



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO TECNOLÓGICO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

VIVIEN ROSSBACH

**INFLUÊNCIA DE ONDAS ACÚSTICAS SOBRE A DISPERSÃO DE
PARTÍCULAS EM UM LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE
GÁS-SÓLIDO**

FLORIANÓPOLIS

2020

Vivien Rossbach

**INFLUÊNCIA DE ONDAS ACÚSTICAS SOBRE A DISPERSÃO DE PARTÍCULAS
EM UM LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE GÁS-SÓLIDO**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Química.

Orientadora: Prof.^a Dr.^a Cíntia Soares

Coorientadores: Prof. Dr. Natan Padoin e Prof. Dr. Henry F. Meier

Florianópolis

2020

Ficha de identificação da obra

Roszbach, Vivien

Influência de ondas acústicas sobre a dispersão de partículas em um leito fluidizado circulante gás-sólido / Vivien Roszbach ; orientadora, Cintia Soares, coorientador, Natan Padoin, coorientador, Henry F. Meier, 2020.

239 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química, Florianópolis, 2020.

Inclui referências.

1. Engenharia Química. 2. Leito fluidizado circulante (CFB). 3. Dispersão gás-sólido. 4. Ultrassom. 5. Fluidodinâmica Computacional (CFD). I. Soares, Cintia . II. Padoin, Natan. III. Meier, Henry F. IV. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química. V. Título.

Vivien Rossbach

**Influência de ondas acústicas sobre a dispersão de partículas em um leito fluidizado
circulante gás-sólido**

O presente trabalho em nível de doutorado foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. Adriano da Silva, Dr.

Membro interno – POSENQ/UFSC

Prof. Júlio Apolinário Cordioli, Dr.

Membro externo – POSMEC/UFSC

Prof. Luiz Fernando de Lima Luz Jr., Dr.

Membro externo – UFPR (videoconferência)

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de doutor em Engenharia Química.

Prof.^a Dr.^a Cíntia Soares

Coordenadora do Programa

Prof.^a Dr.^a Cíntia Soares

Orientadora

Florianópolis, 10 de fevereiro de 2020.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por ter conseguido chegar ao final do doutorado, ao meu marido Marcos e à minha família pelo apoio durante este período.

Agradeço à minha orientadora, Prof.^a Dr.^a Cintia Soares, e aos meus coorientadores, Prof. Dr. Henry França Meier e Prof. Dr. Natan Padoin, pelo suporte na realização desta pesquisa.

Agradeço aos professores César Câmara da Silva e Jonathan Utzig e aos engenheiros Johnny Correia e Rafael Werlich da FURB pelo auxílio no projeto do dispositivo ultrassônico. Agradeço também a todos os bolsistas e colegas do LFC-LVV que contribuíram com a minha pesquisa.

Agradeço à CAPES pelo financiamento desta pesquisa através da concessão de bolsa, ao LFC-LVV da FURB por ceder o espaço físico e virtual para a realização dos experimentos e ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química da UFSC.

De repente, da calma fez-se o vento (Vinicius de Moraes, 1938)

RESUMO

Leitos fluidizados circulantes (*CFB*) são utilizados em diversas aplicações industriais, nas quais se deseja uma fluidização mais homogênea possível das partículas sólidas. O perfil de concentração core-anular é uma característica do escoamento ascendente nestes dispositivos e leva a uma maior concentração de sólidos nas paredes do *riser*. Diferentes alternativas já foram propostas para homogeneizar a distribuição de partículas em risers de *CFB*. O uso de ondas acústicas para este fim ainda não foi estudado em leitos fluidizados circulantes, embora sua eficácia já tenha sido comprovada para melhorar a fluidização em leitos fluidizados simples. O objetivo deste estudo é verificar se a aplicação de ondas acústicas na direção radial do escoamento em um riser de *CFB* é capaz de redistribuir as partículas sólidas ao longo da seção transversal. Um dispositivo de ultrassom com frequência de 40 kHz e potência de 10 W foi projetado com o auxílio da Fluidodinâmica Computacional (*CFD*) e instalado em uma unidade de *CFB* em escala de laboratório. Nestas simulações verificou-se uma redução média de 50 % no coeficiente de dispersão e de 70 % na perda de carga ao se aplicar o campo acústico. Velocidade, concentração, vazão volumétrica e turbulência foram obtidos para esferas de vidro e catalisador de *FCC* escoando em ar ambiente, através a técnica *PDA*. Nos experimentos físicos, houve uma redução máxima de 48 % no coeficiente de dispersão de sólidos aplicando-se ondas acústicas. Um modelo Euleriano gás-sólido acoplado a um modelo de correnteza acústica foi utilizado para validar, através de dados experimentais, a dispersão de partículas sólidas no *riser*, sendo também realizados estudos variando a frequência e a potência elétrica do ultrassom. A dispersão de partículas foi avaliada através de coeficientes estatísticos e do número de Péclet, indicando que a potência elétrica do ultrassom tem maior influência sobre a dispersão de partículas. Houve uma redução média de 55 % no coeficiente de dispersão de sólidos e 20 % no número de Péclet na região de aplicação do campo acústico. A perda de carga global aumenta em média 18 % ao se utilizar o modelo validado *URANS-KTGF-k-epsilon-EMMS* com tratamento de parede, porém há redução de até 8 % da perda de carga em frente aos transdutores. Demonstrou-se que a melhor dispersão de sólidos pode ser obtida com frequência acústica de 20 kHz e potência de 20 W. Desta forma, o uso de ultrassom é uma alternativa viável para melhorar a dispersão gás-sólido em *risers* de *CFB*. Este estudo é um passo importante para a compreensão do comportamento do escoamento gás-sólido sob influência do ultrassom em *risers* de *CFB* e introduz o uso de ultrassom, que antes só era visto em leitos fluidizados, nos processos realizados em leitos fluidizados circulantes.

Palavras-chave: Leito fluidizado circulante (*CFB*). Dispersão gás-sólido. Correnteza acústica. Ultrassom. Modelagem Euleriana-Euleriana.

ABSTRACT

Circulating fluidized beds (CFB) are employed in several industrial applications, in which a more homogeneous fluidization of solid particles is desired. The core-annular concentration profile is a characteristic of the upward flow in these devices and leads to a higher concentration of solids in the riser walls. Different options have previously been proposed to homogenize the distribution of particles in CFB risers. The use of acoustic waves for this purpose has not even been investigated in circulating fluidized beds, although its effectiveness has already been demonstrated to improve fluidization in simple fluidized beds. The aim of this study is to find out if the use of acoustic waves in the radial direction of the flow in a CFB riser can redistribute the solid particles along the cross section. An ultrasound device with a frequency of 40 kHz and a power of 10 W was designed using Computational Fluid Dynamics (CFD) techniques and installed in a lab-scale CFB unit. In these simulations, there was a mean reduction of 50% in the dispersion coefficient and 70% in the pressure drop when applying the acoustic field. Velocity, concentration, volumetric flux and turbulence were measured for the fluidization of glass beads and FCC catalyst in the air, using the PDA technique. In physical experiments, there was a maximum reduction of 48% in the solids dispersion coefficient by applying acoustic waves. A gas-solid Eulerian model coupled to an acoustic streaming model was used to validate, through experimental data, the dispersion of solid particles in the riser, and studies varying the frequency and electrical power of the ultrasound were also carried out. The dispersion of particles was evaluated through the solids dispersion coefficient and the number of Péclet, showing that the electric power of the ultrasound has greater influence on the dispersion of particles. There was an average reduction of 55% in the dispersion coefficient of solids and 20% in the number of Péclet near to the acoustic region. The overall pressure drop increases on average 18% when employing the validated model URANS-KTGF-k-epsilon-EMMS with enhanced wall treatment, however there is a reduction of up to 8% in the pressure drop in front of the transducers. It was showed that the best solids dispersion can be got with an acoustic frequency of 20 kHz and power of 20 W. Thus, the use of ultrasound is a viable alternative to improve the gas-solid dispersion in CFB risers. This study is an important step towards understanding the behavior of gas-solid flow under the influence of ultrasound in CFB risers and introduces the use of ultrasound, which was only seen in fluidized beds, in processes performed in circulating fluidized beds.

Keywords: *Circulating fluidized bed (CFB). Gas-solid dispersion. Acoustic streaming. Ultrasound. Eulerian-Eulerian Modelling.*

LISTA DE FIGURAS

| | |
|--|-----|
| Figura 1 – Leito fluidizado circulante gás-sólido..... | 42 |
| Figura 2 – (a) Diagrama de Geldart para a classificação de partículas fluidizadas por ar em condições ambientes; (b) Mapa de regimes de fluidização de Bi e Grace para leitos fluidizados circulantes..... | 43 |
| Figura 3 – Mapas de regimes de fluidização em leitos fluidizados circulantes adaptados para partículas do grupo A ($\rho_s = 1500 \text{ kg/m}^3$, $d_p = 60 \text{ }\mu\text{m}$) e do grupo B ($\rho_s = 2600 \text{ kg/m}^3$, $d_p = 200 \text{ }\mu\text{m}$) de Geldart em um duto vertical com 0,15 m de diâmetro..... | 46 |
| Figura 4 – (a) Etapas de formação do perfil <i>core-annulus</i> em leitos fluidizados gás-sólido; (b) representação do perfil <i>core-annulus</i> em um <i>riser</i> de <i>CFB</i> | 47 |
| Figura 5 – Mecanismos que levam à formação de <i>clusters</i> (topo) e suas fontes de instabilidade (esquerda) e estabilidade (direita). O fundo azul indica que é necessário um fluido intersticial para que o fenômeno ocorra. | 50 |
| Figura 6 – Exemplo de onda sinusoidal. | 55 |
| Figura 7 – Ondas longitudinais e transversais. | 56 |
| Figura 8 – (a) Representação esquemática de um pistão circular plano que emite uma onda acústica de pressão p ; (b) representação do sistema de coordenadas para o campo acústico distante..... | 61 |
| Figura 9 – (a) Esquema de um transdutor de Langevin com quatro cerâmicas em paralelo; (b) transdutor ultrassônico de potência com os sentidos de polarização alternados. | 68 |
| Figura 10 – Aparato experimental TinyLev. | 70 |
| Figura 11 – Exemplo de levitador acústico de ondas estacionárias. | 72 |
| Figura 12 – Campos de força, de pressão e de velocidade acústica em um levitador acústico de ondas estacionárias. | 73 |
| Figura 13 – Mecanismo de atuação da força acústica sobre uma partícula formando aglomerados nas bandas de pressão (a); interação entre partículas devido à força acústica secundária (b); espalhamento de uma onda acústica que atinge uma partícula, gerando uma força acústica primária..... | 75 |
| Figura 14 – (a) Sistema de separação acústica com apenas um tipo de partícula; (b) sistema de separação acústica com partículas de contraste positivo e negativo. | 76 |
| Figura 15 – Campos de correnteza acústica. | 78 |
| Figura 16 – Mapa de ocorrência dos fenômenos de cavitação e separação acústica em meio líquido em função da frequência e da energia acústica. | 84 |
| Figura 17 – Separador acústico para fracionamento de partículas. | 86 |
| Figura 18 – Esquema de um separador acústico operando em modo de meio comprimento de onda. | 87 |
| Figura 19 – Separação acústica de partículas sólidas em um canal..... | 88 |
| Figura 20 – Interação entre partículas finas hidrofílicas e gotículas de água em frente a um campo acústico formando aglomerados. | 91 |
| Figura 21 – Unidade experimental de separação acústica. | 93 |
| Figura 22 – Leito fluidizado operando através de ondas acústicas. | 95 |
| Figura 23 - Sequência dos estudos numéricos e experimentais realizados para o estudo da influência de ondas acústicas sobre a dispersão de partículas em um leito fluidizado circulante gás-sólido..... | 117 |
| Figura 24 – (a) Unidade Experimental de Leito Circulante Acústico (UE-LCA); (b) interface gráfica do sistema de controle; (c) dimensões dos transdutores de ultrassom. | 118 |
| Figura 25 – Dimensões da base cilíndrica do sistema de ultrassom (cotas em mm)..... | 120 |
| Figura 26 – Esquema de montagem do sistema de ultrassom. | 121 |

| | |
|--|-----|
| Figura 27 – Critério para marcação de polaridade dos transdutores usando osciloscópio. | 122 |
| Figura 28 – Mesa de controle do sistema de ultrassom da UE-LCA. | 123 |
| Figura 29 – Sinal de frequência enviado da ponte H L298n para os transdutores de ultrassom. | 124 |
| Figura 30 – Configuração utilizada para a realização de experimentos físicos com medição de propriedades do escoamento gás-sólido através da técnica <i>PDA</i> . As medições foram realizadas a 0,65 m e 0,80 m acima da base do <i>riser</i> | 127 |
| Figura 31 – Mapas de pontos experimentais para medição com a técnica <i>PDA</i> | 129 |
| Figura 32 – Propriedades geométricas (a, b, c) e malha numérica (d) do <i>riser</i> de <i>CFB</i> utilizadas no planejamento de experimentos orientado por simulação numérica. | 133 |
| Figura 33 – Geometria do <i>riser</i> (a,c), sistema de ultrassom (b) e malha numérica (d). | 140 |
| Figura 34 – Fluxograma de apresentação dos resultados da tese. | 145 |
| Figura 35 – Verificação do modelo de pressão acústica de Sajjadi et al. (2015) com a equação de Lighthill (1978). | 147 |
| Figura 36 – Campo de pressão dinâmica do gás em frente aos transdutores (a); perfil temporal de pressão dinâmica do gás usando passo de tempo de 2.5×10^{-6} s (b) e perfil temporal de pressão dinâmica do gás usando passo de tempo de 1.25×10^{-6} s (c). | 148 |
| Figura 37 – Análise da metodologia <i>GCI</i> para a velocidade do gás nas posições axiais de 0,81 m e 2 m (a); fração volumétrica média de sólidos na direção axial (b) e inventário global de sólidos (c). | 150 |
| Figura 38 – Contornos e isovolumes de fração volumétrica de sólidos média obtida durante 5 s de simulação numérica transiente (em C1, C2, C3 e C4 não se aplicou ultrassom). | 155 |
| Figura 39 – Coeficiente de dispersão da fração volumétrica de sólidos na seção transversal (a); redução no coeficiente de dispersão (C_v), na perda de carga e no inventário de sólidos em relação aos casos sem ondas acústicas (b). | 156 |
| Figura 40 – Perfis de velocidade e fração volumétrica de sólidos para o Caso 16 nos eixos simétrico (a, c) e assimétrico (e, f) e comparação com dados experimentais com (Caso 16) e sem (C3) ondas acústicas nos eixos <i>xz</i> (b, d) e <i>yz</i> (g, h) do <i>riser</i> . <i>CFD</i> são os valores numéricos e <i>PDA</i> os pontos experimentais; as sombras representam o valor RMS das variáveis; $v_g = 8,3$ m/s e $G_s = 2,88$ kg/m ² s. | 159 |
| Figura 41 – Validação dos perfis de velocidade (a, c) e fração volumétrica de sólidos (b, e) para o Caso 16, com ondas acústicas, e a condição operacional C3, sem ondas acústicas nos eixos <i>xz</i> e <i>yz</i> do <i>riser</i> . As sombras representam o valor RMS das variáveis; <i>CFD</i> são os valores numéricos e <i>PDA</i> , os valores experimentais; $v_g = 8,3$ m/s e $G_s = 2,88$ kg/m ² s. | 161 |
| Figura 42 – Comportamento da fração volumétrica média de sólidos (a) e da perda de carga no <i>riser</i> (b) em relação à altura com escoamento gás-sólido e passo de tempo de 1×10^{-4} s; contornos de velocidade radial da fase gasosa e transformada rápida de Fourier (FFT) dos sinais de pressão em frente aos transdutores (correnteza interna) e no centro do <i>riser</i> (correnteza externa) com fluxo de ar estagnado, sem partículas sólidas e com passo de tempo de $1,25 \times 10^{-6}$ s. | 164 |
| Figura 43 – (a) Análise de distribuição de diâmetros realizada no Malvern Mastersizer 2000; (b) curva de calibração do alimentador de sólidos. | 165 |
| Figura 44 – Classificação das esferas de vidro e do catalisador de <i>FCC</i> de acordo com o diagrama de Geldart. | 166 |
| Figura 45 – Localização das condições operacionais adotadas no diagrama de regimes de fluidização gás-sólido de Bi e Grace (1995). | 168 |
| Figura 46 – Contornos de velocidade das partículas (v_s) e intensidade turbulenta (<i>Tu</i>). | 169 |
| Figura 47 – Contornos de diâmetro médio de Sauter (D_{32}) e diâmetro médio de De Brouckère (D_{43}) das esferas de vidro. | 170 |
| Figura 48 – Contornos de concentração (C_s) e fluxo de partículas. | 171 |

| | |
|---|-----|
| Figura 49 – Contornos de fração volumétrica de sólidos calculados (a) com diâmetro de Sauter médio em cada ponto de medição, medido pelo <i>PDA</i> , e (b) com diâmetro médio constante de $79,9 \mu\text{m}$ para todos os pontos de medição..... | 173 |
| Figura 50 – Validação de modelos matemáticos para velocidade e fração volumétrica da fase sólida na posição axial de $0,65 \text{ m}$ ($v_s = 8,3 \text{ m/s}$, $G_s = 2,88 \text{ kg/m}^2\text{s}$), nos eixos <i>xz</i> (a, b) e <i>yz</i> (c, d). Os pontos representam os dados experimentais e as sombras e barras de erro são os valores RMS das variáveis..... | 175 |
| Figura 51 – Perfis de fração volumétrica de sólidos para as três malhas com passo de tempo de $1 \times 10^{-5} \text{ s}$ (a); <i>GCI</i> da fração volumétrica de sólidos na direção axial para a malha escolhida (b); velocidade da fase sólida para as três malhas (c); velocidade da fase sólida para a malha escolhida (d); perfis de fração volumétrica de sólidos para as três malhas (e); e fração volumétrica de sólidos para a malha escolhida..... | 177 |
| Figura 52 – (a) Perfis experimentais de velocidade da fase sólida; (b) perfis experimentais de fração volumétrica de sólidos. As imagens dentro dos gráficos indicam se o perfil foi plotado na direção simétrica ou assimétrica do <i>riser</i> | 180 |
| Figura 53 – (a) Concentração de partículas; (b) fluxo volumétrico de partículas e (c) turbulência unidirecional medidos a $0,65 \text{ m}$ e $0,80 \text{ m}$ de altura..... | 181 |
| Figura 54 – (a) Campos de pressão absoluta em frente aos transdutores; (b) perda de carga ao longo da altura do <i>riser</i> ; (c) isovolumes de pressão dinâmica do gás com e sem ondas acústicas; (d) perfis de pressão dinâmica em frente aos transdutores..... | 184 |
| Figura 55 – (a) Isovolumes de temperatura granular; (b) isovolumes de fração volumétrica de sólidos com e sem ondas acústicas..... | 185 |
| Figura 56 – Isovolumes de energia cinética turbulenta (k) e dissipação de energia turbulenta da fase gasosa (ϵ) com e sem ondas acústicas..... | 186 |
| Figura 57 – (a) Isovolumes para o número de Péclet radial; (b) variação do número de Péclet radial com e sem ondas acústicas; (c) redução do coeficiente de dispersão (C_v) numérico (<i>CFD</i>) e experimental (<i>PDA</i>); (d) coeficiente de dispersão da fração volumétrica de sólidos ao longo do <i>riser</i> | 187 |
| Figura 58 – Perfis numéricos (<i>CFD</i>) e experimentais (<i>PDA</i>) de velocidade e fração volumétrica de sólidos nos eixos simétrico (<i>xz</i>) e assimétrico (<i>yz</i>) do <i>riser</i> , a $0,65 \text{ m}$ e $0,80 \text{ m}$ de altura, para a condição operacional 3 com e sem ondas acústicas ($v_g = 8,3 \text{ m/s}$ e $G_s = 2,88 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $f = 40 \text{ kHz}$, potência de 10 W). As sombras e as barras de erro representam os valores de flutuação RMS, <i>PDA</i> são os valores experimentais e <i>CFD</i> são os valores numéricos..... | 189 |
| Figura 59 – Perfis numéricos (<i>CFD</i>) e experimentais (<i>PDA</i>) de velocidade e fração volumétrica de sólidos nos eixos simétrico (<i>xz</i>) e assimétrico (<i>yz</i>) do <i>riser</i> , a $0,65 \text{ m}$ e $0,80 \text{ m}$ de altura, para a condição operacional 1 com e sem ondas acústicas ($v_g = 5,6 \text{ m/s}$ e $G_s = 1,55 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $f = 40 \text{ kHz}$, potência de 10 W). As sombras e as barras de erro representam os valores de flutuação RMS, <i>PDA</i> são os valores experimentais e <i>CFD</i> são os valores numéricos..... | 195 |
| Figura 60 – FFT da pressão dinâmica média da fase gasosa em frente aos 20 transdutores, dado como o nível de pressão sonora (<i>SPL</i>) em função da frequência (f) durante $0,5 \text{ s}$ de simulação. Cada sinal corresponde a um par de frequência acústica e potência do planejamento de experimentos da Tabela 27..... | 198 |
| Figura 61 – Contornos de pressão absoluta da fase gasosa em frente aos 5 grupos de transdutores posicionados na direção radial do <i>riser</i> para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27..... | 199 |
| Figura 62 – Perfis de velocidade e fração volumétrica da fase sólida com ondas acústicas para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27 nos eixos simétrico (<i>xz</i>) e assimétrico (<i>yz</i>) do <i>riser</i> medidos a $0,65 \text{ m}$ e $0,80 \text{ m}$ de altura..... | 201 |
| Figura 63 – Isovolumes de fração volumétrica de sólidos para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27..... | 202 |

