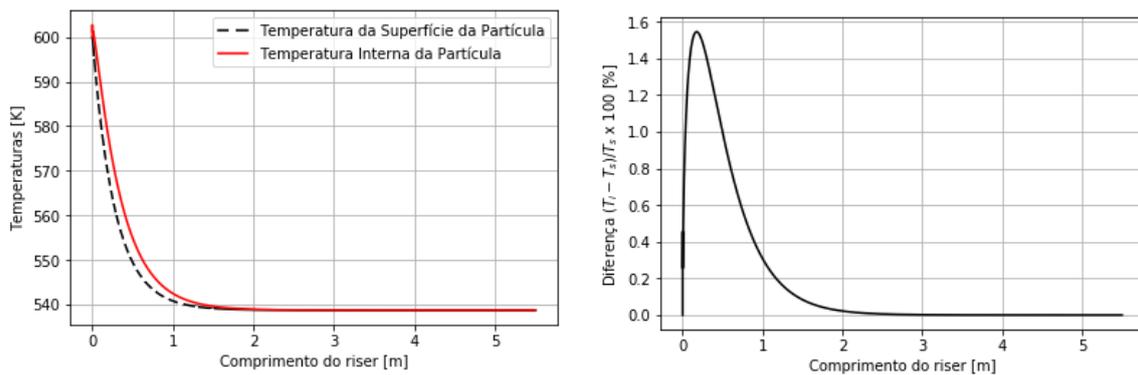


Figura 4.23: Perfil das temperaturas para um diâmetro de partícula igual a  $320 \mu m$

Para melhor compreensão, a Fig. 4.24a mostra o comportamento dos perfis das temperaturas da superfície e interna da partícula. Mesmo após a estabilização entre as temperaturas do gás e da superfície do particulado, em  $4,28 m$ , a temperatura interna chegou a este valor após um comprimento de  $4.012 m$  do *riser*.



(a) Perfil das temperaturas da superfície e interna da partícula

(b) Diferença percentual entre a temperatura de superfície e interna do particulado

Figura 4.24: Análise das temperaturas superficiais e internas para um diâmetro de partícula igual a  $320 \mu m$

A diferença percentual máxima entre as temperaturas da superfície e interna da partícula corresponde a  $1,55\%$  no ponto situado a um deslocamento de  $0,175 m$ , Fig 4.24b.

Para garantir que a conservação de energia do sistema esteja correta, realizou-se o balanço de energia entre a entrada e a saída do *riser*, Eq. (4.2).

Substituindo, na Eq. (4.2), os valores das temperaturas de entrada,  $T_g^{in}=295\text{ K}$  e  $T_s^{in}=600\text{ K}$ , os valores dos calores específicos,  $c_{p,g}=1005\text{ J/kgK}$  e  $c_{p,s}=383\text{ J/kgK}$ , os valores das vazões mássicas,  $\dot{m}_g=0,0547\text{ kg/s}$  e  $\dot{m}_s=0,572\text{ kg/s}$ . Calculando-se o  $T_f$  através da Eq. (4.2) cujo valor é  $538,818\text{ K}$  e comparando com o valor calculado numericamente,  $538,768\text{ K}$ , a diferença absoluta entre este é de apenas  $0,050\text{ K}$ , valor este que mostra que o balanço de energia é conservado entre a entrada e a saída do *riser*.

Contudo, além dos resultados obtidos nas equações de conservação e quantidade de movimento, pode-se ilustrar os principais valores (variáveis com maior influência no sistema de equações) retirados das equações constitutivas, Fig. 4.25.

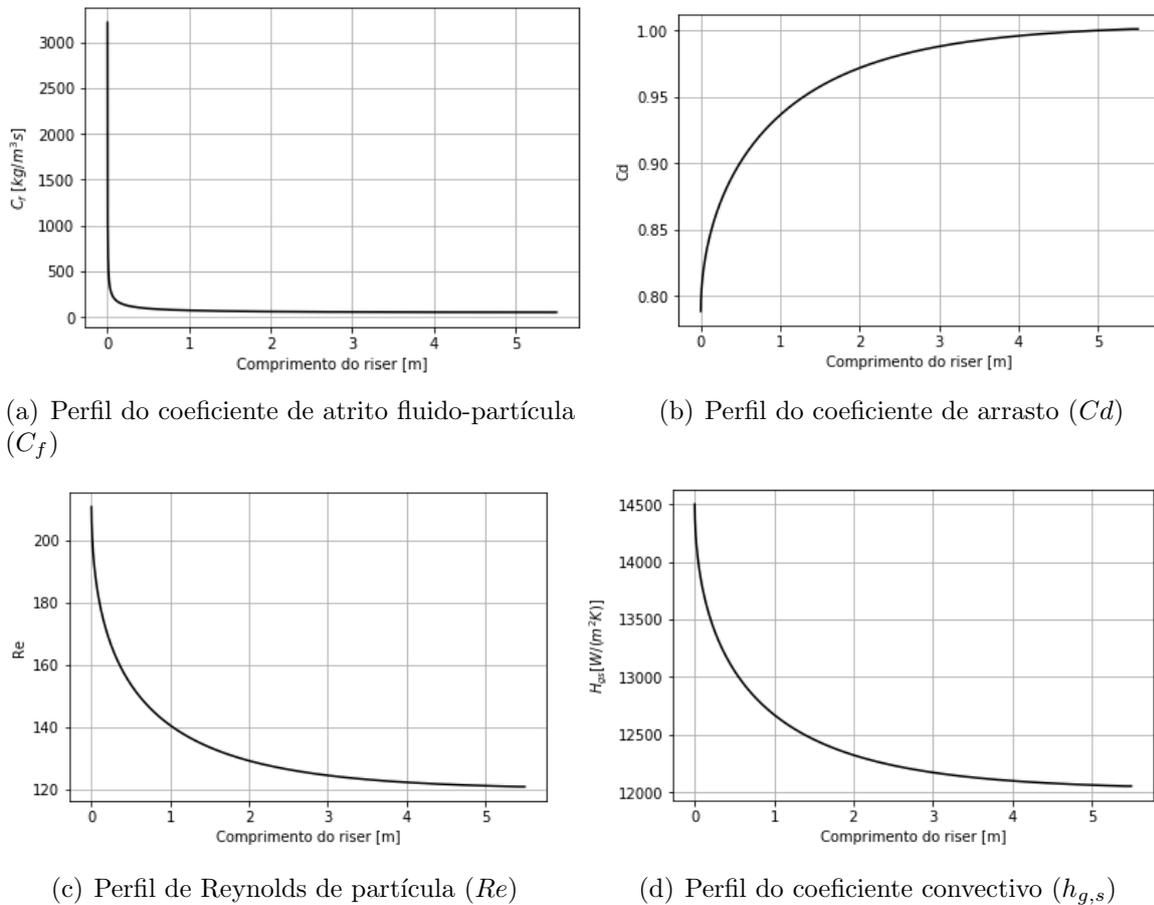


Figura 4.25: Perfis dos valores obtidos nas equações constitutivas

Na Fig. 4.25a cabe notar uma queda repentina no coeficiente de atrito fluido-partícula, enquanto que o coeficiente de arrasto, número de Reynolds de partícula e coeficiente convectivo, Figs. 4.25b, 4.25c e 4.25d, apresentam curvas mais suaves até o comprimento final do *riser*.