| | |
|--|-----|
| Figura 64 – Isovolumes de temperatura granular da fase sólida para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27. | 203 |
| Figura 65 – Isovolumes para o número de Péclet radial do escoamento gás-sólido para os casos do planejamento e experimentos da Tabela 27. | 204 |
| Figura 66 – Gráficos de: (a) perda de carga média (ΔP) ao longo da altura; (b) número de Péclet radial com ondas acústicas ($Pe_{sr,ac}$) normalizado pelo número de Péclet sem ondas acústicas (Pe_{sr}); (c) coeficiente de dispersão da fração volumétrica de sólidos (C_v); (d) redução percentual de C_v em relação ao escoamento sem ondas acústicas. | 205 |
| Figura 67 – Número de Péclet axial com ondas acústicas ($Pe_{sa,ac}$) normalizado pelo número de Péclet sem ondas acústicas (Pe_{sa}) e inventário de sólidos no <i>riser</i> . Os valores sobre as barras são o valor numérico do número de Péclet axial nos respectivos casos. | 206 |
| Figura 68 – Isovolumes de pressão dinâmica da fase gasosa para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27. | 207 |
| Figura 69 – Isovolumes de energia cinética turbulenta da fase gasosa para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27. | 208 |
| Figura 70 – Isovolumes de dissipação da energia cinética turbulenta da fase gasosa para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27. | 208 |
| Figura 71 – Coeficientes de dispersão de sólidos (C_v) experimentais (<i>PDA</i>) e numéricos (<i>CFD</i>) e sua variação com a potência elétrica e a frequência acústica dos transdutores a 0,65 m e 0,80 m de altura. | 210 |
| Figura 72 – Mapas de dispersão do número de Péclet radial (Pe_{sr}) e do coeficiente de dispersão de sólidos (C_v) em função da frequência e da potência dos transdutores. | 211 |
| Figura 73 – Classificação das condições operacionais estudada no diagrama de Bi e Grace. | 213 |
| Figura 74 – Perfis de velocidade de esferas de vidro e catalisador de <i>FCC</i> para as 4 condições operacionais da Tabela 28 (C1, C2, C3 e C4) com e sem ondas acústicas nos eixos simétrico (<i>xz</i>) e assimétrico (<i>yz</i>) do <i>riser</i> | 215 |
| Figura 75 – Contornos de velocidade (v_s) e intensidade turbulenta (Tu) para esferas de vidro e partículas de <i>FCC</i> | 216 |
| Figura 76 – Taxa de detecção de partículas pela técnica de <i>PDA</i> para esferas de vidro e partículas de <i>FCC</i> | 218 |
| Figura 77 – Posição de medição ($h = 0,80$ m) dos pontos na seção transversal do <i>riser</i> com ultrassom e com anéis defletores. | 219 |
| Figura 78 – Comparação entre perfis experimentais de velocidade da fase sólida com e sem ondas acústicas e com anéis defletores nos eixos simétrico (<i>xz</i>) e assimétrico (<i>yz</i>) do <i>riser</i> . As barras de erro representam o valor RMS das variáveis. | 220 |
| Figura 79 – Comparação entre contornos de fração volumétrica de sólidos com anéis defletores e ondas acústicas nas condições operacionais C1, C2, C3 e C4 com e sem ultrassom e com anéis defletores. | 222 |
| Figura 80 – Comparação entre coeficientes de dispersão de sólidos com anéis defletores e ondas acústicas (C1, C2, C3 e C4: casos-padrão; AC1, AC2, AC3 e AC4: casos com ultrassom; BR1, BR2, BR3 e BR4: casos com anéis defletores). | 223 |

LISTA DE TABELAS

| | |
|--|-----|
| Tabela 1 – Equações governantes do modelo Euleriano-Euleriano gás-sólido..... | 102 |
| Tabela 2 – Equações e parâmetros do modelo $k-\epsilon$ | 103 |
| Tabela 3 – Equações e parâmetros do modelo de arraste de Gidaspow..... | 107 |
| Tabela 4 – Equações e parâmetros do modelo de arraste EMMS..... | 108 |
| Tabela 5 – Equações, constantes e parâmetros do modelo $KTGF$ | 109 |
| Tabela 6 – Equações do modelo de interação turbulenta de Simonin e Viollet (1990a) para escoamento granular..... | 110 |
| Tabela 7 – Propriedades do ar como gás ideal..... | 112 |
| Tabela 8 – Propriedades dos transdutores de ultrassom Manorshi MSO-P1640H12T..... | 122 |
| Tabela 9 – Planejamento de experimentos físicos com esferas de vidro..... | 125 |
| Tabela 10 – Planejamento de experimentos com esferas de vidro e FCC | 125 |
| Tabela 11 – Configurações do PDA para as medições realizadas..... | 126 |
| Tabela 12 – Planejamento de experimentos $2^{(7-3)}$ para estudar a influência de propriedades geométricas e condições operacionais sobre a distribuição de partículas na UE-LCA (A: número de fileiras; B: transdutores por fileira; C: diâmetro externo do transdutor, em mm; D: posição axial do conjunto de transdutores, em mm; E: SPL , em dB; F: v_g , em m/s e G: G_s , em kg/m^2s). | 134 |
| Tabela 13 – Propriedades física das fases gasosa e sólida..... | 135 |
| Tabela 14 – Definições da $ANOVA$ | 137 |
| Tabela 15 – Planejamento de simulações para validação do modelo..... | 141 |
| Tabela 16 – Planejamento de experimentos numéricos para avaliar a influência da frequência e da potência dos transdutores sobre a dispersão de partículas..... | 142 |
| Tabela 17 – Interpretação dos valores para o coeficiente de correlação de Pearson..... | 144 |
| Tabela 18 – Resultados do planejamento de experimentos para obtenção da melhor configuração geométrica para o sistema de ultrassom (A: número de fileiras; B: transdutores por fileira; C: diâmetro externo do transdutor, em mm; D: posição axial do conjunto de transdutores, em mm; E: SPL , em dB; F: v_g , em m/s e G: G_s , em kg/m^2s). | 152 |
| Tabela 19 – Coeficientes de regressão da $ANOVA$ obtidos usando C_v e a redução no C_v como variáveis de resposta..... | 153 |
| Tabela 20 – C_v e redução no C_v preditos por otimização das equações $ANOVA$ usando o método GRG não linear no Excel para o Caso 16, fixando a velocidade do gás e a vazão mássica de sólidos com os valores prescritos nas condições operacionais 1, 2, 3 e 4..... | 154 |
| Tabela 21 – Comparação estatística entre os valores numéricos (CFD) e experimentais (PDA) dos dados de fração volumétrica e velocidade da fase sólida com e sem ondas acústicas com e sem ultrassom usando o erro médio quadrático (EMQ) e o coeficiente de correlação de Pearson (r^2)..... | 162 |
| Tabela 22 – Diâmetro de Sauter e massa específica das partículas utilizadas..... | 166 |
| Tabela 23 – Calibração da velocidade do ar na base da UE-LCA..... | 167 |
| Tabela 24 – Coeficientes de dispersão experimental da fração volumétrica de sólidos a 0,65 m e 0,80 m de altura calculados com D_{32} médio variável em cada ponto experimental e com D_{32} médio global, com e sem ultrassom, nas condições operacionais do planejamento experimental. | 174 |
| Tabela 25 - Comparação estatística entre os valores numéricos (CFD) e experimentais (PDA) dos dados de fração volumétrica e velocidade da fase sólida com e sem ondas acústicas com e sem ultrassom usando o erro médio quadrático (EMQ) e o coeficiente de correlação de Pearson (r^2)..... | 190 |

| | |
|---|-----|
| Tabela 26 – Comparação estatística entre os valores numéricos (<i>CFD</i>) e experimentais (<i>PDA</i>) de fração volumétrica de sólidos com e sem ultrassom usando os dados numéricos e experimentais da Figura 59 usando o erro médio quadrático (<i>EMQ</i>) e o coeficiente de correlação de Pearson (r^2). | 196 |
| Tabela 27 – Planejamento de experimentos numéricos para avaliar a influência da frequência e da potência dos transdutores sobre a dispersão de partículas. | 197 |
| Tabela 28 – Razão de carga e carregamento mássico dos experimentos com esferas de vidro e <i>FCC</i> | 213 |
| Tabela 29 – Planejamento de experimentos físicos com esferas de vidro..... | 219 |

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

| | |
|------------------|--|
| <i>ANOVA</i> | <i>Analysis of Variance</i> (Análise de Variância) |
| <i>CFB</i> | <i>Circulating Fluidized Bed</i> (Leito Fluidizado Circulante) |
| <i>CFD</i> | <i>Computational Fluid Dynamics</i> (Fluidodinâmica Computacional) |
| <i>CLP</i> | Controlador Lógico Programável |
| <i>EMMS</i> | <i>Energy Minimization Multiscale</i> |
| <i>EMQ</i> | Erro médio quadrático |
| <i>EWT</i> | <i>Enhanced Wall Treatment</i> |
| <i>FCC</i> | <i>Fluid Catalytic Cracking</i> (Craqueamento Catalítico Fluido) |
| <i>GCI</i> | <i>Grid Convergence Index</i> (Índice de Convergência da Malha) |
| <i>GRG</i> | <i>Generalized Reduced Gradient</i> |
| <i>KTGF</i> | <i>Kinetic Theory of Granular Flow</i> |
| <i>PC-SIMPLE</i> | <i>Phase Coupled SIMPLE</i> |
| <i>PDA</i> | <i>Phase Doppler Anemometry</i> (Anemometria por Phase Doppler) |
| <i>PIV</i> | <i>Particle Image Velocimetry</i> (Velocimetria por Imagem de Partícula) |
| <i>PLZT</i> | Titanato zirconato de lantânio-chumbo |
| <i>PMN</i> | Niobato de magnésio-chumbo |
| <i>PZT</i> | Titanato zirconato de chumbo |
| <i>RSM</i> | <i>Reynolds Stress Model</i> |
| <i>SCADA</i> | <i>Software Control and Data Acquisition</i> |
| <i>SPL</i> | Sound Pressure Level (Nível de Pressão Sonora) |
| <i>SQE</i> | Soma dos quadrados dos erros |
| <i>SQT</i> | Soma dos quadrados totais |
| <i>SQTr</i> | Soma dos quadrados dos tratamentos |
| <i>UDF</i> | <i>User-Defined Function</i> |
| <i>URANS</i> | Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes |

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras gregas:

| | |
|----------------------------|---|
| C_β | Parâmetro do modelo de interação turbulenta de Simonin e Viollet [-] |
| k_{gs} | Covariância das velocidades das fases [-] |
| l_μ | Espessura da camada-limite viscosa [m] |
| α_{ac} | Parâmetro de atenuação da onda acústica no meio em que se propaga [-] |
| β_{ac} | Coefficiente de atenuação da onda acústica [-] |
| β_{gs} | Coefficiente de transferência entre fases [-] |
| β_{UR} | Coefficiente de transferência entre fases modificado da força de radiação acústica [-] |
| γ | Constante termodinâmica do processo adiabático |
| $\gamma_{\Theta s}$ | Dissipação de energia colisional |
| δ_{Sch} | Espessura da camada-limite de Schlichting [m] |
| δ_c | Difusividade do som no meio [mm ² /s] |
| Δ_{RSM} | Parâmetro do modelo RSM |
| ϵ_g | Dissipação de energia cinética turbulenta [m ² /s ³] |
| η_{gs} | Razão entre tempos característicos [-] |
| θ | Direção angular no sistema de coordenadas cilíndricas [rad]; Ângulo entre a velocidade média da partícula e a velocidade média relativa [rad] |
| Θ_{KTGF} | Temperatura granular |
| κ | Condutividade térmica [W/mK] |
| λ_{ac} | Comprimento de onda [μ m] |
| λ_s | Viscosidade de compressão [kg m ⁻¹ s ⁻¹]; função de combinação para interação e dispersão turbulenta |
| λ_ϵ | Função de combinação do modelo EWT- ϵ |
| μ | Viscosidade absoluta [kg m ⁻¹ s ⁻¹] |
| $\mu_t, 2 \text{ camadas}$ | Viscosidade turbulenta na região de parede [kg m ⁻¹ s ⁻¹] |
| $\mu_{t,enh}$ | Viscosidade turbulenta corrigida pelo modelo EWT- ϵ [kg m ⁻¹ s ⁻¹] |
| ν_{din} | Viscosidade dinâmica [cP] |
| ξ_τ | Parâmetro do modelo de interação turbulenta de Simonin e Viollet |
| $\Pi_{k,g}$ | Termo de interação turbulenta do modelo k - ϵ disperso |
| $\Pi_{R,ij}$ | Termo de interação turbulenta do modelo RSM |
| $\Pi_{\epsilon,g}$ | Termo de interação turbulenta do modelo k - ϵ disperso |
| ρ | Massa específica [kg/m ³] |
| σ_{gs} | Número de Prandtl da dispersão turbulenta, igual a 0,75 |
| σ_k | Constante igual a 1,0 no modelo k - ϵ e 0,82 no modelo RSM |
| σ_{sd} | Desvio-padrão [-] |
| σ_ϵ | Constante do modelo k - ϵ , igual a 1,2 |
| τ^t | Tensor tensão turbulento [Pa] |
| τ_{gs}^F | Tempo característico de relaxação da partícula devido aos efeitos inerciais agindo sobre a fase dispersa [s] |
| τ_{gs}^t | Tempo característico de interação da partícula [s] |
| ϕ_{ac} | Termo de mudança de fase de uma onda acústica |
| Φ | Temperatura granular [m ² /s ²] |
| ϕ_{col} | Ângulo de colisão entre partículas [rad] |
| ω | Frequência angular [rad/s] |

Letras latinas:

| | |
|------------|--|
| A_p | Deslocamento máximo de uma partícula do meio na direção ortogonal à propagação de uma onda |
| A_{EWT} | parâmetro do modelo EWT- ϵ |
| A_h, B_h | Constantes da solução harmônica da equação de onda |

| | |
|---------------------|---|
| A, B, C, D, E, F, G | Variáveis do planejamento experimental |
| Ar | Parâmetro adimensional do diagrama de Bi e Grace [-] |
| A_ε | Parâmetro do modelo EWT- ε |
| A_μ | Constante do modelo EWT- ε , igual a 70 |
| ν_{ac} | Viscosidade dinâmica do meio na atenuação da onda, igual a 10 ⁻⁵ kg/ms |
| c_0 | Velocidade do som no meio de propagação, igual a 346 m/s para ar ambiente [m/s] |
| C_1^* | Parâmetro da equação EWT- ε |
| $C_{1\varepsilon}$ | Constante do modelo k - ε , igual a 1,44 |
| $C_{2\varepsilon}$ | Constante do modelo k - ε , igual a 1,92 |
| $C_{3\varepsilon}$ | Constante do modelo de Simonin e Viollet, igual a 1,2 |
| C_D | Coefficiente de arraste |
| CM | Carregamento mássico [kg sól./kg gás] |
| c_p | Capacidade calorífica a pressão constante [J/kgK] |
| C_s | Constante do modelo de Simonin e Viollet, igual a 1,0; concentração de partículas [partículas/cm ³] |
| C_{TD} | Constante de dispersão turbulenta, igual a 1,0 |
| C_v | Coefficiente de dispersão [-] |
| C_{VM} | Constante do modelo de Simonin e Viollet, igual a 0,5 |
| C_μ | Constante do modelo k - ε e do modelo RSM, igual a 0,09 |
| D_f | Função de diretividade |
| d_p | Diâmetro de partícula [μ m] |
| E_g | Energia [J] |
| $E_{A, ij}$ | Erro absoluto entre malhas numéricas [-] |
| e_{ss} | Constante do modelo $KTGF$, igual a 0,9 |
| F | Força [N] |
| f | Frequência [Hz] |
| f_g, f_s | Fração volumétrica de gás (g) e sólidos (s) [-] |
| \mathbf{F}_{gs} | Força de interação gás-sólido [N] |
| f_i (i = 1, 2, 3) | Solução relativa à malha numérica 1, 2 ou 3 |
| f_r | Frequência de ressonância [Hz] |
| $f_{s,max}$ | Constante do modelo $KTGF$, igual a 0,63 |
| g | Força da gravidade [kg/m ² s] |
| G | Parâmetro do modelo de correnteza acústica de Eckart |
| G_s | Fluxo mássico de sólidos [kg/m ² s] |
| $g(f_g)$ | Parâmetro do modelo EMMS |
| g_0 | Função de distribuição radial [-] |
| $G_{k,g}$ | Produção de energia turbulenta [kg m ⁻¹ s ⁻³] |
| G_s | Fluxo mássico de sólidos [kg/m ² s] |
| h | Proporção de moléculas de água no ar [-] |
| I | Tensor unitário [Pa] |
| I_{2D} | Segundo invariante do tensor tensão unitário [Pa] |
| I_{US} | Intensidade do ultrassom [W/cm ²] |
| j | Número complexo |
| J_1 | Função de Bessel de primeira ordem |
| k | Número de onda |
| K_1, K_2 | Parâmetros do modelo de Gor'kov |
| k_g | Energia cinética turbulenta |
| p | Pressão acústica [Pa] |
| P_a | Pressão acústica [Pa] |
| P_e | Amplitude de pressão efetiva da onda acústica [Pa] |
| Pe | Número de Péclet [-] |
| P_{ex} | Pressão em excesso em relação à pressão manométrica [Pa] |

| | |
|------------|---|
| P_{ref} | Amplitude de pressão de referência da onda acústica no meio ($2,89 \times 10^{-5}$ Pa para o ar) |
| P_s | Pressão dos sólidos [Pa] |
| r | Raio [m] |
| r^2 | Coefficiente de correlação de Pearson [-] |
| RC | Razão de carga [kg sól./m ³ gás] |
| Re | Número de Reynolds [-] |
| Re_{nl} | Número de Reynolds não-linear para correnteza acústica [-] |
| Re_y^* | Número de Reynolds máximo da camada-limite viscosa [-] |
| r_{ij} | Razão de refinamento entre malhas numéricas [-] |
| R_p | Raio da partícula [m] |
| S | Módulo do tensor taxa de deformação [Pa] |
| Sc | Número de Schmidt [-] |
| T | Temperatura [K] |
| T_{ac} | Período de onda [s] |
| U_{ac} | Potencial acústico |
| V% | Taxa de validação esférica do <i>PDA</i> [-] |
| V^* | Parâmetro adimensional do diagrama de Bi e Grace [-] |
| V_p | Volume da partícula [m ³] |
| x | Média aritmética das amostras [-] |
| X_{gs} | Constante do modelo de Simonin e Viollet, aproximadamente igual a 1,0 para escoamento granular |
| y | Distância em relação à parede do duto [m] |
| Z | Impedância acústica [Ω] |
| ΔP | Perda de carga [Pa] |

Subscritos:

| | |
|-----|--|
| 0 | Fluido onde a onda acústica se propaga |
| ac | Relativo à onda acústica |
| col | Colisional |
| dr | Deslizamento |
| fr | Friccional |
| g | Fase gasosa |
| kin | Cinético |
| l | Laminar |
| ref | Referência |
| s | Fase sólida |
| sa | Relativo à dispersão axial |
| sr | Relativo à dispersão radial |
| t | Turbulento |
| td | Dispersão turbulenta |

SUMÁRIO

| | | |
|--------------|--|-----------|
| 1 | INTRODUÇÃO..... | 38 |
| 1.1 | Objetivo geral | 39 |
| 1.1.1 | Objetivos específicos..... | 39 |
| 1.2 | Hipóteses..... | 39 |
| 1.1 | Estrutura da tese..... | 40 |
| 2 | FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA..... | 41 |
| 2.1 | Fluidização gás-sólido | 41 |
| 2.1.1 | Regimes de fluidização gás-sólido | 42 |
| 2.1.2 | Formação de <i>clusters</i> em <i>risers</i> de <i>CFB</i> e o perfil <i>core-annulus</i> | 46 |
| 2.2 | Conceitos básicos de acústica | 53 |
| 2.2.1 | Caracterização da onda..... | 54 |
| 2.2.2 | Propagação da onda | 55 |
| 2.2.3 | A equação de onda acústica | 56 |
| 2.2.4 | Intensidade de onda acústica | 59 |
| 2.2.5 | Impedância acústica específica..... | 59 |
| 2.2.6 | A escala decibel | 60 |
| 2.3 | Propagação de ondas acústicas | 60 |
| 2.4 | FORÇA DE RADIAÇÃO ACÚSTICA..... | 63 |
| 2.4.1 | Teoria de Gor'kov..... | 63 |
| 2.4.2 | Teoria de King..... | 66 |
| 2.4.3 | Transdutores de ultrassom | 67 |
| 2.4.4 | Levitação acústica..... | 71 |
| 2.4.5 | Separação acústica..... | 74 |
| 2.5 | Correnteza acústica | 77 |
| 2.5.1 | Classificação da correnteza acústica | 77 |
| 2.5.2 | Desenvolvimento da correnteza acústica | 79 |
| 2.6 | Fechamento..... | 84 |
| 3 | REVISÃO BIBLIOGRÁFICA | 85 |
| 3.1 | Uso de ondas acústicas para intensificação da mistura em equipamentos..... | 85 |
| 3.1.1 | Separação acústica..... | 85 |
| 3.1.2 | Manipulação de partículas por ondas progressivas..... | 88 |
| 3.1.3 | Quebra de aglomerados de partículas | 90 |
| 3.1.4 | Uso de ondas acústicas para limpeza de dutos | 92 |
| 3.1.5 | Aplicação de ondas acústicas em leitos fluidizados..... | 93 |
| 3.2 | Aplicação de correnteza acústica em escoamentos turbulentos..... | 96 |
| 3.3 | TÉCNICAS DE FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL USADAS NA MODELAGEM DE ESCOAMENTOS MULTIFÁSICOS..... | 98 |
| 3.4 | Fechamento..... | 101 |

| | | |
|--------------|--|------------|
| 4 | MODELAGEM MATEMÁTICA | 102 |
| 4.1 | MODELO EULERIANO-EULERIANO BIFÁSICO | 102 |
| 4.1.1 | Equações governantes..... | 102 |
| 4.2 | Modelo de turbulência $k-\varepsilon$ | 103 |
| 4.3 | Modelo de turbulência RSM (<i>Reynolds Stress Model</i>)..... | 105 |
| 4.4 | Modelos de arraste | 106 |
| 4.4.1 | Modelo de Gidaspow | 106 |
| 4.4.2 | Modelo EMMS | 107 |
| 4.5 | Teoria Cinética do Escoamento Granular (<i>KTGF</i>) | 108 |
| 4.6 | Modelo de interação turbulenta | 109 |
| 4.7 | Modelo de dispersão turbulenta..... | 110 |
| 4.8 | Equação da energia | 112 |
| 4.9 | Modelo de correnteza acústica..... | 113 |
| 4.10 | Fechamento..... | 115 |
| 5 | MATERIAIS E MÉTODOS | 117 |
| 5.1 | Experimentação física..... | 117 |
| 5.1.1 | Unidade experimental..... | 118 |
| 5.1.2 | Projeto do sistema de ultrassom | 119 |
| 5.1.3 | Medidas experimentais..... | 124 |
| 5.1.4 | Técnica <i>PDA</i> (<i>Phase Doppler Anemometry</i>) | 125 |
| 5.2 | EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA | 130 |
| 5.2.1 | Considerações gerais..... | 130 |
| 5.2.2 | Determinação da incerteza numérica..... | 130 |
| 5.2.3 | Planejamento de experimentos para o projeto do sistema de ultrassom | 131 |
| 5.2.3.1 | Metodologia <i>ANOVA</i> | 136 |
| 5.2.3.2 | Método de otimização <i>GRG</i> não-linear | 137 |
| 5.2.4 | Estudo de validação da configuração escolhida | 139 |
| 5.2.5 | Avaliação do comportamento do escoamento em função da frequência acústica e da potência elétrica dos transdutores | 141 |
| 5.2.6 | Métodos de análise quantitativa | 143 |
| 6 | RESULTADOS E DISCUSSÃO | 145 |
| 6.1 | Projeto do sistema de ultrassom orientado por simulação numérica | 145 |
| 6.1.1 | Determinação do campo acústico | 146 |
| 6.1.2 | Determinação da incerteza numérica..... | 149 |
| 6.1.3 | Identificação da melhor configuração para o dispositivo ultrassônico..... | 150 |
| 6.1.4 | Análise numérica do arranjo escolhido | 157 |
| 6.2 | Experimentação física usando a configuração escolhida | 164 |
| 6.2.1 | Caracterização das partículas sólidas e calibração da UE-LCA..... | 165 |
| 6.2.2 | Experimentos com esferas de vidro..... | 167 |
| 6.3 | Estudo de validação da configuração escolhida..... | 174 |
| 6.3.1 | Comparação entre modelos matemáticos | 174 |

| | | |
|-------|--|-----|
| 6.3.2 | Determinação da incerteza numérica..... | 175 |
| 6.3.3 | Escoamento gás-sólido na região de entrada do <i>riser</i> de <i>CFB</i> | 177 |
| 6.3.4 | Resultados experimentais..... | 178 |
| 6.3.5 | Resultados numéricos..... | 182 |
| 6.3.6 | Validação do modelo matemático..... | 187 |
| 6.4 | Estudo numérico do comportamento do escoamento na condição operacional 1 com variação da frequência e da potência elétrica dos transdutores..... | 191 |
| 6.4.1 | Validação do modelo matemático <i>URANS-k-ε-KTGF-EMMS</i> | 193 |
| 6.4.2 | Estudo numérico variando a potência elétrica e a frequência dos transdutores..... | 196 |
| 6.5 | Estudo experimental da influência de ondas acústicas sobre a fluidização de diferentes tipos de partículas..... | 212 |
| 6.6 | Comparação da dispersão de partículas sólidas em <i>risers</i> de <i>CFB</i> proporcionada por transdutores de ultrassom e defletores aerodinâmicos..... | 218 |
| 6.7 | Fechamento..... | 223 |
| 7 | CONCLUSÕES | 225 |
| 7.1 | Conclusões..... | 225 |
| 7.2 | Sugestões para trabalhos futuros..... | 227 |
| 7.3 | Trabalhos publicados em decorrência desta tese..... | 228 |
| | REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS | 230 |
| | APÊNDICE I | 245 |
| | APÊNDICE II | 246 |
| | APÊNDICE III | 247 |
| | APÊNDICE IV | 249 |
| | ANEXO I | 250 |
| | ANEXO II | 253 |

1 INTRODUÇÃO

Leitos fluidizados circulantes (*CFB – Circulating Fluidized Beds*) são utilizados em diferentes aplicações industriais, como no craqueamento catalítico fluido (*FCC – Fluid Catalytic Cracking*), na polimerização em fase gasosa, na decomposição de ozônio e na secagem de sólidos. A aplicação industrial mais importante tem sido no processo de *FCC*, utilizado na indústria de refino de petróleo para produção de gasolina e de outros compostos a partir do gasóleo pesado. A produção de gasolina por este processo corresponde a, aproximadamente, 30 % da produção mundial.

O escoamento gás-sólido no *riser* de um leito fluidizado circulante é ascendente. O perfil empistonado de velocidade do gás faz com que forças radiais empurrem as partículas sólidas para as paredes do duto, formando o perfil conhecido como *core-annulus*. Este perfil é caracterizado por uma região central diluída e com maior velocidade, associada a uma região com maior concentração de partículas e menor velocidade nas paredes, que se estende pela região de entrada do *riser*. Em aplicações que envolvem reações químicas, como é o caso do processo de *FCC*, a fase sólida é formada por partículas de catalisador. O perfil *core-anular* faz com que haja pouco contato do catalisador com a alimentação vaporizada na região de entrada do *riser*, onde ocorrem as reações de craqueamento. Além disso, vazões maiores de sólidos podem levar à queda de partículas nas paredes, causando o fenômeno da retromistura, fazendo com que a gasolina produzida sofra sobrecraqueamento, formando produtos leves e de menor valor comercial, como o gás natural. Em contrapartida, observa-se o subcraqueamento na região central do *riser*.

Diversas alternativas vêm sendo estudadas para redirecionar as partículas sólidas das paredes para o centro do *riser* e, assim, homogeneizar a distribuição destas na região de entrada. Algumas alternativas viáveis são o uso de anéis defletores com vários formatos geométricos, distribuidores de gás e distribuidores de sólidos. O uso de ondas acústicas é uma nova alternativa a ser estudada para a homogeneização da distribuição de partículas. Grande parte dos estudos disponíveis aborda a levitação acústica em leitos fluidizados, a limpeza de dutos com ultrassom através do fenômeno de separação acústica e a separação de partículas de microfluidos em canais. No entanto, ainda não há estudos sobre a utilização de ultrassom em leitos fluidizados circulantes. Como o escoamento em *risers* de *CFB* é vertical e as forças que levam as partículas para as paredes são radiais, a atuação das ondas acústicas sobre estas

partículas difere da aplicação de levitação acústica, onde as forças de atuação são verticais. No entanto, o estudo da fluidodinâmica destes processos pode ser realizado com base no fenômeno de separação acústica.

1.1 OBJETIVO GERAL

O objetivo geral deste trabalho é verificar se a distribuição de partículas sólidas em um leito fluidizado circulante torna-se mais homogênea sob a influência de ondas acústicas.

1.1.1 Objetivos específicos

Os objetivos específicos são:

- verificar se o efeito de correnteza acústica produzido pela aplicação de ultrassom na direção radial do escoamento reduz o perfil *core-annulus* e diminui a formação de *clusters*, mediante simulações numéricas e experimentos de bancada, redirecionando as partículas sólidas das paredes em direção ao centro do *riser* e melhorando a sua dispersão radial e axial;
- validar um modelo matemático capaz de prever o comportamento do escoamento gás-sólido turbulento sob a ação do ultrassom, usando a abordagem Euleriana-Euleriana para o escoamento gás-sólido acoplada a um modelo de correnteza acústica baseado na abordagem de Lighthill;
- avaliar a efetividade da dispersão de partículas sólidas no *riser* usando ultrassom através da sua comparação com outras técnicas de dispersão e usando diferentes tipos de partículas.

1.2 HIPÓTESES

As forças radiais presentes no escoamento gás-sólido ascendente são de magnitude muito pequena quando comparadas com as forças na direção vertical. No fenômeno da levitação acústica, é necessário aplicar frequência e potência acústica altas para vencer a força da gravidade. As forças radiais presentes no escoamento têm módulo menor que na direção vertical e a componente de velocidade radial das fases é cerca de 10 vezes menor que a componente

axial. Assim, espera-se que a força a ser aplicada no sentido oposto para vencer as forças radiais do escoamento seja menor.

Como as forças radiais, embora pequenas, são responsáveis por direcionar as partículas sólidas para as paredes e formar o perfil *core-anular*, a aplicação da força acústica na direção contrária pode redirecionar as partículas em direção ao centro do duto e homogeneizar a distribuição de sólidos na seção transversal do *riser*. Com a frequência e a potência acústica adequada pode ser produzida correnteza acústica para quebrar os aglomerados de partículas.

1.1 ESTRUTURA DA TESE

Este documento está dividido da seguinte forma:

- **Capítulo 1** – apresenta a introdução ao assunto, os objetivos geral e específicos e as hipóteses que foram testadas.
- **Capítulo 2** – apresenta a fundamentação teórica relativa à fluidização gás-sólido, e os conceitos de acústica necessários ao entendimento do trabalho.
- **Capítulo 3** – apresenta uma revisão bibliográfica reunindo no estado da arte os trabalhos mais relevantes na literatura que fundamentaram este estudo, além de uma revisão das técnicas de fluidodinâmica computacional empregadas na modelagem e simulação de escoamentos multifásicos.
- **Capítulo 4** – apresenta os modelos matemáticos usados para representar o escoamento gás-sólido com influência de ondas acústicas através da Fluidodinâmica Computacional.
- **Capítulo 5** – descreve os materiais utilizados e a metodologia numérica e experimental usada nas simulações e nos experimentos de bancada.
- **Capítulo 6** – apresenta e discute os resultados obtidos nesta tese, divididos em 6 estudos sequenciais.
- **Capítulo 7** – apresenta as conclusões obtidas com os estudos realizados, sugere temas para trabalhos futuros e lista as publicações da autora relacionadas à tese.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo apresenta-se a fundamentação teórica necessária para a compreensão dos mecanismos de fluidização em leitos fluidizados circulantes gás-sólido e o comportamento destes sistemas, bem como as características das partículas sólidas, que levam à formação de *clusters* e do perfil *core-annulus*. São introduzidos também os conceitos básicos de acústica e as teorias de força acústica e correnteza acústica aplicáveis a este estudo.

2.1 FLUIDIZAÇÃO GÁS-SÓLIDO

A fluidização é um processo em que partículas sólidas, inicialmente em repouso, são carregadas por um escoamento ascendente de fluido líquido ou gasoso e assumem o comportamento de um fluido granular (FAN; ZHU, 2009) com escoamento caótico (WANG et al., 2015).

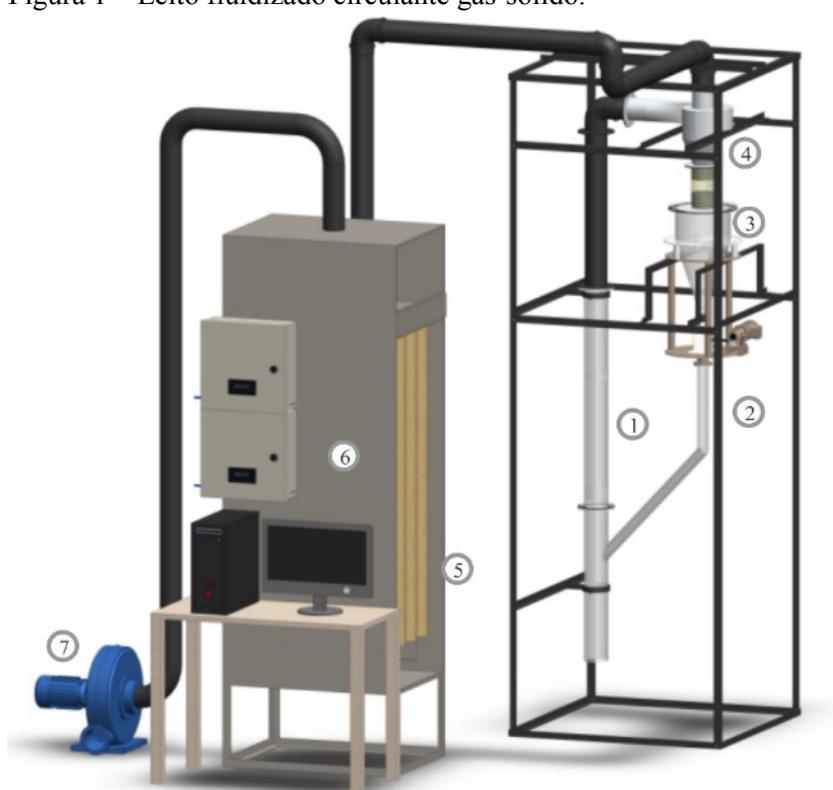
Leitos fluidizados gás-sólido são utilizados em diversas aplicações industriais porque possuem muitas vantagens sobre reatores comuns, como a estrutura e operação simples dos reatores, a uniformidade de temperatura devido à mistura das partículas, altos coeficientes de transferência de calor e a grande área de contato entre gás e partículas. Reações químicas em leito fluidizado também apresentam algumas desvantagens, como a baixa conversão devido à alta taxa de mistura de sólidos, o tempo de residência não uniforme, a retromistura de gás e sólidos, a formação de caminhos preferenciais, atrito entre partículas, erosão e formação de aglomerados. Além disso, é difícil prever o comportamento destes sistemas e realizar a sua ampliação de escala devido à complexidade da fluidização (WANG et al., 2015).

Além dos leitos fluidizados convencionais, os leitos fluidizados circulantes têm importante aplicação industrial. Em um leito fluidizado circulante, as partículas sólidas são continuamente alimentadas em um *riser* e carregadas por um gás em escoamento ascendente. A Figura 1 ilustra um leito fluidizado circulante gás-sólido em escala de laboratório. O ar ambiente é succionado na base do *riser* (1) por um exaustor (7) instalado na saída. As partículas são alimentadas em uma entrada inclinada (2), com vazão controlada por uma válvula a montante. As partículas fluidizadas pela corrente ascendente de ar escoam até a saída do *riser*, onde são recolhidas por um ciclone (4) e armazenadas em um alimentador (3) para recirculação. O ar que sai do *riser* passa por um filtro-mangas (5) para retirar partículas sólidas

remanescentes. Um sistema de controle é utilizado para manter a velocidade do ar e a vazão de partículas constantes.