### 4.3.2 Análise computacional para um particulado de diâmetro igual a $420\text{ }\mu\text{m}$

Na Fig. 4.26 tem-se o resíduo obtido na simulação para um diâmetro de partícula igual a  $420\text{ }\mu\text{m}$ . O resíduo MAX obtido na convergência desta análise foi de  $7,6730E^{-15}$ .

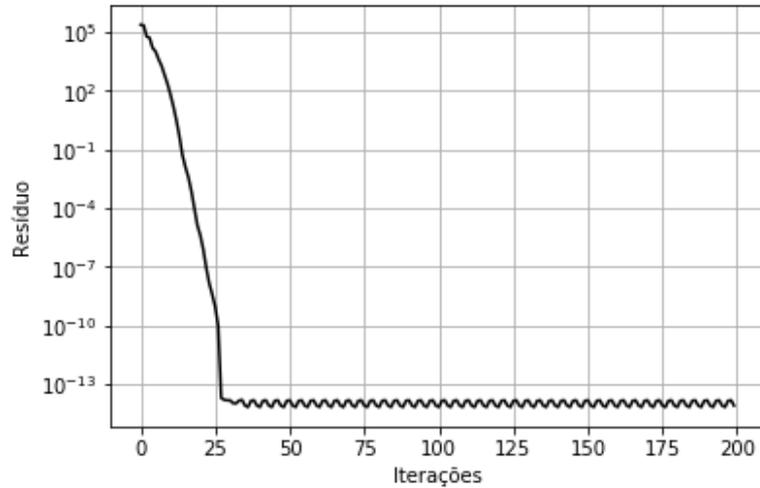


Figura 4.26: Resíduo MAX para um diâmetro de partícula igual a  $420 \mu m$

A fração volumétrica do sólido, representada pela Fig. 4.27, tende a ter o mesmo comportamento da fração volumétrica da etapa anterior. Porém, com a diferença da geometria do sólido,  $\varepsilon_s$  passa a assumir um valor constante de 0,00489, a partir de um comprimento igual a  $5,26 m$ .

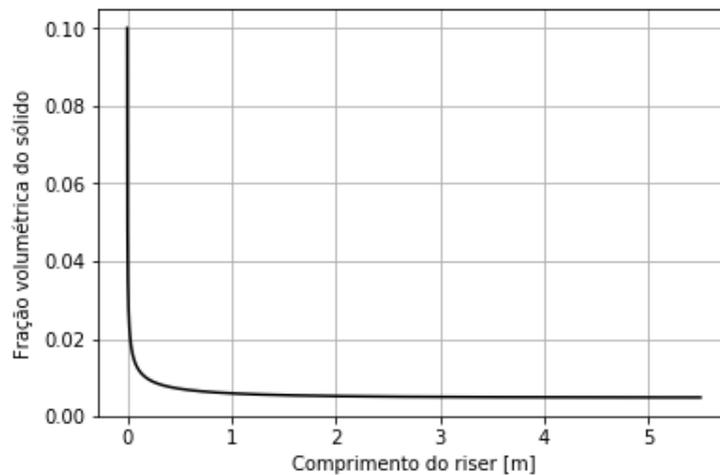


Figura 4.27: Perfil da fração volumétrica do sólido para um diâmetro de partícula igual a  $420 \mu m$

As velocidades dos sólidos apresentam valores inferiores quando comparadas com a etapa anterior, tendendo ao mesmo valor a partir de  $3,21 m$  com um valor aproximado de  $2,80 m/s$ . Enquanto que a velocidade do gás se aproxima do seu valor constante próximo a um comprimento de  $4,012 m$  com  $U_g=10,008 m/s$ , Fig. 4.28.

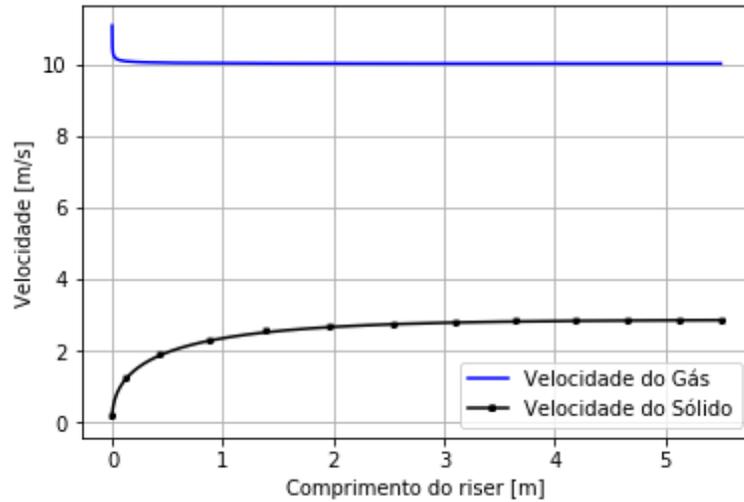


Figura 4.28: Perfis das velocidades das fases para um diâmetro de partícula igual a  $420 \mu m$

A pressão do sistema, para um diâmetro de partícula igual a  $420 \mu m$ , apresenta uma queda mais acentuada em relação a análise anterior, Fig. 4.29, resultando em uma queda total de  $3,28 kPa$ .

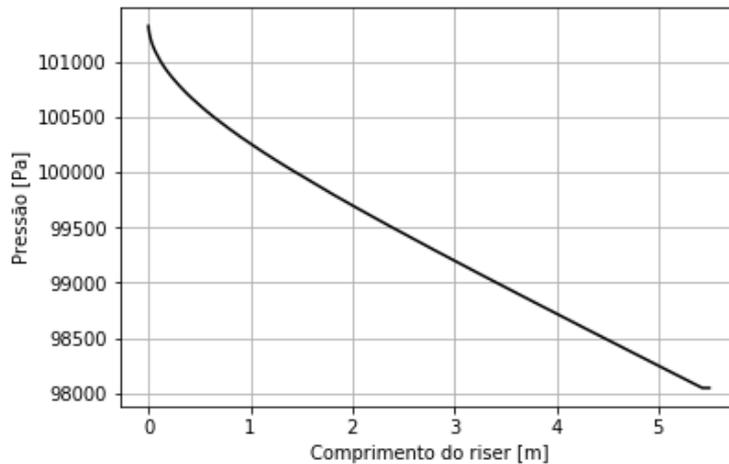


Figura 4.29: Perfil da pressão para um diâmetro de partícula igual a  $420 \mu m$

As temperaturas das fases, na Fig. 4.30, para um diâmetro de partícula igual a  $420 \mu m$ , se estabilizam quando o deslocamento no interior do *riser* for igual a  $4,897 m$ , garantindo um valor de temperatura igual para todas as fases, incluindo o interior do particulado, cuja a temperatura é de  $538,77 K$ .

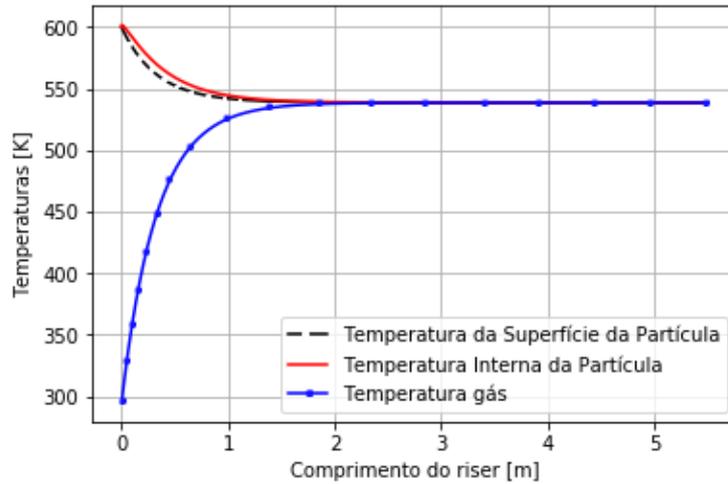
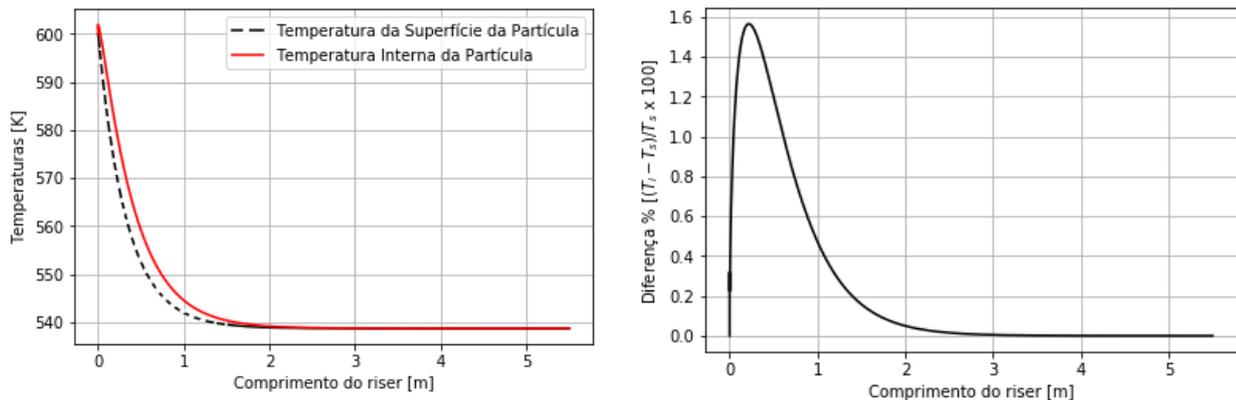


Figura 4.30: Perfis das temperaturas para um diâmetro de partícula igual a  $420 \mu m$

A temperatura interna e de superfície atingem o valor um valor contante,  $538,77 K$ , na altura do leito fluidizado em aproximadamente  $4,594 m$ , Fig. 4.31a. Nota-se, também, que a diferença percentual entre a temperatura interna com a temperatura de superfície foi de  $1,6\%$ , com um diâmetro da partícula de  $420 \mu m$ , Fig. 4.31b.



(a) Perfil das temperaturas da superfície e interna da partícula (b) Diferença percentual entre a temperatura de superfície e interna do particulado

Figura 4.31: Análise das temperaturas superficiais e internas para um diâmetro de partícula igual a  $420 \mu m$

Com uma temperatura final calculada numericamente, na saída do *riser*, de  $538,77 K$ , comparando com  $T_f=538,818 K$  obtida pela Eq. (4.2), a diferença absoluta calculada entre elas foi de  $0,048 K$ , garantindo assim a conservação de energia no sistema.

As variáveis principais obtidas das equações constitutivas também apresentam diferenças significativas, comparando aos valores anteriores. Havendo uma diminuição do coeficiente de atrito fluido-partícula, Fig. 4.32a, do coeficiente de atrito, Fig. 4.32b, aumento do número de Reynolds de partícula, Fig. 4.32c, e a diminuição do coeficiente convectivo, Fig. 4.32d.