As aplicações industriais dos leitos fluidizados circulantes incluem o craqueamento catalítico fluido (LIU et al., 2008), síntese de Fischer-Tropsch (SHINGLES; JONES, 1986), polimerização em fase gasosa (COVEZZI; MEI, 2001), combustão de carvão (BAKAR et al., 2012), gaseificação de biomassa (LIU; GIBBS, 2002) e decomposição de ozônio (JIANG et al., 1991).

Figura 1 – Leito fluidizado circulante gás-sólido.



1 - Riser; 2 - Entrada de sólidos; 3 - Alimentador de sólidos;
4 - Ciclone; 5 - Filtro-mangas;
6 - Sistema de controle e aquisição de dados; 7 - Exaustor

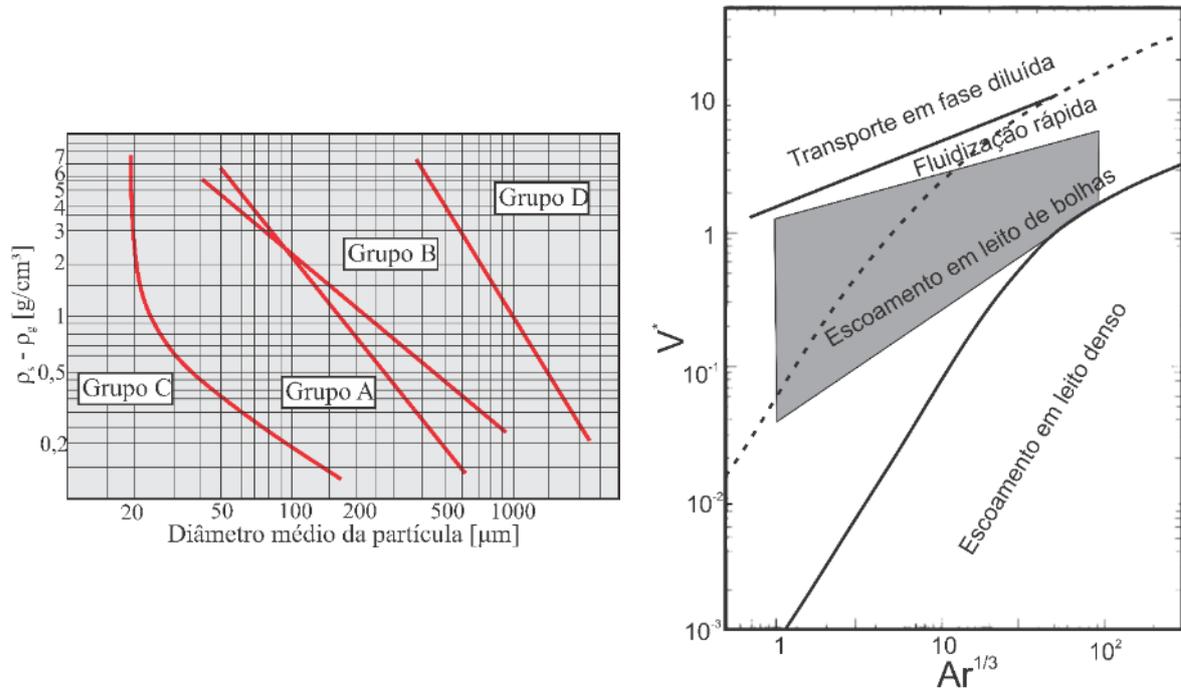
Fonte: Strey et al. (2015).

2.1.1 Regimes de fluidização gás-sólido

Geldart (1973) classificou as partículas sólidas em quatro grupos quanto ao seu comportamento quando fluidizadas. A classificação, baseada no diâmetro médio das partículas e na diferença entre as massas específicas da partícula e do fluido, é ilustrada na Figura 2-a. As principais características de cada grupo são apresentadas a seguir.

- GRUPO A: há uma expansão do leito em fase densa após atingir a velocidade de mínima fluidização e antes de formar bolhas. As partículas deste grupo apresentam diâmetro entre 20 μm e 100 μm e massa específica menor que 1400 kg/m^3 . Um exemplo típico são os catalisadores de reações de craqueamento, como o *FCC*.
- GRUPO B: são partículas que não apresentam expansão em fase densa no leito fluidizado e formam bolhas após atingir a velocidade mínima de fluidização. Materiais com diâmetro médio entre 40 μm e 500 μm e massa específica entre 1400 kg/m^3 e 4000 kg/m^3 , como a areia e esferas de vidro, exibem este comportamento.
- GRUPO C: é formado por partículas coesas e muito difíceis de serem fluidizadas, com diâmetro médio menor que 30 μm e massa específica de 1 a 7 g/cm^3 maior que a do ar, de acordo com a Figura 2.
- GRUPO D: é formado por partículas com diâmetro médio normalmente maior que 600 μm e massa específica que em geral é elevada em relação ao ar, que podem formar leitos de jorro estáveis.

Figura 2 – (a) Diagrama de Geldart para a classificação de partículas fluidizadas por ar em condições ambientes; (b) Mapa de regimes de fluidização de Bi e Grace para leitos fluidizados circulantes.



Fonte: adaptado de Geldart (1973) e Bi e Grace (1995).

Partículas dos grupos A e B de Geldart são largamente usadas nas aplicações em leito fluidizado (WANG et al., 2014; XU; CHENG; ZHU, 2006; ZHOU et al., 2013) por apresentarem fluidização mais homogênea. Geldart propôs a seguinte relação para identificar se um tipo de partícula pertence ao grupo A:

$$(\rho_s - \rho_g)d_p \leq 225, \quad (1)$$

onde ρ_g e ρ_s são as massas específicas da fase gasosa e das partículas sólidas, respectivamente, dadas em g/cm^3 , e d_p é o diâmetro da partícula, dado em μm . Para um catalisador de *FCC* com massa específica de 1500 kg/m^3 e diâmetro médio de $60 \mu\text{m}$ fluidizado em ar ambiente ($\rho_g = 1,2 \text{ kg/m}^3$), por exemplo, o lado esquerdo da equação assume o valor de 89,9 e a partícula pertence ao grupo A de Geldart. Para esferas de vidro com massa específica de 2500 kg/m^3 e diâmetro médio de $100 \mu\text{m}$, o lado esquerdo da equação é igual a 249,9, que é maior que 225 e a partícula pertence ao grupo B de Geldart.

Com base nos grupos de Geldart e variando a velocidade do gás é possível observar diferentes regimes de fluidização. Bi e Grace (1995) desenvolveram diagramas de regimes de escoamento para sistemas de fluidização gás-sólido e transporte vertical. Nesta seção foram discutidos somente os diagramas para transporte vertical, que incluem leitos fluidizados circulantes. Para operações de transporte vertical gás-sólido, o fluxo de sólidos deve ser incorporado ao diagrama de regimes de escoamento. Os regimes de escoamento incluem transporte em fase diluída, fluidização rápida ou escoamento turbulento, escoamento de bolhas/slugs, fase densa livre de bolhas e leito empacotado. A Figura 2-b ilustra as transições entre os regimes de escoamento. Os parâmetros adimensionais V^* e Ar podem ser calculados a partir das Equações (2) e (3):

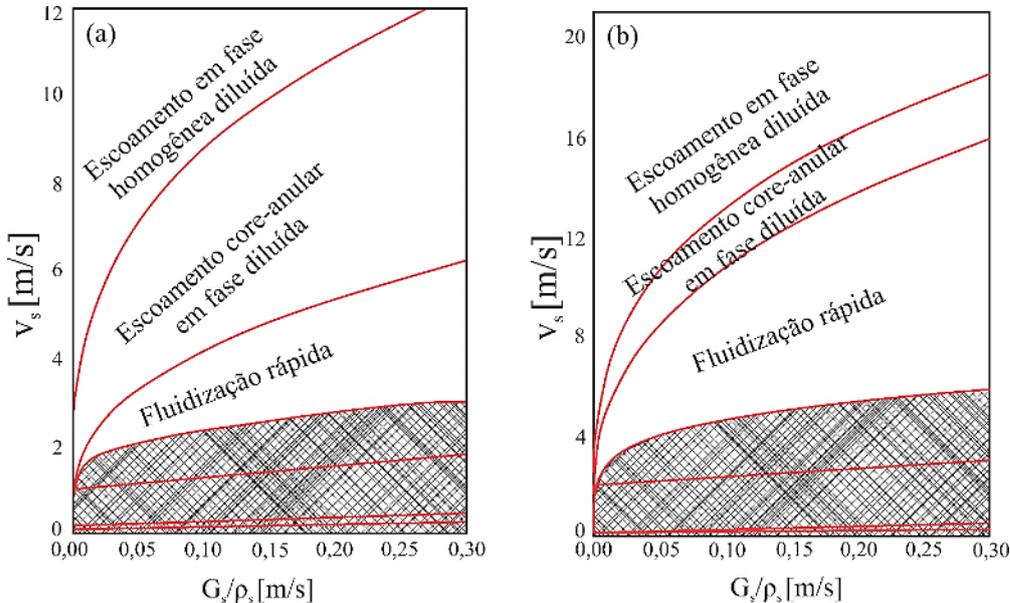
$$Ar = \frac{\rho_g(\rho_s - \rho_g)gd_p^3}{\mu^2} \quad (2)$$

$$V^* = \left[\frac{\rho_g^2}{g\mu(\rho_s - \rho_g)} \right]^{\frac{1}{3}} \left[v_g - \frac{G_s f_s}{f_g \rho_s} \right], \quad (3)$$

propostas por Boonprasop et al. (2019) a partir dos diagramas de Bi e Grace (1995). O parâmetro Ar leva em conta as propriedades físicas do gás e das partículas e não varia com a condição operacional. Já o parâmetro V^* considera as propriedades físicas e as condições de operação.

Em leitos fluidizados circulantes e *risers* de transporte, incluindo o escoamento homogêneo em fase diluída, operar abaixo do regime de fluidização rápida é praticamente impossível devido a limitações dos equipamentos. Assim, Bi e Grace (1995) modificaram os mapas de regimes de escoamento destacando as regiões de escoamento homogêneo em fase diluída, escoamento core-anular em fase diluída e fluidização rápida, que são mais comumente encontradas nestes equipamentos. A Figura 3 mostra mapas de regimes de fluidização modificados para considerar o escoamento em leitos fluidizados circulantes de partículas (a) do grupo A e (b) do grupo B de Geldart. Os dados experimentais que suportam a construção dos diagramas foram obtidos a partir do escoamento em ar ambiente das partículas em um duto vertical com 0,15 m de diâmetro. Para partículas do Grupo A, é mais comum a ocorrência do regime core-anular diluído, enquanto que para partículas do Grupo B predominam os regimes de escoamento homogêneo em fase diluída e fluidização rápida. Considerando uma velocidade média de 10 m/s para fluxos mássicos de sólidos menores ocorre escoamento em fase homogênea diluída e para fluxos mássicos maiores ocorre fluidização rápida das partículas do Grupo B. Já as partículas do Grupo A não apresentam fluidização rápida com o aumento do fluxo de sólidos nestas condições, porém tendem a formar o perfil *core-annulus*.

Figura 3 – Mapas de regimes de fluidização em leitos fluidizados circulantes adaptados para partículas do grupo A ($\rho_s = 1500 \text{ kg/m}^3$, $d_p = 60 \text{ }\mu\text{m}$) e do grupo B ($\rho_s = 2600 \text{ kg/m}^3$, $d_p = 200 \text{ }\mu\text{m}$) de Geldart em um duto vertical com 0,15 m de diâmetro.



Fonte: adaptado de Bi e Grace (1995).

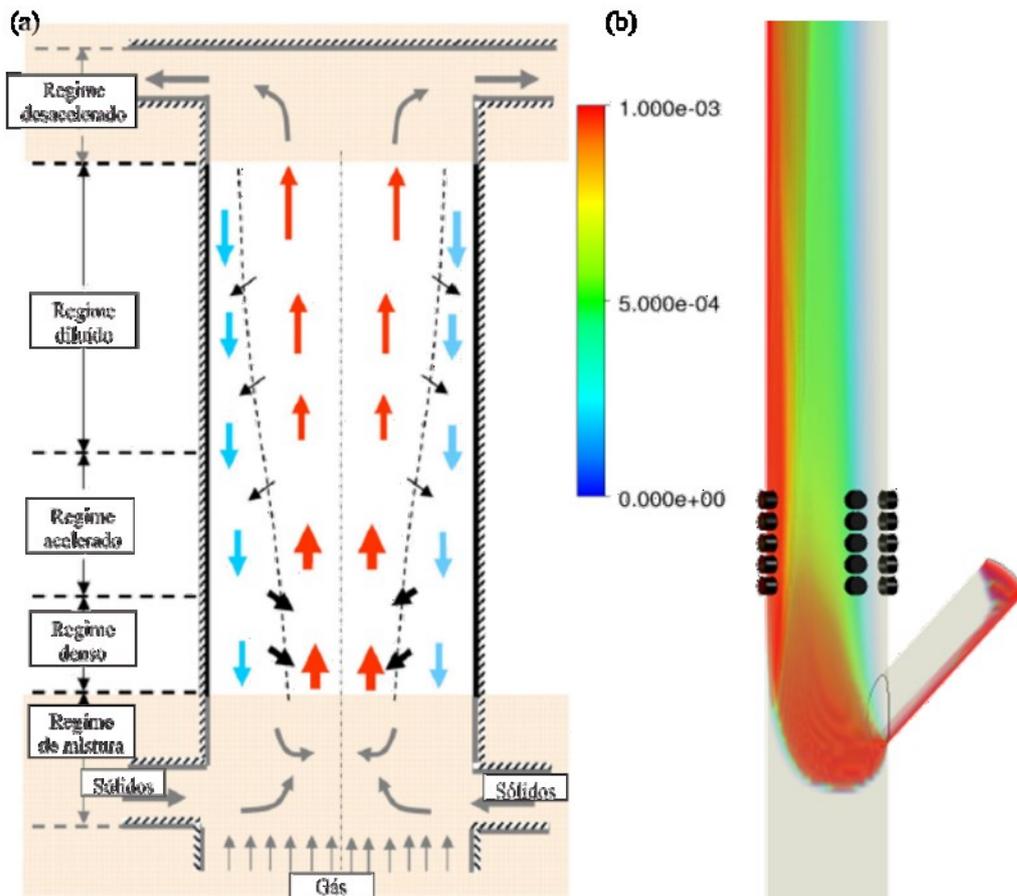
2.1.2 Formação de *clusters* em *risers* de *CFB* e o perfil *core-annulus*

O escoamento ascendente em *risers* de *CFB* e o regime de escoamento em fase diluída contribuem para a formação do perfil *core-annulus*, como foi demonstrado através dos diagramas de Bi e Grace (1995). No perfil *core-annulus*, uma região mais concentrada em partículas sólidas é encontrada próximo à parede do *riser*, enquanto a região central é diluída. A Figura 4-a ilustra as etapas de formação do perfil *core-annulus* em um leito fluidizado gás-sólido, em que a velocidade das partículas em ascensão é maior na região de entrada e diminui com a altura. Como a velocidade da fase gasosa é maior no centro e próxima a zero nas paredes, há concentração de partículas sólidas nas paredes e tendência de queda em determinada altura, onde o gás não tem mais energia para suspê-las. A Figura 4-b mostra a distribuição de concentração core-anular de partículas sólidas em um *riser* de *CFB*, onde a fase gasosa é o ar ambiente e a fase sólida são partículas do Grupo A de Geldart. O escoamento ocorre em fase diluída com comportamento core-anular, assim como é previsto através dos diagramas apresentados na Figura 3.

Em sistemas de fluidização gás-sólido, as partículas sólidas podem ser encontradas dispersas individualmente ou formando grupos, que podem ser *clusters* ou aglomerados. Os

dois últimos termos são constantemente tratados na literatura como sendo iguais, porém é importante fazer uma distinção entre os mesmos. Cahyadi et al. (2017) definiram aglomerados como grupos de partículas ligadas ou endurecidas e *clusters* como regiões concentradas em partículas que se formam devido a efeitos hidrodinâmicos e forças fracas de interação entre partículas.

Figura 4 – (a) Etapas de formação do perfil *core-annulus* em leitos fluidizados gás-sólido; (b) representação do perfil *core-annulus* em um *riser* de CFB.



Fonte: (a) adaptado de Wang, You e Zhu (2010) e (b) produzido pela autora (2020).

Como os *clusters* têm tamanho maior e fração de vazios menor que as partículas individuais dispersas, a eficiência do contato gás-sólido é afetada, diminuindo o rendimento de reações químicas e processos de interesse que dependem deste contato (NAMKUNG; KIM, 1998). Os parâmetros do escoamento afetados pela formação de *clusters* são a velocidade de deslizamento das partículas, a força de arraste, a perda de carga, a fração local de vazios, o grau

de mistura e a transferência de calor e massa (CAHYADI et al., 2017; FULLMER; HRENYA, 2017; LEWIS; GILLILAND; BAUER, 2005).

Um *cluster* pode estar presente quando (a) a concentração de partículas é maior que a concentração média local e (b) a flutuação da concentração de partículas devido à presença do *cluster* é maior que a flutuação randômica de fundo. Neste último caso, a maior concentração de partículas em uma determinada região leva a maiores flutuações de concentração e velocidade nesta região devido às instabilidades hidrodinâmicas e à maior frequência de colisões. A flutuação randômica de fundo pode ser definida como as flutuações aleatórias normalmente encontradas no escoamento turbulento sem que haja a presença de *clusters* de partículas. A detecção da formação de *clusters* e o seu mapeamento em experimentos laboratoriais é muito difícil e, por isso, realizam-se simulações numéricas para preencher esta lacuna (CAHYADI et al., 2017).