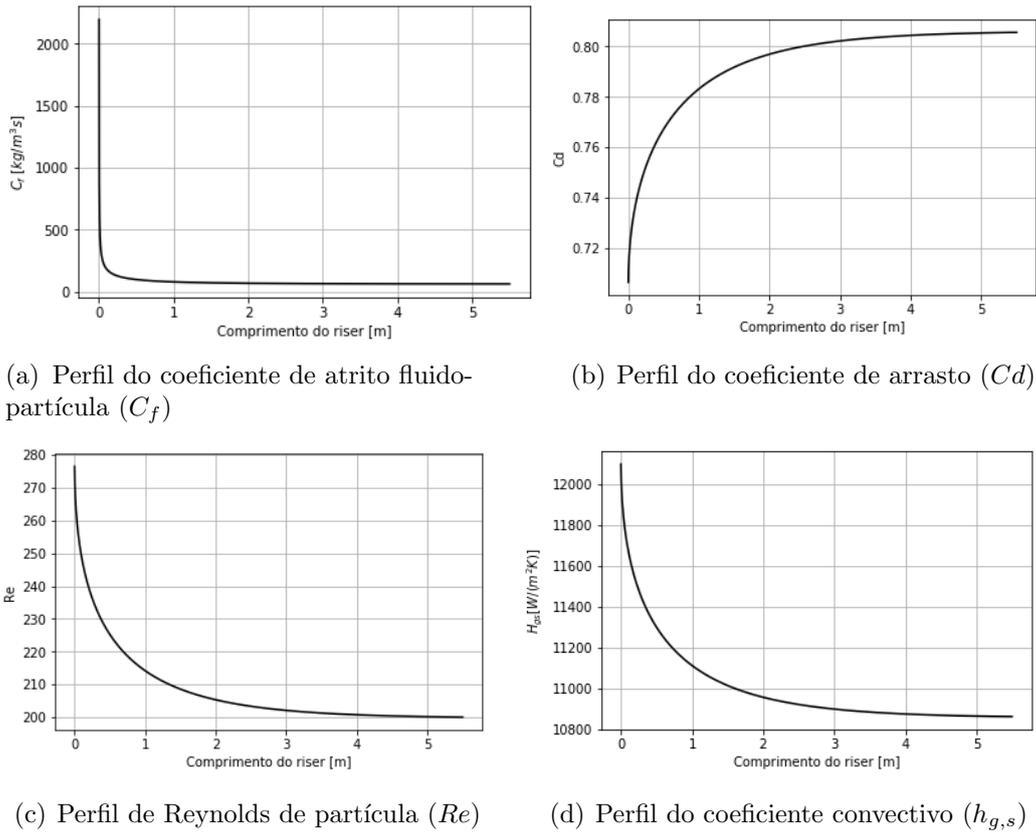


Figura 4.32: Perfis dos valores obtidos nas equações constitutivas

### 4.3.3 Análise computacional para um particulado de diâmetro igual a $520 \mu m$

Nesta última análise, para um diâmetro de partícula igual a  $520 \mu m$ , utilizando um fator de sobre-relaxação no valor de 1, o resíduo MAX encontrado após a convergência foi de  $1,5839E^{-14}$ , Fig. 4.33.

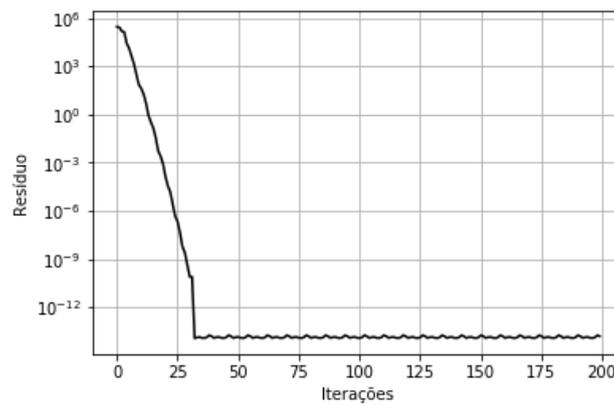


Figura 4.33: Resíduo MAX para um diâmetro de partícula igual a  $520 \mu m$

A fração volumétrica do sólido, quando equiparada com as últimas duas análises, apresentou um aumento relativamente maior, um  $\varepsilon_s$  de 0,00904, tendendo à estabilização após  $3,918 m$ , Fig. 4.34.

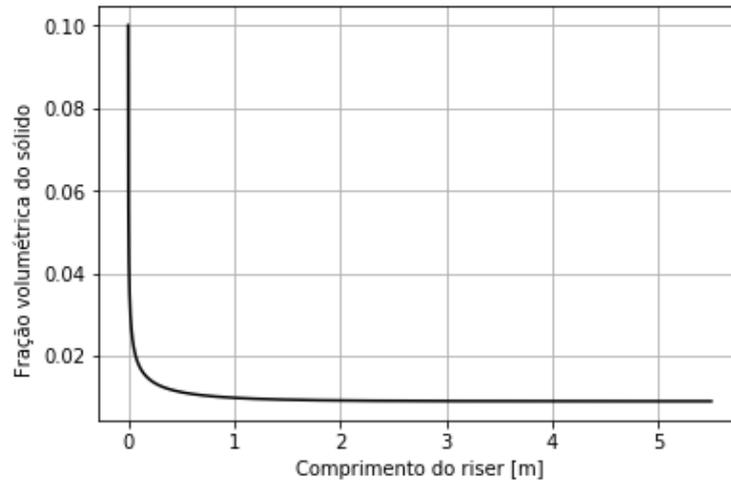


Figura 4.34: Perfil da fração volumétrica do sólido para um diâmetro de partícula igual a  $520 \mu m$

A velocidade do sólido neste caso diminuiu ainda mais em relação às análises anteriores, Fig. 4.35. Enquanto que, para o comportamento da curva do gás, não houve alterações significativas. A velocidade da partícula,  $U_s$ , mantém seus valores constantes em aproximadamente a  $4,74 m$  da entrada do *riser*, chegando a um valor de  $1,55 m/s$ . A velocidade do gás,  $U_g$ , se estabiliza após  $4,74 m$ , com uma velocidade de aproximadamente  $10,05 m/s$ .

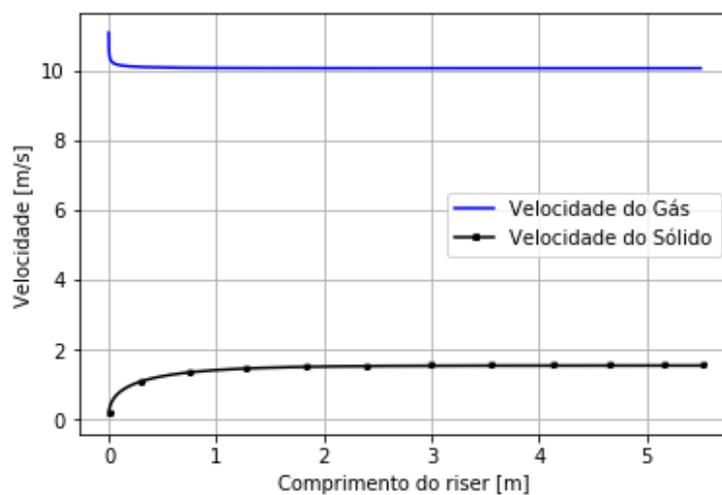


Figura 4.35: Perfis das velocidades das fases para um diâmetro de partícula igual a  $520 \mu m$

A queda de pressão do gás neste caso, Fig. 4.36, atingiu um valor mais significativo, com uma queda de  $5,08 kPa$ . Porém, mesmo com as diferenças nas geometrias, pode-se notar que as curvas apresentam as mesmas características, próximas a uma função linear.

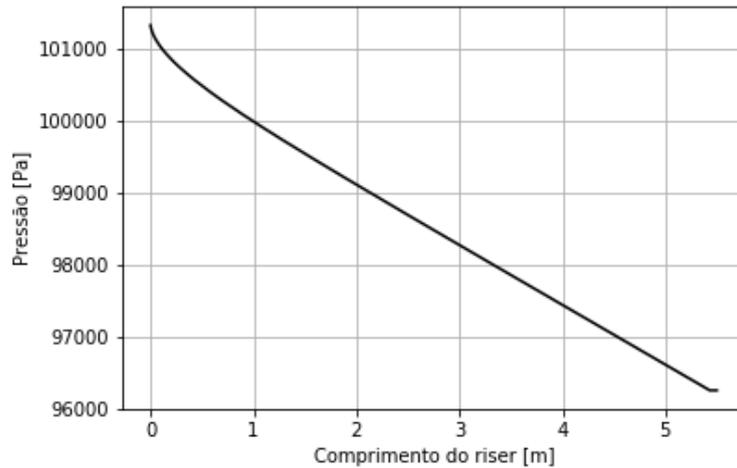


Figura 4.36: Perfil da pressão para um diâmetro de partícula igual a  $520 \mu m$

Na Fig. 4.37 são apresentados os perfis de temperaturas para as duas fases e temperatura interna do sólido, para um diâmetro de  $520 \mu m$ . Observa-se que as temperaturas atingem a sua constância de valor após  $5,35 m$ , próximo à saída do *riser*, resultando em uma temperatura de  $538,768 k$ .

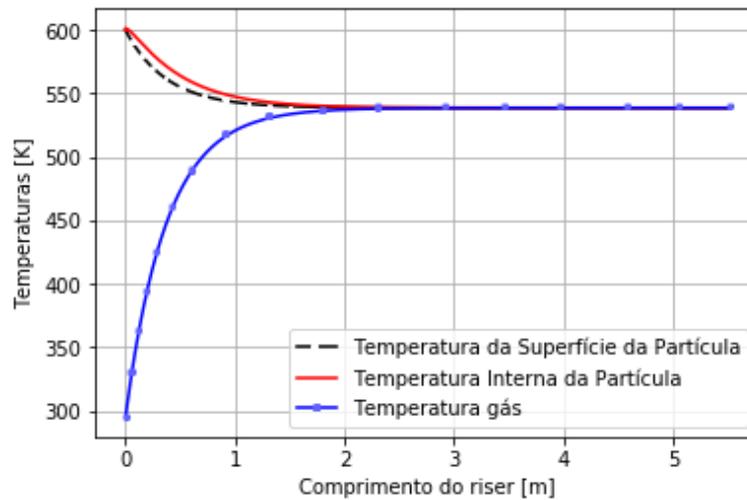
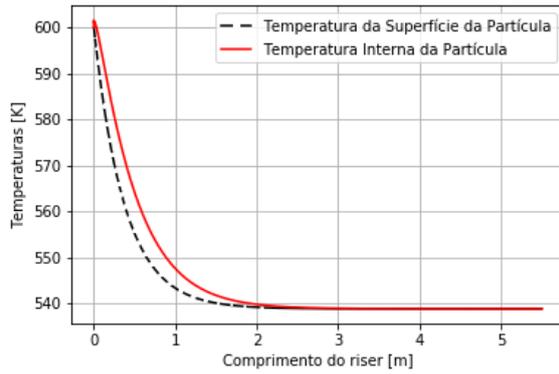


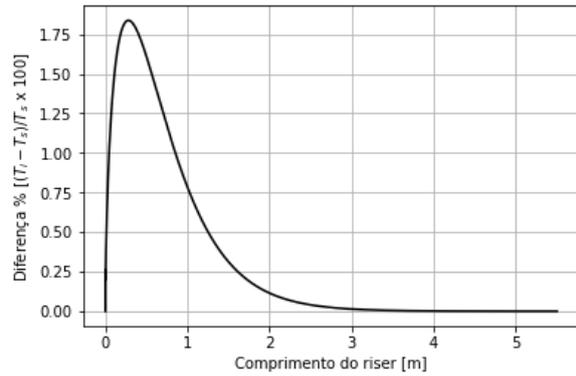
Figura 4.37: Perfis das temperaturas para um diâmetro de partícula igual a  $520 \mu m$

Cabe reforçar que as temperaturas internas e da superfície do sólido atingiram os mesmos valores em  $5,22 m$  do leito fluidizado, com temperaturas de  $538,768 K$ , Fig. 4.38a. A diferença das temperaturas, superficial e interna, atinge o seu valor máximo em  $0,28 m$  no *riser*, com uma diferença de  $1,83\%$ , Fig. 4.38b. Nota-se ainda que valor da diferença é diretamente proporcional ao tamanho da partícula.

Neste último caso, com uma temperatura final ( $T_f$ ) calculada numericamente de  $538,768 K$ , o balanço de energia foi satisfeito, quando comparado com a temperatura  $T_f$  encontrada na Eq. (4.2), resultando em uma diferença absoluta entre elas de aproximadamente  $0,050 K$ .



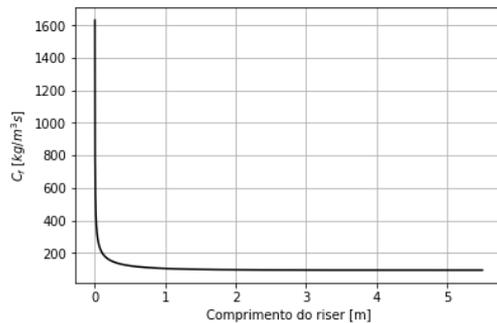
(a) Perfil das temperaturas da superfície e interna da partícula



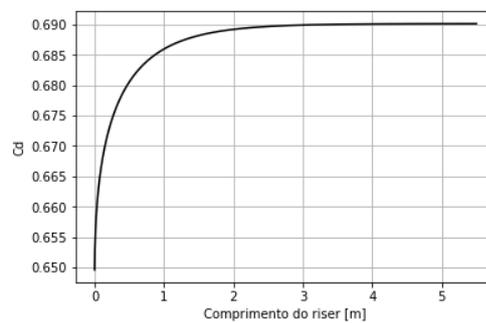
(b) Diferença percentual entre a temperatura de superfície e interna do particulado

Figura 4.38: Análise das temperaturas superficiais e internas para um diâmetro de partícula igual a  $520 \mu m$

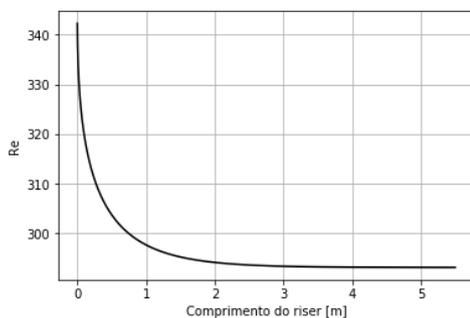
Das equações constitutivas, os valores dos coeficientes de atrito fluido-partícula, Fig. 4.39a, o coeficiente de arrasto, Fig. 4.39b e o coeficiente convectivo, Fig. 4.39d, diminuiram ainda mais em relação aos outros casos. Enquanto que para o número de Reynolds de partícula, Fig. 4.39c, houve um acréscimo, quando comparado com as análises passadas.



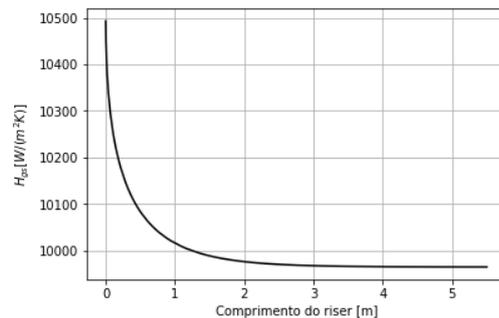
(a) Perfil do coeficiente de atrito fluido-partícula ( $C_f$ )



(b) Perfil do coeficiente de arrasto ( $C_d$ )



(c) Perfil de Reynolds de partícula ( $Re$ )



(d) Perfil do coeficiente convectivo ( $h_{g,s}$ )

Figura 4.39: Perfis dos valores obtidos nas equações constitutivas

#### 4.3.4 Diferenças das Temperaturas Internas

Na Fig. 4.40 são representadas as diferenças percentuais entre a temperatura interna e de superfície nos três casos analisados anteriormente, para diferentes diâmetros de partícula. Nota-se ainda que, a medida que o diâmetro do sólido aumenta, a diferença também aumenta.