Os *clusters* são formados por colisões inelásticas entre partículas, que dissipam energia cinética e diminuem a velocidade das partículas (WANG et al., 2009) e a pressão do gás devido à dissipação viscosa (SUBBARAO, 1986). Então, o gás e as partículas vizinhas escoam em direção a estas regiões de baixa pressão criadas para formar *clusters* de partículas (ROYER et al., 2009). A formação de *clusters* devido a estas colisões ocorre tanto em leitos densos quanto em leitos diluídos (CABEZAS GÓMEZ; MILIOLI, 2003; HELLAND et al., 2007; SHUYAN et al., 2008a). A Figura 5 mostra os mecanismos de instabilidade que normalmente levam à formação de *clusters*, indicando o comportamento das partículas e dos *clusters* antes (t_1) e depois (t_2) da ocorrência de cada um dos eventos mencionados. Estes mecanismos podem se originar da transferência de calor e de quantidade de movimento, ou seja, da dissipação de energia térmica na forma de temperatura e de instabilidades cinemáticas devidas às diferenças de velocidade entre a fase gasosa e as partículas sólidas que pertencem ou não a um *cluster*. As fontes de instabilidades que podem levar à formação de *clusters* são as colisões inelásticas entre partículas e o atrito entre partículas. Após o choque e o atrito entre duas ou mais partículas, a energia cinética do escoamento diminui devido à sua dissipação, levando ao aparecimento de regiões de menor velocidade onde as partículas tendem a se acumular. Outra causa de instabilidade é arraste de partículas devido a forças motrizes térmicas e cinemáticas. Nem todas as partículas se movem com a mesma velocidade e nem todas têm a mesma temperatura, levando ao atraso no escoamento de algumas partículas, que tendem a se acumular e formar *clusters*. Em *risers* de *CFB*, a diferença de velocidade entre as fases gasosa e sólida e a sua

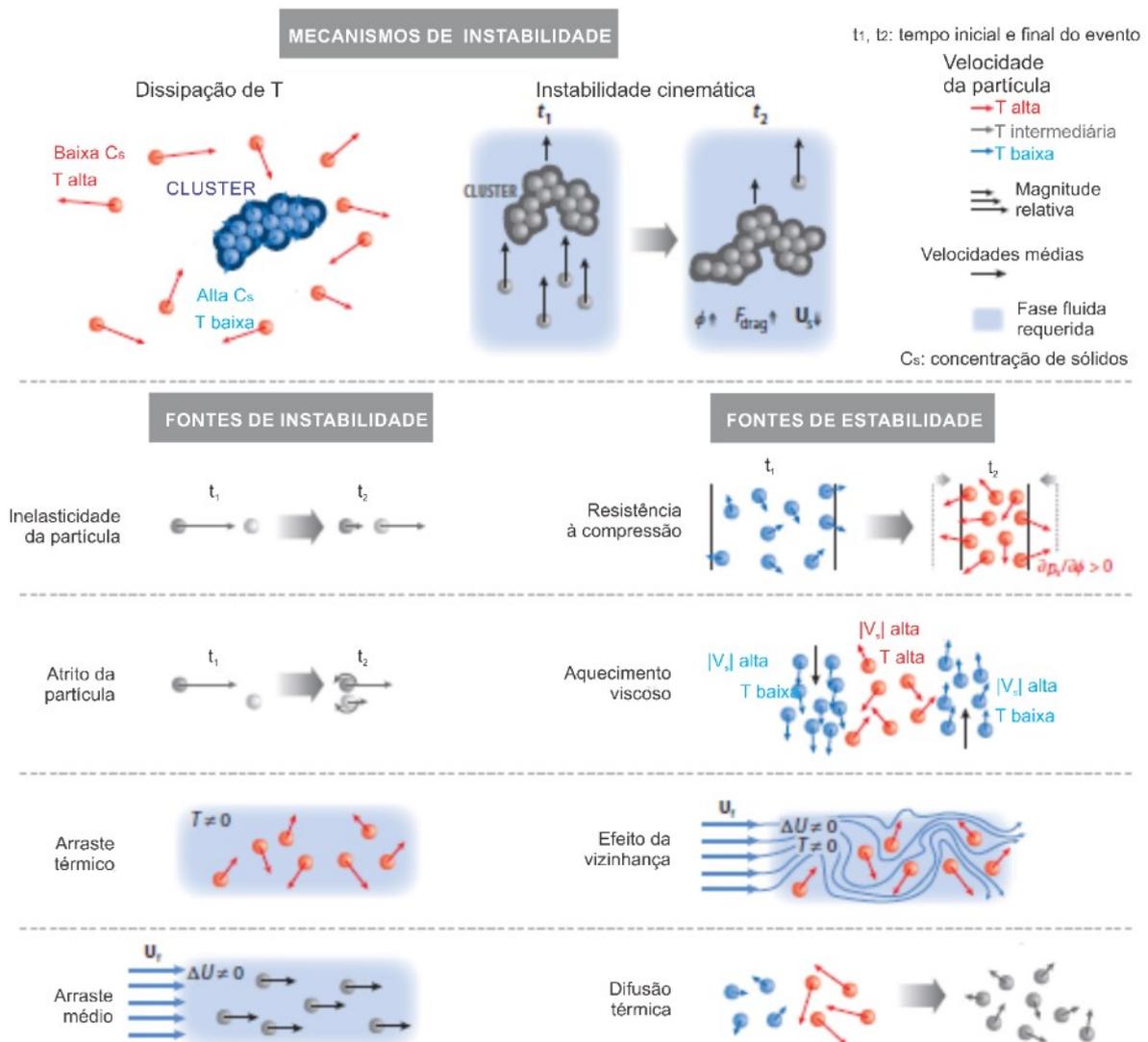
influência sobre a transferência de quantidade de movimento é computada através de forças de arraste entre fases. A dissipação da temperatura granular devido às colisões entre partículas diminui a energia do escoamento, enquanto as instabilidades cinemáticas do escoamento alteram a força de arraste entre fases e levam à formação de *clusters*. Além disso, existem forças de estabilidade, que podem evitar a formação de *clusters*. A resistência da fase gasosa à compressão leva ao aumento da sua energia cinética, enquanto que para as partículas sólidas ocorre o aumento da temperatura granular, que pode ser entendido como um aumento das flutuações de energia que pode levar à dissipação de regiões mais concentradas e à quebra de *clusters*. Da mesma forma, o aquecimento viscoso e os efeitos de vizinhança, que produzem movimento de convecção no fluido devido a diferenças de velocidade e temperatura entre as fases e entre regiões locais, levam ao aumento da temperatura granular. Outra fonte de estabilidade é a difusão térmica, que leva a uma distribuição mais uniforme de temperatura e evita o aparecimento de regiões com menor energia da fase gasosa, que podem acumular partículas sólidas.

As forças entre partículas e as colisões exercem maior influência sobre a formação de *clusters* em leitos densos. Nos leitos diluídos e turbulentos, como os encontrados em *risers* de *CFB*, a dissipação de energia para formar *clusters* é devida, principalmente, a instabilidades hidrodinâmicas (CAHYADI et al., 2017). Como a dissipação de energia devido às colisões inelásticas reduz a distância entre as partículas, as forças entre partículas aumentam e podem não ser desprezíveis em relação às instabilidades hidrodinâmicas (CHEW et al., 2011). As forças de coesão entre partículas do Grupo A de Geldart, por exemplo, aumentam a tendência à formação de *clusters* (TORTORA et al., 2008).

A energia das partículas antes da colisão é normalmente quantificada como temperatura granular, que diminui e depois se estabiliza em função do aumento das colisões, além de se concentrar nas paredes do duto (WANG et al., 2009). As colisões entre partículas são avaliadas numericamente pelo coeficiente de restituição (CHALERMSINSUWAN et al., 2012). Quanto menor é o valor deste coeficiente, maior é o número de colisões inelásticas e há tendência em formar *clusters* menores e mais densos (HELLAND; OCCELLI; TADRIST, 2000). As colisões são influenciadas pelas condições operacionais do escoamento e pelas propriedades das partículas (COCCO et al., 2010). Alto carregamento mássico, alta velocidade superficial do gás e distribuição de diâmetros de partícula esparsas contribuem para aumentar

a frequência das colisões (SHUYAN et al., 2008a). Partículas com diâmetro menor que $44\ \mu\text{m}$ são carregadas pelo gás para o centro do duto em escoamentos ascendentes, enquanto as partículas maiores formam *clusters* na região próxima à parede (CHEW et al., 2011).

Figura 5 – Mecanismos que levam à formação de *clusters* (topo) e suas fontes de instabilidade (esquerda) e estabilidade (direita). O fundo azul indica que é necessário um fluido intersticial para que o fenômeno ocorra.



Fonte: adaptado de Fullmer e Hrenya (2017).

Outro fator importante na formação de *clusters* de partículas no escoamento gás-sólido são as interações gás-partícula. Estas interações podem ser descritas por quatro tipos de forças de interação induzidas na partícula (FAN; ZHU, 2009). A força de Saffman é originada por um gradiente de pressão, velocidade ou temperatura (CAHYADI et al., 2017). A força de Magnus

se origina da rotação das partículas, movendo-as em direção à região de alta velocidade (HELLAND et al., 2007). Outra força importante é a força de arraste, que surge da diferença de velocidade entre o fluido e a partícula, transferindo quantidade de movimento entre as fases (YAN et al., 2014). A força de Basset é devida à aceleração ou desaceleração da partícula em relação ao fluido, mas pode ser negligenciada no escoamento gás-sólido, onde a diferença de massa específica da partícula e do gás é muito grande (CHEW et al., 2011). A força de Kutta-Joukowski foi proposta recentemente por Fan et al. (2018) como uma força transversal causada pelo gradiente de concentração de partículas no duto, fazendo com que as partículas se concentrem na região anular.

O impacto das instabilidades hidrodinâmicas, entendidas como flutuações locais de velocidade, pressão e temperatura do gás) sobre a formação de *clusters* em escoamentos gás-sólido depende das características do *cluster* e das condições operacionais do escoamento (GOLDHIRSCH; ZANETTI, 1993). Fullmer e Hrenya (2017) consideram como fontes de instabilidade a inelasticidade das partículas, o atrito entre partículas, o arraste térmico devido a gradientes de temperatura e o arraste médio devido a gradientes de velocidade entre partículas, como ilustrado na Figura 5. Já as fontes de estabilidade, que diminuem a formação de *clusters*, são a resistência à compressão, comumente verificada em gases, o aquecimento viscoso, o efeito da vizinhança devido a gradientes de velocidade e temperatura e a difusão térmica.

Clusters maiores apresentam grande força de arraste, fazendo com que camadas se soltem e diminuam o tamanho do *cluster* (HELLAND et al., 2007). *Clusters* menores, com fração de vazios maior que 90 %, tendem a ser destruídos pelo aumento de velocidade do gás dentro da sua estrutura (MORAN; GLICKSMAN, 2003a). As forças hidrodinâmicas aumentam ou diminuem o tamanho de *clusters* menos concentrados devido ao amortecimento da turbulência do gás pela inércia da partícula (CAHYADI et al., 2017). A turbulência do gás potencializa a formação de *clusters*. No escoamento turbulento formam-se vórtices que tornam curvas as linhas de corrente do gás, produzindo inclusive regiões de retorno e turbilhões. As partículas sólidas que são carregadas por este gás deveriam, então, seguir a mesma trajetória curva. No entanto, devido à diferença de densidade entre o gás e as partículas, estas não seguem necessariamente as linhas de corrente curvas do gás na presença de um vórtice turbulento. As partículas podem espiralar para fora ou atravessar o vórtice de gás para formar *clusters* (EATON; FESSLER, 1994).

A medição experimental do tamanho de um *cluster* é muito difícil devido às rápidas variações de velocidade e concentração que ocorrem no escoamento. No entanto, o diâmetro de um *cluster* pode ser estimado através de fotos do escoamento obtidas com intervalos de tempo muito pequenos ou através de simulações numéricas (CAHYADI et al., 2017). O diâmetro de um *cluster* em um *riser* de *CFB* aumenta com o diâmetro das partículas, ao contrário do que ocorre em um leito apenas fluidizado (XU; ZHU, 2011). Além disso, o tamanho radial do *cluster* aumenta para dutos de pequeno diâmetro porque o atrito com a parede reduz a turbulência do gás e o movimento das partículas nesta região (CAHYADI et al., 2017).

A duração do *cluster* para partículas dos Grupos A e B de Geldart está na mesma faixa. Xu e Zhu (2011) realizaram experimentos com catalisador de *FCC* e esferas de vidro que possuem diâmetros médios semelhantes e massas específicas diferentes. Os resultados mostraram que uma alta massa específica não causa grande impacto sobre a duração do *cluster* em baixos carregamentos mássicos, mas aumenta significativamente a sua duração em carregamentos mássicos altos. O impacto das propriedades das partículas sobre a duração do *cluster*, no entanto, é menor que o das condições operacionais (CHEW et al., 2011). Altas concentrações de sólidos aumentam a frequência das perturbações e diminuem a estabilidade hidrodinâmica das partículas, levando à formação de *clusters*. Além disso, a formação de *clusters* é menos frequente com velocidades superficiais do gás maiores (TSUO; GIDASPOW, 1990).

O diâmetro médio das partículas e a sua massa específica têm maior influência sobre a formação de *clusters* do que a sua esfericidade (XU; ZHU, 2011). No entanto, as partículas mais esféricas formam menos *clusters* porque sofrem menos rotação no escoamento (COCCO et al., 2010). Considerar a distribuição de diâmetros de partícula é importante, pois a segregação de partículas maiores em direção à parede do *riser* (ROSSBACH et al., 2016a) pode levar à formação de *clusters*. Em sistemas monodispersos, onde se considera que todas as partículas têm o mesmo diâmetro, a influência das propriedades da partícula sobre a formação de *clusters* é insignificante, mas estas afetam a sua duração e frequência (CAHYADI et al., 2017).

A porosidade do *cluster* afeta a predição da força de arraste. Os *clusters* são discretos, não-rígidos (COCCO et al., 2010) e formados por camadas com diferentes concentrações de sólidos devido à difusão contínua do gás no *cluster* (YANG; ZHU, 2014). A velocidade do *cluster* é não uniforme espacial e temporalmente (HELLAND; OCCELLI; TADRIST, 2000). Os *clusters* se movem no sentido do gás (*core*) e no sentido oposto (*annulus*), tanto em leito

denso quanto em leite diluído (LU et al., 2005). A região de maior concentração de sólidos na parede, formada no perfil core-anular em *risers* de *CFB*, pode ser considerada como um *cluster* devido às suas propriedades e ao seu comportamento no escoamento (CAHYADI et al., 2017).

2.2 CONCEITOS BÁSICOS DE ACÚSTICA

A acústica é o ramo da ciência que lida com a produção de ondas sonoras, a propagação do som de um emissor até um receptor e a detecção e percepção do som (ROSSING, 2007a). O som pode ser entendido como o deslocamento de uma onda no ar ou em outro meio elástico (EVEREST; POHLMANN, 2009) e é produzido por diferentes meios, como a vibração de máquinas, mudanças no escoamento do ar, fontes de calor e escoamentos supersônicos. O som pode também ser produzido por fontes sonoras que geram ondas com uma certa frequência e pressão sonora, provocando efeitos de variação de pressão no meio (ROSSING, 2007a).

Os sons audíveis pelo ouvido humano estão no intervalo de frequência entre 16 Hz e 16 kHz (MOSER; MULLER, 2013) ou de 20 Hz a 20 kHz (EVEREST; POHLMANN, 2009). Os sons cuja frequência está abaixo deste intervalo são conhecidos como infrassons, enquanto os sons com frequência superior são os ultrassons. Os ultrassons têm importantes aplicações médicas e industriais e são utilizados em pesquisas científicas, principalmente no estudo do comportamento de sólidos e fluidos (ROSSING, 2007a).

A física acústica é uma área importante da ciência acústica que investiga a propagação do som em sólidos, líquidos e gases e a forma como o som interage com o meio em que se propaga. Técnicas acústicas têm sido amplamente usadas para estudar propriedades estruturais e termodinâmicas de materiais a baixas temperaturas. O estudo da propagação do ultrassom em metais, em cristais dielétricos, em sólidos amorfos e em materiais magnéticos trouxe importantes informações sobre suas propriedades elásticas e estruturais, dentre outras (ROSSING, 2007a).

As ondas de ultrassom atraíram a atenção de pesquisadores no início do século XX. Várias aplicações de ultrassom surgiram devido à descoberta do efeito piezoelétrico sobre cristais, segundo o qual a aplicação de um campo elétrico sobre chapas de determinados cristais naturais, como o quartzo, produz mudanças em sua espessura. Após esta descoberta,

transdutores piezoelétricos altamente eficientes feitos de materiais cerâmicos foram usados para produzir ultrassom de alta intensidade em sólidos, líquidos e gases (ROSSING, 2007b).

2.2.1 Caracterização da onda

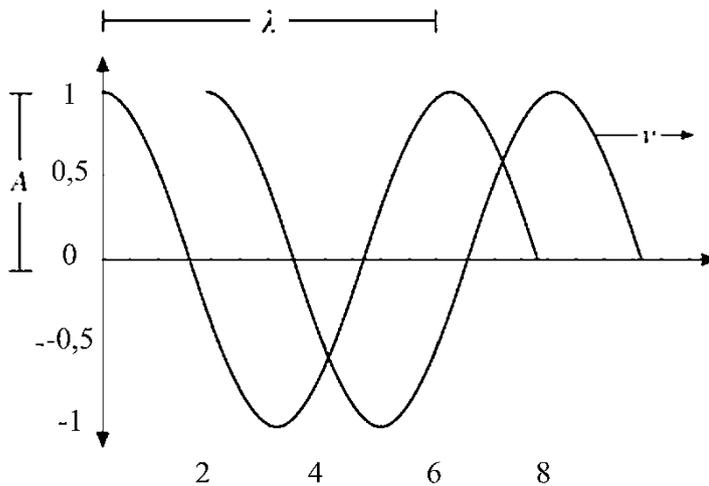
Ondas acústicas são um tipo de flutuação de pressão presente em fluidos compressíveis. As forças restitutivas responsáveis por propagar a onda são variações de pressão que ocorrem quando o fluido é comprimido ou expandido. Os elementos do fluido movem-se para a frente e para trás na direção das forças, produzindo regiões adjacentes de compressão e rarefação (ou descompressão) (KINSLER et al., 2000).

As ondas longitudinais podem ser representadas matematicamente como uma combinação de ondas senoidais e cossenoidais através da decomposição de Fourier (BREAZEALE; PHERSON, 2007). A frequência sonora indica o número de oscilações formadas em um determinado intervalo de tempo ou período e pode ser medida com um osciloscópio ou um contador de frequência (MOSER; MULLER, 2013). A Figura 6 ilustra um exemplo de onda sinusoidal, que pode ser descrita por (Equação (4)):

$$y(x) = A_p \text{sen}(kx + \phi), \quad (4)$$

onde A_p é o deslocamento máximo de uma partícula do meio na direção x e k é o número de onda. O argumento da função seno representa a fase da onda e ϕ é um termo de mudança de fase que causa uma alteração do formato da onda na direção x .

Figura 6 – Exemplo de onda sinusoidal.



Fonte: adaptado de Breazeale e Pherson (2007).

O comprimento de onda λ compreende a região positiva (A+) e a região negativa (A-) e é calculado como (Equação (5)):

$$\lambda_{ac} = \frac{2\pi}{k}. \quad (5)$$

O deslocamento da onda, considerando sua velocidade c , é expresso através da Equação (6):

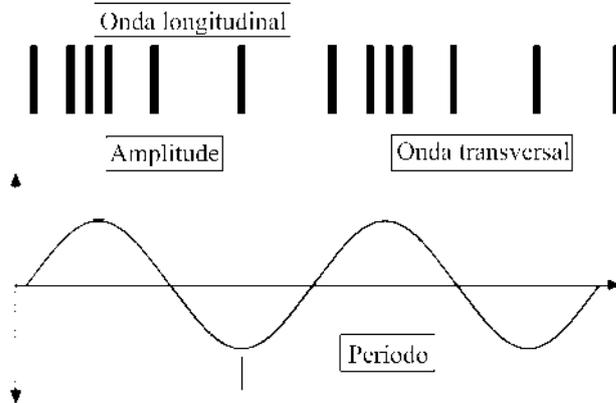
$$y(x, t) = A_p \text{sen}[k(x - c_0 t) + \phi]. \quad (6)$$

2.2.2 Propagação da onda

A propagação de uma onda acústica em um meio material se dá através de movimentos de compressão e rarefação das partículas do meio (PIERCE, 2007). Há dois tipos básicos de ondas que se propagam em meios elásticos infinitos: as longitudinais e as transversais, ilustradas na Figura 7. As ondas longitudinais propagam-se na sua direção de emissão, produzindo um movimento de compressão e rarefação no fluido que é representado pelas barras verticais que sugerem o movimento para a esquerda e para a direita. Já as ondas transversais propagam-se perpendicularmente à direção do movimento das partículas, ou seja, movimentam

as partículas em direção ao lado direito da imagem enquanto se propagam para cima ou para baixo, seguindo a direção da senoidal (ANDRADE, 2010; BREAZEALE; PHERSON, 2007).