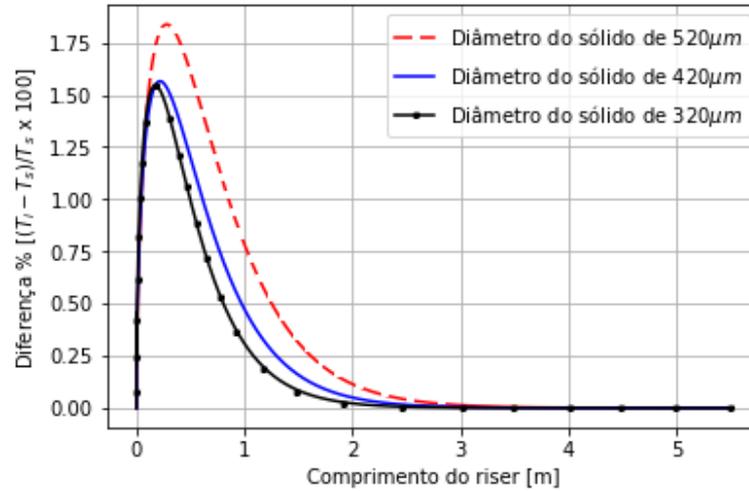


Figura 4.40: Perfis das diferenças percentuais nas três análises

Da mesma forma, na Fig. 4.40, as temperaturas internas se equiparam à temperatura da superfície, atingindo uma diferença percentual nula. Porém, por conta do aumento do diâmetro do sólido, a temperatura interna pode se igualar momentos à frente no *riser*. Como é o caso da curva para um diâmetro de partícula igual a  $520 \mu m$ , que percorre um caminho maior no leito fluidizado para atingir a mesma temperatura da superfície, próximo dos  $4 m$ .

## 5 CONCLUSÃO

Este estudo possibilitou o desenvolvimento de um modelo capaz de contabilizar os efeitos da condução de calor no interior de sólidos esféricos, presentes em um leito fluidizado, com escoamento de característica incompressível, de regime permanente e do tipo *plug flow*, utilizando uma solução de condução analítica disponível na literatura para um partícula esférica. Além da formulação analítica, também foram utilizadas equações de conservação de massa e energia e quantidade de movimento, seguidas das suas equações constitutivas.

Com a finalidade de garantir a qualidade do modelo desenvolvido, foram realizadas duas verificações das equações de conservação e quantidade de movimento, para diferentes fluxos de massa localizadas dentro de um *riser*. Para a primeira verificação, foi empregado o modelo de Tsuo e Gidaspow (1990), onde a comparação foi realizada a partir das frações volumétricas do sólido obtidas. Neste caso, ambas as frações volumétricas tiveram um decréscimo acentuado após a entrada no leito fluidizado, porém, à medida em que as partículas avançam no *riser*, seus valores acabam estabilizando-se. No entanto, é importante ressaltar que os resultados apresentaram boa concordância, quando comparados. Na segunda verificação, a comparação foi analisada mediante aos valores obtidos dos resultados de Sánchez, Solsvik e Jakobsen (2012). Nesse sentido, os resultados foram divididos em três etapas, sendo cada uma representada por um fluxo de massa diferente. Os erros apresentados não ultrapassaram valores expressivos, chegando a um valor máximo de 9,40%. Com isso, conclui-se que o modelo desenvolvido foi devidamente verificado e apresenta confiabilidade.

Para a obtenção dos resultados foram empregadas três análises, utilizando os dados geométricos e físicos de Arastoopour e Gidaspow (1979), com exceção das propriedades físicas do sólido. Em cada etapa da análise, foi utilizado um diâmetro de partícula diferente, para demonstrar as diferenças de temperaturas internas e superficiais ao longo do *riser*. Além disso, no final de todas as simulações são realizadas o cálculo do balanço energético, para garantir que esteja ocorrendo a conservação de energia no sistema. Na primeira etapa utilizou-se um diâmetro de partícula igual a  $320 \mu m$ , na segunda um diâmetro de  $420 \mu m$  e por último um diâmetro de  $520 \mu m$ .

Os valores obtidos das velocidades, frações volumétricas, pressão e temperatura das fases, demonstraram as mesmas características em todas as etapas, porém com valores menores, tal consequência é dada pelo aumento dos coeficientes de atrito. As diferenças percentuais entre a temperatura de superfície e interna crescem, à medida em que o diâmetro do sólido aumenta. Na última etapa, essa diferença chegou a quase 2%, aumentando apenas  $10^{-4} m$  do seu valor anterior. Essas diferenças geométricas são ínfimas, porém, dependendo do material de partícula utilizado no leito fluidizado, o não controle da temperatura interna e de superfície, pode ocasionar em consequências irreparáveis, principalmente na perda de matéria prima e de suas propriedades químicas.

## 5.1 Sugestões de Continuidade

Algumas sugestões para futuras pesquisas:

- Analisar a troca térmica interna de partículas com geometrias diferentes da esférica;
- Levar em consideração as trocas de calor devido ao contato partícula-partícula;
- Apresentar um modelo para um sistema de característica compressível;
- Considerar a transferência de massa no sistema;
- Comparar a perda de matéria prima e propriedades químicas com uma maior diferença entre a temperatura interna e de superfície.