Figura 7 – Ondas longitudinais e transversais.



Fonte: adaptado de Breazeale e Pherson (2007).

As ondas acústicas são também divididas em estacionárias e progressivas. Nas ondas progressivas todos os pontos vibram com a mesma frequência, executando movimentos harmônicos simples com a mesma amplitude. Já em ondas estacionárias, a amplitude de cada ponto depende da sua posição. Uma onda estacionária é produzida quando uma onda é refletida com mesma amplitude e se propaga em sentido oposto (EVEREST; POHLMANN, 2009). Ondas estacionárias são usadas em levitação acústica, enquanto a separação acústica normalmente trabalha com ondas progressivas (ANDRADE, 2010).

2.2.3 A equação de onda acústica

Para se obter a equação que descreve o movimento que a onda acústica produz no fluido, assume-se que o fluido é estático, sem variações de pressão produzidas por efeitos de viscosidade e condução de calor e que obedece a lei do gás ideal. Assume-se que processos acústicos nestas condições são aproximadamente isentrópicos (adiabáticos e reversíveis). Para gases ideais, a flutuação em torno da pressão de equilíbrio ou pressão média pode ser descrita pela relação de processo adiabático para o gás ideal. Quando o comportamento é de gás não ideal, é necessário obter uma expressão utilizando equações de estado ou regressar a relação adiabática com dados experimentais em uma expansão em série de Taylor. O movimento de compressão e expansão produzido pela ação da onda acústica é relacionado ao movimento do

fluido através da equação da continuidade e da equação de Euler para quantidade de movimento (KINSLER et al., 2000).

Quando a amplitude das ondas é baixa, o seu comportamento pode ser aproximado por equações algébricas e diferenciais lineares, embora apresentem comportamento não linear (PIERCE, 2007). Ondas sonoras com amplitude alta têm um comportamento não linear que não pode ser negligenciado e devem ser descritas por modelos de propagação não lineares (PIERCE, 2007; ANDRADE, 2010).

As equações que descrevem os fenômenos acústicos são equações diferenciais parciais lineares na amplitude. As ondas acústicas em um fluido podem ser caracterizadas a partir do deslocamento de partículas, da velocidade das partículas do meio ou da pressão acústica. As equações de conservação baseadas na teoria acústica linear podem ser deduzidas a partir da equação de Navier-Stokes para um fluido compressível ideal. Negligenciando a gravidade e assumindo que a velocidade do fluido onde a onda se propaga é zero, a pressão ambiente passa a ser constante (PIERCE, 2007). Desta forma, a conversão da pressão acústica para velocidade de partícula pode ser feita a partir da equação linearizada de Euler (Equação (7)):

$$\rho_g \frac{\partial \mathbf{v}_{ac}}{\partial t} = -\nabla p_{ac}, \quad (7)$$

onde ρ_g é a densidade de equilíbrio do fluido e \mathbf{v} é o vetor velocidade. Ao se negligenciar o efeito da gravidade e a velocidade do fluido onde a onda se propaga, restringe-se a aplicabilidade do modelo. Esta abordagem é útil para se obter uma estimativa inicial do campo acústico, porém quando se deseja conhecer o comportamento de uma partícula sólida posicionada neste campo acústico deve-se considerar que, além da força acústica, a força da gravidade também age sobre a partícula atraindo-a para baixo. Outra forma de representar uma onda acústica é através do seu potencial de velocidade, na forma (Equação (8)):

$$\mathbf{v}_{ac} = \nabla U, \quad (8)$$

o que é possível pelo fato de que as velocidades em uma onda acústica longitudinal são irrotacionais.

A propagação de ondas acústicas em um fluido não viscoso considerando a teoria linear (KINSLER et al., 2000) é descrita pela Equação (9):

$$\nabla^2 p_{ac} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_{ac}}{\partial t^2}. \quad (9)$$

A velocidade do som em fluidos é dada pela variação da pressão com a massa específica em condições adiabáticas, na forma da Equação (10):

$$c_0^2 = \gamma_{ad} p_g / \rho_g, \quad (10)$$

onde γ_{ad} é uma constante do processo adiabático, p_g é a pressão do fluido e ρ_g é a sua massa específica. Uma onda plana é caracterizada pela amplitude e fase constantes em qualquer plano perpendicular à direção de propagação. Assumindo que a onda se propaga na direção x , a Equação (9) pode ser reescrita como (Equação (11)):

$$\frac{\partial^2 p_{ac}}{\partial x^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_{ac}}{\partial t^2}. \quad (11)$$

Diferentes tipos de análises podem ser conduzidos em investigações acústicas. As mais comuns são a análise modal, a harmônica, a transiente e a randômica. A análise modal é usada para calcular frequências naturais e modos de vibração de sistemas. A análise harmônica é usada para calcular a resposta acústica ou de vibração de um sistema devido à excitação por uma onda sinusoidal, onde variam a força motriz, o deslocamento, a pressão acústica e outras propriedades. Nestes sistemas, a excitação é contínua em frequência constante. A análise transiente é usada para calcular a resposta do sistema ao longo do tempo devido a uma excitação. Já a análise randômica é usada para calcular a resposta do sistema devido à aplicação de uma excitação com frequência e amplitude prescritas (HOWARD; CAZZOLATO, 2015).

A forma complexa da solução harmônica para a pressão acústica de uma onda plana tem a forma da Equação (12) (KINSLER et al., 2000):

$$p_{ac}(x, t) = A_h \exp[j(\omega t - kx)] + B_h \exp[j(\omega t - kx)] \quad (12)$$

e a velocidade da partícula associada a esta pressão é dada pela Equação (13) (KINSLER et al., 2000):

$$v_{ac} = v_{ac,x} = \left[(A_h / \rho_g c_0) e^{j(\omega t - kx)} - (B_h / \rho_g c_0) e^{j(\omega t + kx)} \right] x, \quad (13)$$

onde j é um número complexo, ω é a frequência angular e k é o número de onda. A e B são duas constantes do modelo matemático. De acordo com Andrade e Adamowski (2010) e Kinsler et al. (2000), para uma onda plana linear a pressão acústica é descrita pela Equação (14):

$$p_{ac,x} = A_h \exp[j(\omega t - kx)] \quad (14)$$

e a velocidade das partículas é dada pela Equação (15):

$$v_{ac,x} = \frac{A_h}{\rho_g c_0} \exp[j(\omega t - kx)] x. \quad (15)$$

2.2.4 Intensidade de onda acústica

A intensidade instantânea de uma onda acústica é a taxa instantânea por unidade de área em que o trabalho é realizado por um elemento fluido sobre outro elemento adjacente, produzindo efeitos de compressão ou rarefação (KINSLER et al., 2000). A intensidade da onda sobre um período T_{ac} é dada pela Equação (16):

$$I_{ac} = \frac{1}{T_{ac}} \int_0^{T_{ac}} p_{ac} v_{ac} dT_{ac}. \quad (16)$$

2.2.5 Impedância acústica específica

A impedância acústica específica é a razão entre a pressão acústica e a velocidade associada da partícula fluida no meio (KINSLER et al., 2000). Para ondas planas, esta razão é dada pela Equação (17):

$$z = \pm \rho_g c_0. \quad (17)$$

onde z é a impedância acústica, em Ω , ρ_g é a massa específica do fluido onde a onda se propaga, em kg/m^3 , e c_0 é a velocidade do som no meio de propagação, em m/s .

2.2.6 A escala decibel

O nível de pressão sonora tem uma faixa de abrangência muito grande. Os sons audíveis variam de 10^{-12} W/m^2 até 10 W/m^2 . Por isso é conveniente expressar esta variação em escala logarítmica como (Equação (18)):

$$SPL = 20 \log(p_{ac}/p_{ref}), \quad (18)$$

onde SPL é o nível de pressão sonora em decibéis, p_{ac} é a amplitude de pressão efetiva da onda sonora e p_{ref} é a amplitude de pressão efetiva de referência. O valor de referência para o som no ar é $2,89 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ (KINSLER et al., 2000).

2.3 PROPAGAÇÃO DE ONDAS ACÚSTICAS

As ondas mecânicas que se propagam em um fluido não viscoso são longitudinais, ou seja, as partículas do meio se deslocam na direção de propagação da onda. A propagação de ondas acústicas pode ser descrita pela teoria linear (amplitudes baixas) ou pela teoria não-linear (amplitudes altas). Na teoria linear as variações de pressão durante a propagação da onda são pequenas e a pressão possui a mesma distribuição de amplitude e fase no plano perpendicular à direção de propagação da onda. Uma onda acústica que se propaga em um fluido pode ser caracterizada pela variação de pressão que provoca no fluido, pelo deslocamento das partículas ou pela velocidade das partículas no meio. A relação entre a pressão acústica e a velocidade das partículas devido à onda é dada pela Equação (7), apresentada anteriormente (KINSLER et al., 2000).

A principal característica de uma onda linear é que o princípio da superposição se mantém durante a sua propagação e a sua velocidade de fase não é função da frequência, superpondo-se a onda refletida e a onda emitida, ambas são idênticas. Assim, conclui-se que o formato da onda não muda durante a propagação e a velocidade média do escoamento de um elemento fluido neste campo acústico é nula, uma vez que as partes negativa e positiva da onda

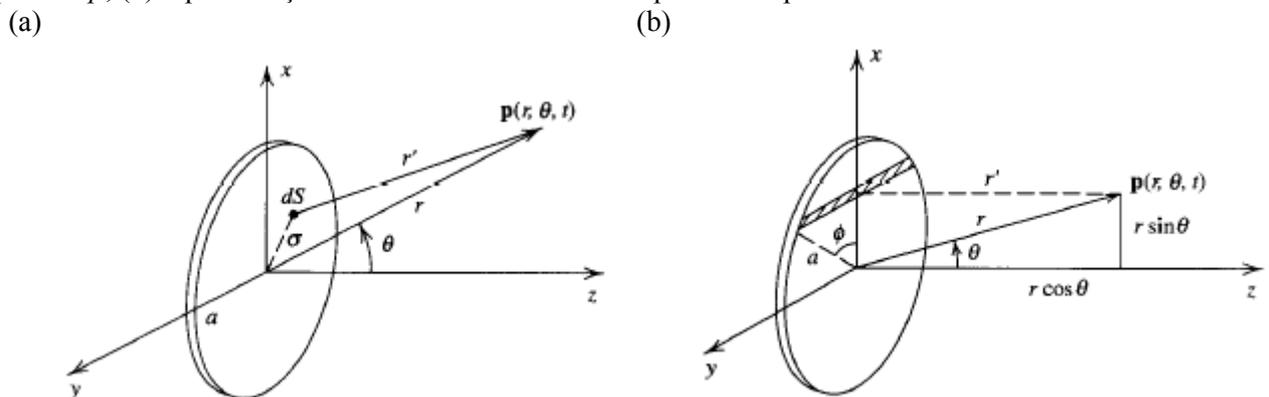
têm o mesmo valor. No entanto, quando a amplitude da onda aumenta o princípio da superposição não é mais válido e a onda acústica é classificada como não-linear de amplitude finita (WU, 2018).

Quando uma onda acústica que se propaga no fluido encontra uma partícula ela pode ser transmitida ou refletida dependendo da impedância acústica do fluido, que é o produto da sua massa específica pela velocidade do som no meio. Quanto maior a diferença de impedância acústica entre o fluido e a partícula, maior será a fração da onda refletida (KINSLER et al., 2000).

Uma fonte acústica de grande interesse é o pistão circular plano, que é o modelo usado para alto-falantes, dutos de ventilação, entre outros. A pressão total gerada por uma fonte acústica deste tipo é representada pela Figura 8-a e descrita pela Equação (19) (KINSLER et al., 2000):

$$p_{ac}(r, \theta, t) = j\rho_g \frac{U}{\lambda_{ac}} \int_S \frac{1}{r'} e^{j(\omega t - kr')} dS. \quad (19)$$

Figura 8 – (a) Representação esquemática de um pistão circular plano que emite uma onda acústica de pressão p ; (b) representação do sistema de coordenadas para o campo acústico distante.



Fonte: Kinsler et al. (2000).

A integração da Equação (19) resulta na seguinte expressão para a pressão acústica (KINSLER et al., 2000) (Equação (20)):

$$p_{ac}(r, \theta, t) = \rho_g c_0 U \left\{ 1 - \exp \left[-jk \left(\sqrt{r^2 + a^2} - r \right) \right] \right\} e^{j(\omega t - kr)} \quad (20)$$

Assumindo $r/a \gg 1$ e $r/a > ka/2$, a raiz quadrada na Equação (20) pode ser simplificada e a amplitude de pressão no eixo tem forma assintótica, dada pela Equação (21) (KINSLER et al., 2000):

$$p_{\text{axial}}(r) = \frac{1}{2} \rho_g c_0 U \left(\frac{a}{r} \right) ka \quad (21)$$

Para mensurar o campo acústico distante (*far field*) usa-se o sistema de coordenadas representado na Figura 8-b, através do qual obtém-se o campo acústico a uma distância r' da fonte e que se propaga com uma inclinação θ em relação ao eixo horizontal. A partir deste sistema de coordenadas, o padrão de distribuição da pressão de radiação acústica no campo distante é encontrado impondo a restrição de que $r \gg a$. Assumindo condição de simetria para eliminar a parte complexa e usando a solução de Bessel, a pressão de radiação acústica no campo distante é dada por (KINSLER et al., 2000):

$$p(r, \theta, t) = \frac{j}{2} \rho_g c_0 U \frac{a}{r} ka \left[\frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right] e^{j(\omega t - kr')} \quad (22)$$

O objetivo deste equacionamento é mostrar como se pode obter analiticamente o campo acústico em dispositivos do tipo pistão circular e se aplica a transdutores de ultrassom, que têm o mesmo formato. Estas equações podem ser aplicadas para se estimar o campo acústico produzido por transdutores cuja face é circular e que emitem ondas acústicas que se propagam predominantemente na sua direção de emissão. Os padrões de radiação produzidos por um alto-falante do tipo pistão circular diferem do modelo idealizado devido a razões como:

- a área do defletor dentro do qual o transdutor está montado é finita. Em baixas frequências o comprimento de onda do som pode ser o mesmo ou maior que as dimensões lineares do defletor e a hipótese de que cada elemento do pistão irradia com divergência hemisférica pode levar a um erro.
- se o gabinete do alto-falante não é fechado, a radiação de trás do alto-falante pode se propagar na região em frente ao alto-falante, resultando em padrões de radiação duplicados em vez de um pistão em um defletor infinito.

- o material do cone do alto-falante pode não ser perfeitamente rígido. Em baixas frequências a velocidade e a amplitude no centro podem ser maiores que nas bordas (KINSLER et al., 2000).

2.4 FORÇA DE RADIAÇÃO ACÚSTICA

A força acústica é produzida sobre objetos sem a necessidade de contato físico. Assim, pode ser considerada como uma força de campo ou força de radiação, possibilitando a sua modelagem matemática através da teoria da mecânica do contínuo para forças deste tipo (DANILOV; MIRONOV, 2000a). A força de radiação exercida por uma onda sonora sobre uma partícula pequena é fraca e proporcional à sexta potência da razão entre o raio da esfera e o comprimento de onda do som. No entanto, para ondas estacionárias a força exercida é maior, equivalente até à terceira potência desta razão (XIE; WEI, 2002). A força acústica exercida e refletida em uma parede pode ser forte a ponto de suspender pesadas esferas de tungstênio (BRANDT, 2001).

2.4.1 Teoria de Gor'kov

A teoria desenvolvida por Gor'kov (1962) é utilizada para calcular o potencial acústico de uma onda sonora estacionária agindo sobre uma partícula esférica. Sua principal aplicação é no projeto de levitadores acústicos. Em um levitador acústico, um transdutor de ultrassom é posicionado em frente a um refletor, a uma distância que é um múltiplo do comprimento de onda das ondas de ultrassom emitidas. Ao atingir o refletor, uma onda estacionária é refletida com o mesmo comprimento de onda da emitida pelo transdutor. As intersecções da onda emitida com a onda refletida, conhecidas como nós de pressão, apresentam potencial mínimo. Uma partícula sólida, quando inserida neste campo acústico, é empurrada para os nós de pressão, onde permanece levitando. A teoria de Gor'kov é válida quando o raio da partícula é muito menor que o comprimento de onda da respectiva onda acústica.

Para uma esfera de raio R_p imersa em um fluido com massa específica ρ , com velocidade de fase de onda c_0 , o potencial acústico U é dado pela Equação (23):

$$U = 2\pi R_p^3 \left(\frac{\overline{p_{ac}}^2}{3\rho_g c_0^2} f_1 - \frac{\rho_g v_{ac}^2}{2} f_2 \right) \quad (23)$$

onde $\overline{p_{ac}}^2$ é a média quadrática da pressão e $\overline{v_{ac}}^2$ é a média quadrática da velocidade da onda. Os parâmetros f_1 e f_2 são dados por:

$$f_1 = 1 - \frac{\rho_g c_0^2}{\rho_p c_p^2} \quad (24)$$

$$f_2 = \frac{2(\rho_p - \rho_g)}{(2\rho_p + \rho_g)} \quad (25)$$

A partir do potencial acústico, calcula-se a força acústica que age sobre as partículas através da Equação (26):

$$F_{ac} = -\nabla U \quad (26)$$

De acordo com a teoria de Gor'kov, uma partícula colocada no meio fluido sob a influência de ondas acústicas é empurrada para as regiões de mínimo potencial acústico. Isto equivale a afirmar que a partícula é empurrada para as regiões de máxima velocidade do fluido e repelida das regiões de máxima pressão.

Barmatz e Collas (1985) aplicaram o método de Gor'kov e derivaram expressões para o potencial acústico e a força de radiação acústica para ondas estacionárias agindo sobre uma esfera em geometrias retangulares, cilíndricas e esféricas. O potencial acústico das três geometrias foi comparado adimensionalmente através da Equação (27):

$$\tilde{U} = \frac{U}{\pi R_p^3 \rho_g u_0^2}, \quad (27)$$

sem considerar a ação da gravidade e de outras forças externas. Para levitadores acústicos com geometrias complexas, Xie e Wei (2001, 2002) realizaram um estudo sistemático da relação entre a capacidade de levitação e os parâmetros geométricos. O modelo proposto pelos autores para estimar o potencial acústico leva em conta condições de contorno, como modo de

ressonância, raio de seção do refletor e raio de curvatura. Andrade et al. (2008) utilizaram o método dos elementos finitos para simular um levitador acústico com a mesma geometria proposta por Xie e Wei e obtiveram resultados semelhantes. Assim, para geometrias complexas é viável utilizar métodos computacionais e simuladores para estimar o potencial acústico.