## 6 REFERÊNCIAS

- ADJAYE, J. D.; BAKHSHI, N. Production of hydrocarbons by catalytic upgrading of a fast pyrolysis bio-oil. part i: Conversion over various catalysts. *Fuel Processing Technology*, Elsevier, v. 45, n. 3, p. 161–183, 1995.
- AHSAN, M. Prediction of gasoline yield in a fluid catalytic cracking (fcc) riser using k-epsilon turbulence and 4-lump kinetic models: A computational fluid dynamics (cfd) approach. *Journal of King Saud University-Engineering Sciences*, Elsevier, v. 27, n. 2, p. 130–136, 2015.
- ALI, H.; ROHANI, S.; CORRIOU, J. Modelling and control of a riser type fluid catalytic cracking (fcc) unit. *Chemical Engineering Research and Design*, Elsevier, v. 75, n. 4, p. 401–412, 1997.
- ANGEL, J. D. M. et al. Caracterização de cinza obtida por combustão de casca de arroz em reator de leito fluidizado. *Química nova*, SciELO Brasil, v. 32, n. 5, p. 1110–1114, 2009.
- ARASTOOPOUR, H. Numerical simulation and experimental analysis of gas/solid flow systems: 1999 fluor-daniel plenary lecture. *Powder Technology*, Elsevier, v. 119, n. 2-3, p. 59–67, 2001.
- ARASTOOPOUR, H.; GIDASPOW, D. Vertical pneumatic conveying using four hydrodynamic models. *Industrial & engineering chemistry fundamentals*, ACS Publications, v. 18, n. 2, p. 123–130, 1979.
- AZARNIVAND, A.; BEHJAT, Y.; SAFEKORDI, A. A. Cfd simulation of gas–solid flow patterns in a downscaled combustor-style fcc regenerator. *Particuology*, Elsevier, v. 39, p. 96–108, 2018.
- BURGGRAEVE, A. et al. Process analytical tools for monitoring, understanding, and control of pharmaceutical fluidized bed granulation: a review. *European Journal of Pharmaceutics and Biopharmaceutics*, Elsevier, v. 83, n. 1, p. 2–15, 2013.
- BURKOT, C. R. A qualidade desejada na secagem e armazenagem de grãos em uma cooperativa no município de ponta grossa–pr. *Revista de Gestão e Organizações Cooperativas*, v. 1, n. 2, p. 39–50, 2014.
- BUTCHER, J. C. *Numerical methods for ordinary differential equations*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2016.
- CENGEL, Y. *Heat and mass transfer: fundamentals and applications*. [S.l.]: McGraw-Hill Higher Education, 2014.
- DALIR, N. Exact analytical solution for 3d time-dependent heat conduction in a multilayer sphere with heat sources using eigenfunction expansion method. *International scholarly research notices*, Hindawi, v. 2014, 2014.
- DAVIDSON, J.; HARRISON, D. *Fluidized particles* cambridge univ. Press, Cambridge, 1963.

- DEWETTINCK, K.; HUYGHEBAERT, A. Fluidized bed coating in food technology. *Trends in Food Science & Technology*, Elsevier, v. 10, n. 4-5, p. 163–168, 1999.
- FENG, Y. et al. Discrete thermal element modelling of heat conduction in particle systems: Basic formulations. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 227, n. 10, p. 5072–5089, 2008.
- FLUENT, A. et al. Theory guide. *Ansys Inc*, 2015.
- GAN, J.; ZHOU, Z.; YU, A. Particle scale study of heat transfer in packed and fluidized beds of ellipsoidal particles. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 144, p. 201–215, 2016.
- GELDART, D. Types of gas fluidization. *Powder technology*, Elsevier, v. 7, n. 5, p. 285–292, 1973.
- GEORG, I. C. et al. Modelagem e simulação numérica tridimensional transiente do escoamento gás-sólido em um reator de craqueamento catalítico em leito fluidizado. 2005.
- GIDASPOW, D. *Multiphase flow and fluidization: continuum and kinetic theory descriptions*. [S.l.]: Academic press, 1994.
- GOLRIZ, M.; GRACE, J. Predicting heat transfer in large-scale cfb boilers. *Circulating fluidized bed technology VII*, Candian Society for Chemical Engineering, Gilmore Printing Services Inc. Ottawa, ON, Canada, p. 121–128, 2002.
- GUAN, Y. et al. Three-dimensional cfd simulation of hydrodynamics in an interconnected fluidized bed for chemical looping combustion. *Powder Technology*, Elsevier, v. 268, p. 316–328, 2014.
- GUARDO, A. et al. Cfd study on particle-to-fluid heat transfer in fixed bed reactors: Convective heat transfer at low and high pressure. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 61, n. 13, p. 4341–4353, 2006.
- HAN, I.-S.; CHUNG, C.-B. Dynamic modeling and simulation of a fluidized catalytic cracking process. part i: Process modeling. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 56, n. 5, p. 1951–1971, 2001.
- HOU, B.; LI, H. Relationship between flow structure and transfer coefficients in fast fluidized beds. *Chemical Engineering Journal*, Elsevier, v. 157, n. 2-3, p. 509–519, 2010.
- JR, V. W. W.; NACE, D. M. Kinetics of catalytic cracking selectivity in fixed, moving, and fluid bed reactors. *AIChE Journal*, Wiley Online Library, v. 16, n. 3, p. 397–404, 1970.
- KARUNANITHI, S. et al. A study on comparison of jacobi, gauss-seidel and sor methods for the solution in system of linear equations. 2018.
- KUNII, D.; LEVENSPIEL, O. *Fluidization engineering*. [S.l.]: Elsevier, 2013.
- LAVINE, A.; BERGMAN, T. Small and large time solutions for surface temperature, surface heat flux, and energy input in transient, one-dimensional conduction. *Journal of Heat Transfer*, American Society of Mechanical Engineers, v. 130, n. 10, p. 101302, 2008.

- LI, H. et al. Enhancing the production of biofuels from cottonseed oil by fixed-fluidized bed catalytic cracking. *Renewable Energy*, Elsevier, v. 34, n. 4, p. 1033–1039, 2009.
- LIMA, P. M. et al. Análise da fluidodinâmica de calor em leito de jorro com alimentação contínua de sólidos pela base. Universidade Federal de São Carlos, 2004.
- LINDBORG, H.; LYSBERG, M.; JAKOBSEN, H. A. Practical validation of the two-fluid model applied to dense gas–solid flows in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 62, n. 21, p. 5854–5869, 2007.
- LOHA, C.; CHATTOPADHYAY, H.; CHATTERJEE, P. K. Euler-euler cfd modeling of fluidized bed: Influence of specular coefficient on hydrodynamic behavior. *Particuology*, Elsevier, v. 11, n. 6, p. 673–680, 2013.
- LÓPEZ-ISUNZA, F. Dynamic modelling of an industrial fluid catalytic cracking unit. *Computers & chemical engineering*, Elsevier, v. 16, p. S139–S148, 1992.
- LUNA, C. M. R. Análise e demonstração do comportamento do escoamento bifásico gás-sólido. Universidade Estadual Paulista (UNESP), 2009.
- MALISKA, C. R. *Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional*. [S.l.]: Grupo Gen-LTC, 2017.
- MCMASTERS, R. L. et al. Methodology to generate accurate solutions for verification in transient three-dimensional heat conduction. *Numerical Heat Transfer: Part B: Fundamentals*, Taylor & Francis, v. 41, n. 6, p. 521–541, 2002.
- MISRA, R. N.; YOUNG, J. H. The finite element approach for solution of transient heat transfer in a sphere. *Transactions of the ASAE*, American Society of Agricultural and Biological Engineers, v. 22, n. 4, p. 944–949, 1979.
- MOLODTSOF, Y.; MUZYKA, D. General probabilistic multiphase flow equations for analyzing gas-solids mixtures. *International Journal of Engineering Fluid Mechanics*, GULF PUBL CO BOX 2608, HOUSTON, TX 77252-2608, v. 2, n. 1, p. 1–24, 1989.
- NGOH, J.; LIM, E. W. C. Effects of particle size and bubbling behavior on heat transfer in gas fluidized beds. *Applied Thermal Engineering*, Elsevier, v. 105, p. 225–242, 2016.
- NORMINTON, E.; BLACKWELL, J. Transient heat flow from constant temperature spheroids and the thin circular disk. *The Quarterly Journal of Mechanics and applied mathematics*, Oxford University Press, v. 17, n. 1, p. 65–72, 1964.
- PAN, H. et al. Cfd simulations of gas–liquid–solid flow in fluidized bed reactors—a review. *Powder technology*, Elsevier, v. 299, p. 235–258, 2016.
- PEIRANO, E.; DELLOUME, V.; LECKNER, B. Two-or three-dimensional simulations of turbulent gas–solid flows applied to fluidization. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 56, n. 16, p. 4787–4799, 2001.
- PHILIPPSEN, C. G.; VILELA, A. C. F.; ZEN, L. D. Fluidized bed modeling applied to the analysis of processes: review and state of the art. *Journal of Materials Research and Technology*, Elsevier, v. 4, n. 2, p. 208–216, 2015.