Alguns estudos utilizam um modelo de radiação acústica baseado na teoria de Gor'kov para determinar a distribuição de pressão acústica em sistemas com ou sem escoamento. Shuai et al. (2011) assumiram que, se o som se propaga como uma onda plana, a amplitude de velocidade U associada à onda sonora pode ser obtida pela expressão modificada do nível de pressão sonora pela Equação (28):

$$SPL = 20 \log \left(\frac{U}{\sqrt{2} v_{ref}} \right). \quad (28)$$

onde u_{ref} é a velocidade sonora de referência, igual a $4,83 \times 10^{-6}$ cm/s no ar. O valor de SPL pode ser obtido da curva de ganho do transdutor utilizado para a respectiva faixa de frequência. A força acústica (F_{ac}) é dada pela Equação (29):

$$F_{ac} = \frac{\beta_{UR} V_p}{1 - f_g} (v_{ac,x} - v_p), \quad (29)$$

onde V_p é o volume da partícula sólida, β_{UR} é o coeficiente de arraste fluido-partícula, $v_{ac,x}$ é a velocidade acústica e f_g é a fração volumétrica da fase gasosa ou porosidade do leito. O coeficiente β_{UR} , pode ser calculado pela lei de Stokes como (Equação (30)):

$$\beta_{UR} = \frac{[3C_D \rho_g f_s] |v_{ac} - v_p|}{4d_p \rho_s V_p}. \quad (30)$$

O coeficiente de arraste C_D , utilizado na equação anterior, é obtido de um modelo de arraste, como o modelo de Gidaspow (GIDASPOW et al., 1992). Em escoamentos gás-sólido pode-se substituir o coeficiente β_{UR} pelo coeficiente de arraste. A velocidade acústica $u_{ac,x}$ é calculada pela Equação (31):

$$v_{ac,x} = U \sin(2\pi ft - kx) e^{-\alpha x}, \quad (31)$$

assumindo-se que a aplicação do campo sonoro induz a uma velocidade oscilatória do gás, que pode ser escrita simplificadamente como $U_{sen}(2\pi ft)$. Os parâmetros α e k são obtidos pelas Equações (32) e (33):

$$\alpha = \frac{2b(\pi f)^2}{(f_s \rho_s + f_g \rho_g) c_0^3} \quad (32)$$

$$k = \frac{2\pi f}{c_0}, \quad (33)$$

onde c_0 é a velocidade do som no ar e f é a frequência da onda acústica. A constante b tem valor igual a 10^{-5} kg/m.s e pode ser entendida como uma viscosidade dinâmica média do meio (SHUAI et al., 2011), uma vez que b é multiplicado pela viscosidade do meio e tem valor próximo da unidade, conforme Lighthill (1978).

2.4.2 Teoria de King

A teoria de King (1934) descreve a força que age em uma esfera rígida imersa em um fluido invíscido devido a ondas estacionárias e progressivas. King (1934) e Gor'kov (1962) deduziram equações explícitas para a pressão acústica assumindo axissimetria e comprimento de onda muito menor que 1. O efeito do movimento do fluido é levado em conta adicionando-se um efeito de massa na segunda lei de Newton para a partícula.

Andrade e Adamowski (2010) utilizaram a teoria de King para estimar a força acústica sobre uma partícula devido a ondas progressivas. Para $kR \ll 1$, a força acústica sobre uma esfera rígida é dada pela Equação (34):

$$F = \frac{2\pi A^2 k R^6}{\rho c^2} \left[\frac{1 + \frac{2}{9} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right)^2}{\left(2 + \frac{\rho}{\rho_p}\right)^2} \right], \quad (34)$$

onde A é a amplitude de pressão da onda e k é a amplitude da onda. A teoria de King, assim como a de Gor'kov, foi desenvolvida para fluidos invíscidos e pode ser estendida a fluidos com viscosidade baixa (XIE; VANNESTE, 2014). Doinikov (1996) desenvolveu um método para

estimar a força acústica em fluidos com viscosidade arbitrária em um campo acústico axissimétrico. A teoria de Doinikov considera os efeitos dissipativos e térmicos devidos às forças viscosas e mostra que estes efeitos podem mudar drasticamente a magnitude e o sinal da força acústica agindo sobre as partículas. A expressão geral para a pressão acústica é obtida em termos dos coeficientes lineares de espalhamento para um tipo específico de partícula.

A teoria de Gor'kov e a teoria de King foram desenvolvidas para esferas rígidas. Esferas de vidro imersas em ar podem ser consideradas como esferas rígidas, pois a impedância acústica das esferas é muito maior que a do ar. Quando uma onda acústica plana atinge uma esfera, não há transferência de energia para dentro da mesma mas o espalhamento da energia em volta da partícula. Andrade e Adamowski (2010) compararam os resultados de força acústica fornecidos pelas duas teorias para esferas de vidro imersas em ar e verificaram que, neste caso, as duas teorias coincidem quando o raio da partícula é menor que 300 nm.

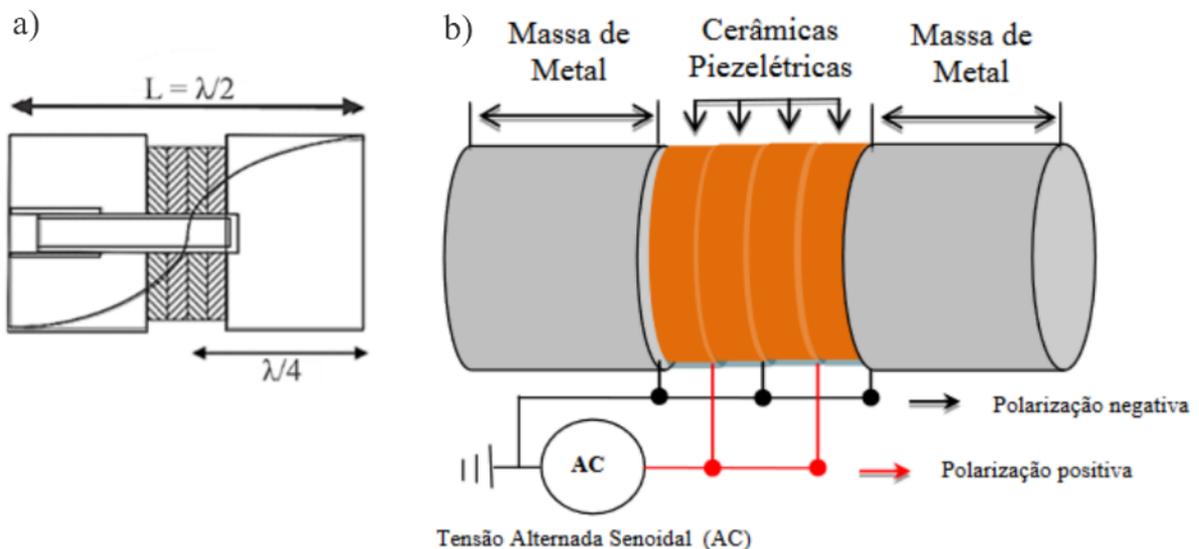
2.4.3 Transdutores de ultrassom

Um transdutor é um circuito de duas portas que faz a conversão entre energia elétrica e mecânica. A tensão elétrica é análoga à força da superfície radiante e a corrente elétrica é análoga à velocidade da superfície radiante (KINSLER et al., 2000). Devido à dificuldade em se amplificar ondas sonoras de forma direta, este procedimento é realizado indiretamente através da amplificação de sinais elétricos. Assim, dispositivos constituídos por transdutores acoplados a um amplificador eletrônico são utilizados para transformar o sinal elétrico amplificado em sinal sonoro. Os transdutores em um sistema de amplificação de ondas sonoras são geradores ou receptores de ondas sonoras, como os microfones e os autofalantes (ROSSING, 2007b).

Atualmente, as técnicas de geração de ultrassom utilizam exclusivamente métodos elétricos, como os transdutores ultrassônicos. Dentre estes, os transdutores piezoelétricos são os mais amplamente utilizados (KUTTRUFF, 2013). Diversas composições de cerâmicas piezoelétricas são empregadas, como titanato de bário, titanato zirconato de chumbo (PZT), titanato zirconato de lantânio-chumbo (PLZT), metaniobato de chumbo e niobato de magnésio-chumbo (PMN) (ROSSING, 2007b).

Transdutores piezoelétricos são amplamente utilizados em aplicações científicas, médicas, industriais, dentre outras. A geração de ondas de ultrassom a partir destes transdutores tem aplicação em pesquisas sobre levitação, separação e manipulação de partículas. Os transdutores de Langevin são os mais utilizados em engenharia acústica e ressonam em meio comprimento de onda ($\lambda/2$). Um transdutor de Langevin consiste em cerâmicas piezoelétricas empilhadas e pré-tensionadas entre duas massas metálicas por um parafuso, como pode ser visto na Figura 9-a. As cerâmicas utilizadas em transdutores de potência são planas e circulares, com diâmetro menor que $\frac{1}{4}$ do comprimento de onda (λ). Esta pré-tensão mecânica é necessária para manter a coesão da pilha de transdutores formada e evitar rupturas, pois durante o funcionamento do transdutor as cerâmicas piezoelétricas trabalham sob elevada tensão elétrica e estão sujeitas a ciclos de deformação da ordem de kHz. A Figura 9-b mostra um tipo de montagem do transdutor de potência ultrassônico, onde as massas metálicas e as cerâmicas piezoelétricas são montados com os sentidos de polarização alternados. Este formato permite a ligação dos transdutores em um circuito em paralelo (TAYRA; BUIOCHI, 2014).

Figura 9 – (a) Esquema de um transdutor de Langevin com quatro cerâmicas em paralelo; (b) transdutor ultrassônico de potência com os sentidos de polarização alternados.



Fonte: adaptado de Tayra e Buiochi (2014).

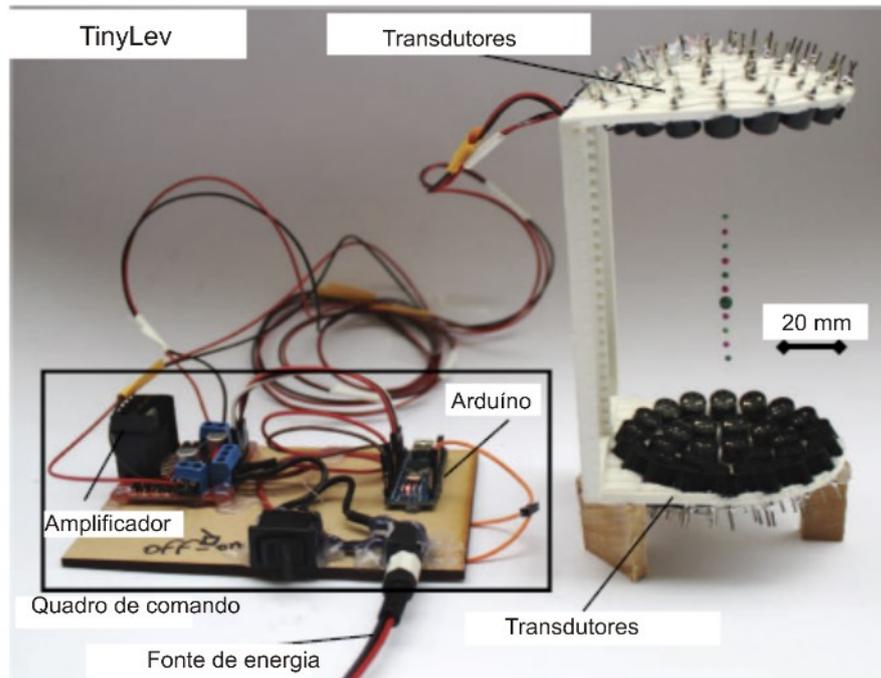
O campo acústico produzido por um transdutor de ultrassom é útil para determinar a força de radiação acústica que age sobre uma partícula que passar por esse campo. Um transdutor de ultrassom pode ser excitado de maneira contínua ou pulsada. Quando os transdutores são alimentados por sinais elétricos senoidais, a excitação é contínua e um modelo

em regime contínuo deve ser utilizado para determinar o campo acústico. Normalmente se utiliza um modelo de pistão plano circular e se considera que a fase do transdutor vibra uniformemente (KINSLER et al., 2000). Andrade e Adamowski (2010) modelaram o campo acústico em um transdutor do tipo pistão-circular. Considerando que a amplitude das ondas emitidas é pequena, a teoria acústica linear foi utilizada para prever o campo acústico. Considerou-se que o transdutor é excitado de maneira contínua, emitindo sinais elétricos senoidais. O modelo do pistão plano considera que a face do transdutor vibra uniformemente. A distribuição de pressão gerada pelo transdutor pode ser interpretada como a soma das contribuições de ondas esféricas emitidas por cada elemento de área da face do pistão. Outra interpretação é a de que a onda acústica é formada por uma onda plana e uma onda de borda. A onda plana propaga-se na sua direção de emissão e a onda de borda forma vórtices nas suas bordas. Estas duas ondas podem gerar interferências construtivas e destrutivas no campo acústico. No caso de interferência destrutiva a pressão acústica é nula e com interferência construtiva é máxima (DEVENDRAN et al., 2015).

Devido ao elevado custo de equipamentos industriais e de laboratório utilizados para gerar ultrassom, Marzo, Barnes e Drinkwater (2017) propuseram a construção de um levitador utilizando transdutores comerciais com frequência de 40 kHz e potência de 10 W, cuja associação produz a força acústica necessária para levitar diferentes tipos de objetos. O aparato experimental TinyLev, ilustrado na Figura 10, consiste em um arduíno programado para gerar sinais elétricos, um relé de potência usado como amplificador e transdutores de ultrassom associados. O arduino produz ondas quadradas equivalentes a ondas senoidais de frequência igual a 40 kHz, cujo sinal elétrico é amplificado pelo relé de potência e transformado em sinal acústico pelos transdutores de ultrassom.

É possível construir o aparato com diferentes configurações geométricas, todas com dois conjuntos de transdutores opostos que funcionam como emissores. Os levitadores produzidos têm comportamento não ressonante, porém, quando produzidos sob a forma de duto cilíndrico, são levemente ressonantes. Como cada transdutor produz apenas 10 W de potência, é possível operar por um período de tempo maior sem superaquecimento. Já os equipamentos comerciais concentram maior potência e frequência em um único transdutor, causando superaquecimento e danos ao mesmo.

Figura 10 – Aparato experimental TinyLev.



Fonte: Marzo, Barnes e Drinkwater (2017).

Para obter a corrente elétrica que passa por um transdutor piezoelétrico, pode-se medir a diferença de tensão através de um resistor de 1Ω ligado em série com o ressonador. A potência RMS é então computada como (MERRELL; SAYLOR, 2017):

$$P_{\text{elétrica}} = ddp_{\text{RMS}} \cos \varphi . \quad (35)$$

A potência fornecida pelos transdutores não é a potência acústica, mas sim a potência elétrica. O ângulo φ no qual a potência elétrica fornecida é máxima pode ser predito através da Equação (37) ou verificado experimentalmente através da visualização dos nós de pressão. Conhecendo-se este ângulo, pode-se ajustar a frequência para que a potência fornecida seja a máxima. No aparato experimental da Figura 10, Marzo, Barnes e Drinkwater (2017) testaram os transdutores de ultrassom utilizados e encontraram um desvio de fase médio de 9° , que foi usado para corrigir a frequência e manter a potência fornecida em 10 W.

Para caracterizar a ressonância, deve-se conhecer a frequência natural do ressonador, mantendo-se a tensão constante, e o modo da onda estacionária no interior da câmara de ressonância, que é representado por números naturais equivalentes ao produto do número de onda pelo comprimento da câmara dividido por π , em cada direção da câmara (BARMATZ; COLLAS, 1985). O pico de frequência é caracterizado por (MERRELL; SAYLOR, 2017):

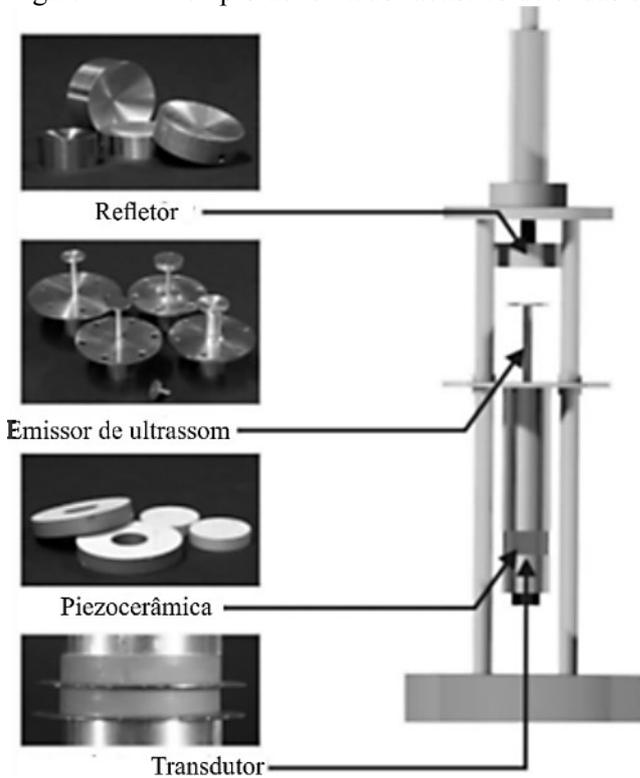
$$f_{\text{pico}} = \frac{x_m c_0}{2\pi r_c} \quad (36)$$

onde x_m é o zero da função de Bessel de primeiro tipo para o modo de onda adotado, c_0 é a velocidade do som no meio e r_c é o raio da cavidade cilíndrica.

2.4.4 Levitação acústica

Na literatura podem ser encontradas duas configurações de levitadores acústicos: os levitadores de ondas estacionárias (ANDRADE; PEREZ; ADAMOWSKI, 2015; KNOOP et al., 2016a; STOLARSKI; GAWARKIEWICZ; TESCH, 2015) e os de campo próximo (*near-field*) (ILSSAR; BUCHER, 2015; LI et al., 2011). Os levitadores de ondas estacionárias consistem em um transdutor piezoelétrico e um refletor. Estes são também apresentados na literatura como levitadores de eixo único (*single axis*) (ANDRADE; BUIOCHI; ADAMOWSKI, 2010; XIE; WEI, 2001) e posicionadores acústicos abertos (*open acoustic positioners*). O levitador acústico da Figura 11 é de eixo único, composto por um transdutor piezoelétrico e um refletor côncavo. O transdutor é formado por pastilhas de cerâmica piezoelétrica prensadas entre duas massas metálicas e possui um emissor de ultrassom do tipo pistão cilíndrico em uma das extremidades. Neste emissor são emitidas ondas estacionárias que são refletidas pelo refletor côncavo, posicionado a uma distância do emissor que é múltiplo de meio comprimento de onda da frequência emitida. A onda emitida e a refletida formam nós de pressão onde é possível posicionar partículas sólidas que levitam ao ser atraídas para estes nós (KOZUKA et al., 2007; VANDAELE; LAMBERT; DELCHAMBRE, 2005).