- RAY, S.; RAYCHAUDHURI, U.; CHAKRABORTY, R. An overview of encapsulation of active compounds used in food products by drying technology. *Food Bioscience*, Elsevier, v. 13, p. 76–83, 2016.
- RHODES, M.; GELDART, D. A model for the circulating fluidized bed. *Powder Technology*, Elsevier, v. 53, n. 3, p. 155–162, 1987.
- RICKELT, S. *Discrete element simulation and experimental validation of conductive and convective heat transfer in moving granular material*. [S.l.]: Shaker, 2011.
- SÁNCHEZ, R. A.; SOLSVIK, J.; JAKOBSEN, H. A. Modeling and simulation of cold flow fluidized bed reactors. *Energy Procedia*, Elsevier, v. 26, p. 22–30, 2012.
- SCHOENFELDER, H.; KRUSE, M.; WERTHER, J. Two-dimensional model for circulating fluidized-bed reactors. *AIChE journal*, Wiley Online Library, v. 42, n. 7, p. 1875–1888, 1996.
- SCOTT, M. W. et al. Continuous production of tablet granulations in a fluidized bed i. theory and design considerations. *Journal of pharmaceutical sciences*, Wiley Online Library, v. 53, n. 3, p. 314–320, 1964.
- SHILTON, N.; NIRANJAN, K. Fluidization and its applications to food processing. *Food structure*, v. 12, n. 2, p. 8, 1993.
- SILVA, A. B. da. *UTILIZAÇÃO DE FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL (CFD) NA SIMULAÇÃO DE VAZAMENTOS EM DUTOS*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2016.
- SIVAKUMAR, R. et al. Fluidized bed drying of some agro products—a review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier, v. 61, p. 280–301, 2016.
- SOUZA, J. *Simulação numérica e otimização termodinâmica de risers de FCC para a máxima produção de combustíveis. 191f*. Tese (Doutorado) — Tese (Doutorado em Energia e Ciências Térmicas)-Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Materiais e Processos-PIPE, Universidade Federal do Paraná, Curitiba, 2004.
- SQUIRES, A. M. The story of fluid catalytic cracking: The first “circulating fluid bed”. In: ELSEVIER. *Circulating Fluidized Bed Technology: Proceedings of the First International Conference*. [S.l.], 1986. p. 1–19.
- SQUIRES, A. M.; KWAIK, M.; AVIDAN, A. A. Fluid beds: at last, challenging two entrenched practices. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 230, n. 4732, p. 1329–1337, 1985.
- TAITEL, Y.; BORNEA, D.; DUKLER, A. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AIChE Journal*, Wiley Online Library, v. 26, n. 3, p. 345–354, 1980.
- THOMAS, J. M.; THOMAS, W. J. *Principles and practice of heterogeneous catalysis*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2014.
- TRENDEWICZ, A. et al. One dimensional steady-state circulating fluidized-bed reactor model for biomass fast pyrolysis. *Fuel*, Elsevier, v. 133, p. 253–262, 2014.

- TSUO, Y. P.; GIDASPOW, D. Computation of flow patterns in circulating fluidized beds. *AIChE Journal*, Wiley Online Library, v. 36, n. 6, p. 885–896, 1990.
- VRAHATIS, M.; MAGOULAS, G.; PLAGIANAKOS, V. From linear to nonlinear iterative methods. *Applied Numerical Mathematics*, Citeseer, v. 45, n. 1, p. 59–77, 2003.
- WANG, X. et al. Three-dimensional simulation of a coal gas fueled chemical looping combustion process. *International Journal of Greenhouse Gas Control*, Elsevier, v. 5, n. 6, p. 1498–1506, 2011.
- WANG, Z. et al. Modeling and optimizing control of particle quality for drug fluidized bed granulation process. In: IEEE. *Industrial Informatics-Computing Technology, Intelligent Technology, Industrial Information Integration (ICIICII), 2016 International Conference on*. [S.l.], 2016. p. 195–198.
- WEI, M. et al. Study on the integration of fluid catalytic cracking unit in refinery with solvent-based carbon capture through process simulation. *Fuel*, Elsevier Science Ltd., Oxford, England, v. 219, p. 364–374, 2018.
- WU, C. et al. Cfd–dem simulation of gas–solid reacting flows in fluid catalytic cracking (fcc) process. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 65, n. 1, p. 542–549, 2010.
- WU, R. et al. Heat transfer from a circulating fluidized bed to membrane waterwall surfaces. *AIChE journal*, Wiley Online Library, v. 33, n. 11, p. 1888–1893, 1987.
- WU, Z. *Understanding fluidised bed combustion*. [S.l.]: IEA Coal Research, 2003.
- WURSTER, D. E. Air-suspension technique of coating drug particles. a preliminary report. *Journal of the American Pharmaceutical Association*, Wiley Online Library, v. 48, n. 8, p. 451–454, 1959.
- YOVANOVICH, M.; TEERTSTRA, P.; CULHAM, J. Modeling transient conduction from isothermal convex bodies of arbitrary shape. *Journal of thermophysics and heat transfer*, v. 9, n. 3, p. 385–390, 1995.
- ZHANG, H. et al. The convection heat transfer coefficient in a circulating fluidized bed (cfb). *Advanced Powder Technology*, Elsevier, v. 25, n. 2, p. 710–715, 2014.
- ZIMMERMANN, S.; TAGHIPOUR, F. Cfd modeling of the hydrodynamics and reaction kinetics of fcc fluidized-bed reactors. *Industrial & engineering chemistry research*, ACS Publications, v. 44, n. 26, p. 9818–9827, 2005.