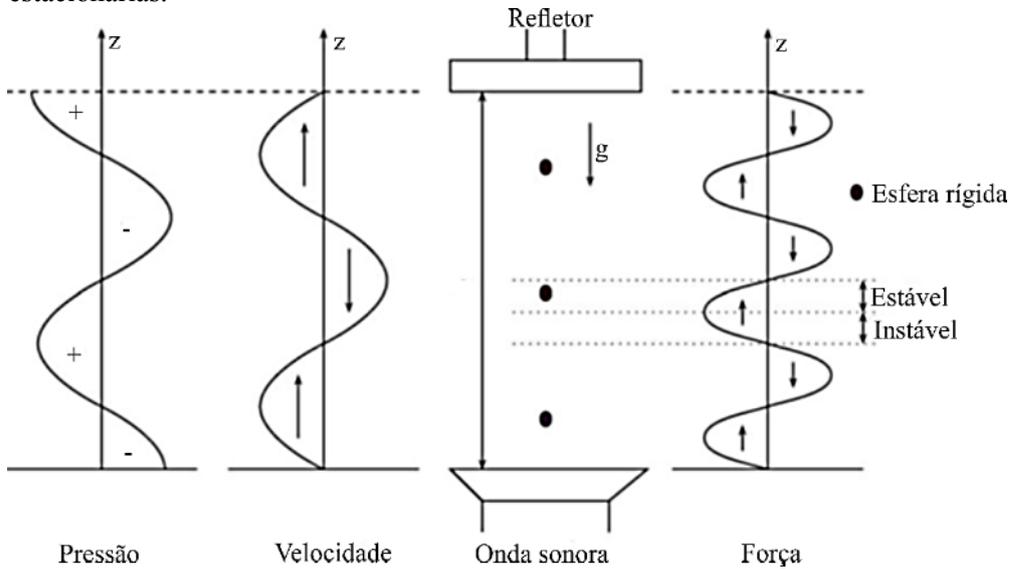
Figura 11 – Exemplo de levitador acústico de ondas estacionárias.



Fonte: Borosa, Kareth e Petermann (2012).

A Figura 12 mostra os campos de pressão, velocidade e força acústica gerados em um levitador de ondas estacionárias considerando a força da gravidade. A velocidade e a pressão são desviadas em 90° para satisfazer a equação de Bernoulli. A força de pressão que causa a levitação age em todos os pontos ao redor dos nós de pressão; porém, no local do nó o seu valor é nulo. No ambiente terrestre, as partículas podem ser posicionadas abaixo dos nós de pressão para que ocorra o seu deslocamento até os mesmos. Dependendo do ponto de inserção escolhido, as partículas podem ter movimento ascendente ou descendente até atingir a posição de levitação (VANDAELE; LAMBERT; DELCHAMBRE, 2005).

Figura 12 – Campos de força, de pressão e de velocidade acústica em um levitador acústico de ondas estacionárias.



Fonte: adaptado de Zhao e Wallaschek (2011).

A levitação acústica de campo próximo ocorre quando um objeto planar é colocado próximo a uma superfície que emite vibração acústica. Uma fina camada de ar ambiente, conhecida como "*squeeze film*", se posiciona entre o objeto e a superfície que vibra. Devido à viscosidade do ar, este filme não pode ser imediatamente comprimido. Além disso, a pressão no interior do filme é geralmente maior que nas vizinhanças, resultando em uma força motriz (ILSSAR; BUCHER, 2015; LI et al., 2011; MATSUO et al., 2000; STOLARSKI; GAWARKIEWICZ; TESCH, 2015).

O refletor de um sistema de levitação acústica pode ser plano, côncavo ou convexo (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2015). Diversos estudos mostram que a utilização de refletores côncavos aumenta a força de levitação acústica sobre os objetos levitados (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2015; XIE; WEI, 2001). Andrade e Adamowski (2010) otimizaram um refletor côncavo determinando o raio de curvatura e a distância entre o transdutor e o refletor que produz a máxima constante elástica. Os autores observaram que a distância entre o transdutor e o refletor não pode ser assumida como sendo igual a meio comprimento de onda, mas deve ser calculada para um dado raio de curvatura do refletor.

2.4.5 Separação acústica

A separação acústica, também conhecida como acustoforese (LENSHOF; LAURELL, 2010) é uma extensão da levitação acústica que utiliza ondas estacionárias para separar partículas. A dinâmica do movimento de partículas em um campo acústico é controlada por quatro efeitos físicos: pressão de radiação acústica, correnteza acústica, inércia e arraste viscoso (XIE; VANNESTE, 2014). Métodos de separação usando ondas acústicas são aplicados no processamento de alimentos, em processos biológicos, farmacêuticos, ambientais, petroquímicos, dentre outros. Devido à diferença de densidade e compressibilidade entre as partículas a serem separadas e a fase contínua, estas são homoganeamente suspensas em um campo acústico e se agregam nos nós ou antinós de pressão acústica, dependendo de suas propriedades e do seu coeficiente acustoforético (LUO et al., 2018).

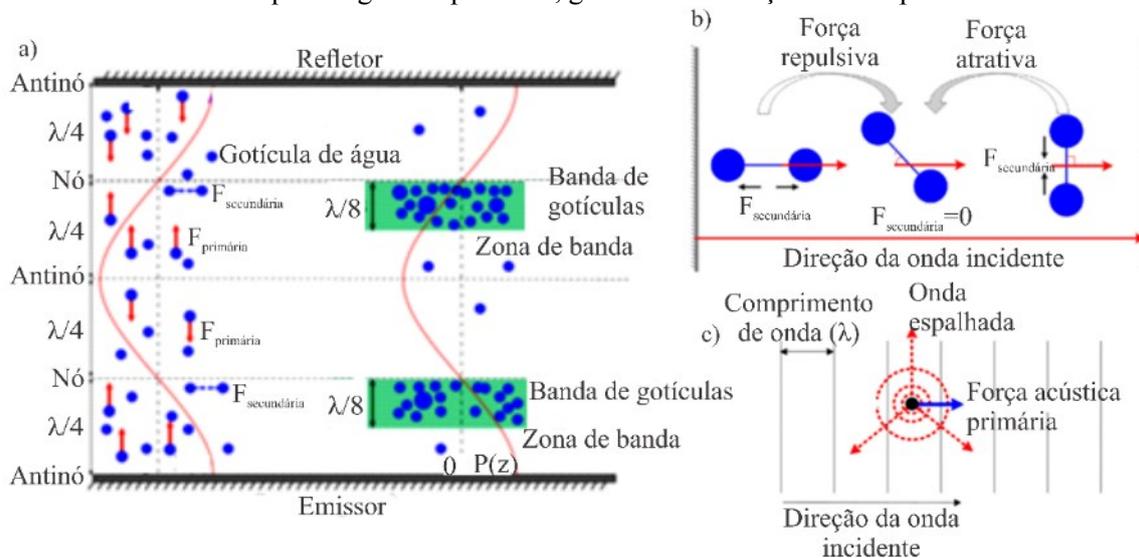
Uma onda acústica que incide sobre uma partícula causa uma força acústica sobre a partícula e se espalha, produzindo um campo acústico estacionário e um campo de onda espalhada. A força de radiação agindo sobre a partícula é uma força não linear de segunda ordem induzida por um fluxo não uniforme de quantidade de movimento em volta da partícula. Esta força pode ser calculada a partir do potencial acústico de Gor'kov (ANDRADE; BUIOCHI; ADAMOWSKI, 2008; LUO et al., 2018).

O espalhamento do campo acústico leva ao surgimento da força acústica secundária devido à interação entre as partículas. Quando o campo acústico é aplicado, as partículas se movem em direção aos planos de pressão nodal devido à força acústica primária. Durante esta fase, a velocidade das partículas é influenciada por diversos fatores, como o tamanho da partícula, a viscosidade da fase contínua e a intensidade da onda. A interação entre as partículas e o espalhamento da onda levam ao surgimento de uma força acústica secundária, que faz as partículas se aglomerarem ou se dispersarem, dependendo das condições de operação e das propriedades físicas envolvidas (LUO et al., 2018).

A separação acústica devida a ondas estacionárias ocorre em quatro estágios, como ilustrado na Figura 13-a, onde um grupo de partículas é dispersado em um campo acústico formado entre um emissor de ondas acústicas e um refletor. No primeiro estágio, as partículas suspensas se dispersam uniformemente na fase contínua sujeita a um campo acústico estacionário. a onda acústica, quando incide sobre uma partícula considerada como esfera rígida, produz nela uma força acústica primária, que empurra a partícula na direção da onda

incidente e ainda se espalha, atuando sobre partículas vizinhas, como representado na Figura 13-c. O espalhamento da onda sobre partículas vizinhas contribui para o aparecimento de uma força acústica secundária, que pode ser de atração ou repulsão entre partículas, como ilustrado na Figura 13-b. No segundo estágio, a força acústica secundária, somada às colisões entre partículas que ocorrem normalmente devido ao escoamento, fazem com que as partículas se movam para os nós de pressão e formem bandas de partículas devido à força acústica primária. Estas bandas de partículas têm tamanho aproximado de $1/8$ do comprimento de onda (λ). No terceiro estágio, as partículas se agregam nas zonas de banda devido à força acústica secundária. No quarto estágio, as partículas agregadas caem devido à gravidade. Benes et al. (2001) estudaram numericamente a separação acústica usando partículas traçadoras e verificaram que a eficiência de separação diminui quando a vazão máxima de fluido possível para que o fenômeno ocorra é excedida.

Figura 13 – Mecanismo de atuação da força acústica sobre uma partícula formando aglomerados nas bandas de pressão (a); interação entre partículas devido à força acústica secundária (b); espalhamento de uma onda acústica que atinge uma partícula, gerando uma força acústica primária.



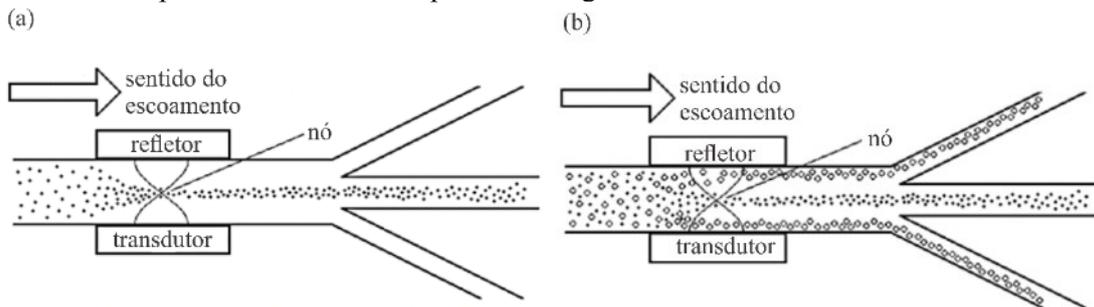
Fonte: adaptado de Luo et al. (2018).

Townsend et al. (2004) estudaram, através de simulações, a trajetória de partículas suspensas em um meio fluido sob a influência de ondas acústicas de alta frequência e verificaram que a eficiência de separação aumenta quando se aplica a frequência de ressonância do ressonador. Isto ocorre porque a força acústica primária agindo sobre as partículas é máxima

nestas condições, diminuindo o tempo necessário para que as partículas se desloquem até os nós de pressão.

Andrade e Adamowski (2010) apresentam dois tipos de separação acústica que são ilustrados nas imagens seguintes. Na Figura 14-a ocorre a separação de apenas um tipo de partícula em um sistema com escoamento de fluido. O separador acústico consiste em um transdutor de ultrassom que gera ondas estacionárias perpendiculares à direção do escoamento. Quando as partículas sólidas passam em frente ao transdutor, são atraídas para os nós da onda estacionária e se concentram no centro do canal. Frequências sonoras de 100 kHz a 10 MHz são usadas neste tipo de aplicação, onde a largura dos canais é da ordem do comprimento de onda, ou seja, de micrômetros a milímetros.

Figura 14 – (a) Sistema de separação acústica com apenas um tipo de partícula; (b) sistema de separação acústica com partículas de contraste positivo e negativo.



Fonte: Andrade e Adamowski (2010).

Na Figura 14-b, o mesmo dispositivo é utilizado para separar dois tipos de partículas, classificadas como sendo de contraste positivo ou negativo, de acordo com a compressibilidade e a massa específica do fluido e das partículas. As partículas com contraste negativo são empurradas para os nós da onda estacionária e as de contraste positivo para os antinós (GUPTA; FEKE; MANAS-ZLOCZOWER, 1995). O efeito da ativação acústica se prolonga pelo canal e pode ser visto mesmo fora da região de compressão onde o transdutor está localizado (LENSHOF; LAURELL, 2010).

O fenômeno da separação acústica foi originalmente desenvolvido para separar partículas de um meio fluido homogêneo e é aplicável a diversos tipos de dispersões, como sólidos suspensos em meio líquido ou gasoso, emulsões, fumaças, neblinas e suspensões de bolhas em meio gasoso. As forças de radiação acústica podem ser divididas em forças primárias e secundárias. As forças primárias atuam sobre uma única partícula e as forças secundárias atuam sobre várias partículas. Na aplicação de um campo acústico sobre um conjunto de

partículas, a componente axial da força acústica leva inicialmente as partículas até os nós ou antinós. Em seguida, a componente transversal desta força mantém as partículas aglomeradas (BENES et al., 2001).

2.5 CORRENTEZA ACÚSTICA

As ondas acústicas em um meio fluido podem causar escoamento estacionário devido à transferência de quantidade de movimento da onda para o fluido (EISENER et al., 2015; LIGHTHILL, 1978; NYBORG, 1953). Este movimento é conhecido como correnteza acústica (*acoustic streaming*) (ANDRADE, 2010). A correnteza acústica se refere a efeitos médios de segunda ordem sobre o escoamento de um fluido gerados e superpostos por um campo acústico de primeira ordem (ČERVENKA; BEDNAŘÍK, 2016).

O que permite o aparecimento dos gradientes de velocidade que produzem a correnteza acústica é unicamente a dissipação da energia acústica, que ocorre devido ao amortecimento da onda incidente. O principal mecanismo de amortecimento é a dissipação por efeito da viscosidade, que é diretamente proporcional ao valor da viscosidade absoluta do fluido. No entanto, a dissipação de energia acústica não tende a zero quanto menor for o valor da viscosidade (LIGHTHILL, 1978).

2.5.1 Classificação da correnteza acústica

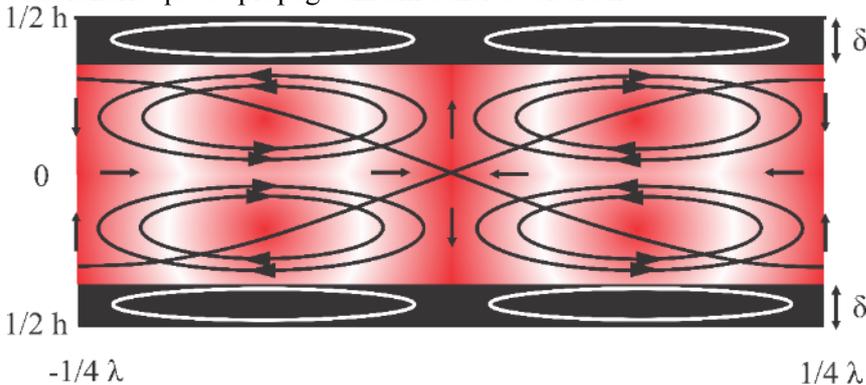
A correnteza acústica se origina da distribuição não-homogênea da pressão acústica dentro de um canal. A pressão de radiação acústica pode agir sobre as paredes de um espaço fechado (pressão acústica de Rayleigh), quando não há interação do campo acústico com o fluido, ou ocorrer juntamente com a interação entre o campo acústico e o fluido (pressão acústica de Langevin) na ausência de perturbações (MITOME, 1998). A distribuição de pressão pode ser afetada pela atenuação da energia acústica no espaço onde a onda se propaga, pelo espalhamento da onda acústica e pelo atrito entre o fluido e as paredes. Pode-se observar o surgimento da correnteza acústica em diferentes escalas espaciais no mesmo meio. Zarembo (1971) dividiu a correnteza acústica em três tipos: correnteza de Eckart, de Rayleigh e de Schlichting. A correnteza de Eckart é de larga escala e seu tamanho é muito maior que o comprimento de onda, atingindo geralmente a largura do canal. Sua intensidade depende da

intensidade e da frequência da fonte emissora. A correnteza de Rayleigh tem a forma de vórtices e é gerada nas bordas da onda, com escala maior que a espessura da camada-limite acústica e menor que o comprimento de onda, como ilustrado na região central da Figura 15. Sua direção de propagação é do antinó para o nó de pressão (MITOME, 1998; WU, 2018). A correnteza de Schlichting é um movimento de vórtices gerado na camada-limite viscosa (δ) de um objeto colocado em um campo acústico (MITOME, 1998). Sua escala é muito menor que o comprimento de onda e a espessura da sua camada limite é dada pela Equação (37):

$$\delta_{ac} = \sqrt{\frac{\mu}{\pi\rho_g f}} \quad (37)$$

A Figura 15 ilustra a formação da correnteza acústica de Rayleigh e de Schlichting devido a uma onda estacionária que se propaga em um canal de altura h . Há quatro vórtices de correnteza de Rayleigh que se formam nas bordas da onda e cujo movimento é em direção ao nó de pressão no centro. A camada limite tem comprimento δ e nela se formam pequenos vórtices atribuídos à correnteza de Schlichting.

Figura 15 – Campos de correnteza acústica de Rayleigh e Schlichting formados devido a uma onda estacionária que se propaga em um canal de altura h .



Fonte: adaptado de Luo et al. (2018)

Quanto à sua intensidade, a correnteza acústica é dividida em duas grandes classes, conhecidas como correnteza de Eckart e correnteza de Stuart-Lighthill. A correnteza de Eckart é devida à transferência de uma pequena quantidade de movimento de uma onda sonora fracamente amortecida para o fluido. Já a correnteza de Stuart-Lighthill é gerada pela transferência de uma grande quantidade de movimento para o fluido a partir de uma onda fortemente amortecida (EISENER et al., 2015).

A correnteza acústica pode ainda ser classificada em função da dissipação de energia acústica nas bordas do fluido ou paredes sólidas, que é a segunda maior fonte de dissipação. A correnteza gerada por ultrassom é produzida por ondas de alta frequência que incidem sobre sólidos ou fluidos. Já a correnteza de Rayleigh é associada a ondas estacionárias. O movimento da partícula sofre influência da viscosidade do meio fluido, que depende da sua temperatura (SAINT ELLIER et al., 2014). A lei de Rayleigh é aplicável à dissipação de energia acústica devido ao atrito do fluido com a parede e a vibração de estruturas sólidas transmitida ao fluido (LIGHTHILL, 1978).

2.5.2 Desenvolvimento da correnteza acústica

O tratamento clássico dado por Nyborg (1953) e Westervelt (1957) propõe que a correnteza acústica é gerada pela ação dos tensores de Reynolds, causando um movimento que tem como resistência a viscosidade do fluido. No entanto, este tratamento ignora os efeitos da inércia do fluido sobre a correnteza acústica, o que é válido apenas para fontes acústicas de baixa potência. Quando a potência acústica de uma fonte com frequência de 1 MHz é superior a 3×10^{-5} W, o movimento de correnteza acústica produzido no fluido tem a forma de um jato dominado pela inércia. Em potências acústicas maiores que 4×10^{-4} W, este movimento de correnteza acústica assume um formato análogo ao de um jato turbulento (LIGHTHILL, 1978). Outras importantes causas da correnteza acústica são o efeito da compressibilidade do fluido e das não-linearidades sobre a propagação da onda acústica (TJOTTA; TJATTAB, 2009).

A correnteza acústica se desenvolve espacial e temporalmente no espaço de propagação da onda acústica. Quando somente uma parte da energia acústica se converte em movimento do fluido, a força motriz para o movimento do fluido é distribuída ao longo da direção de propagação, formando um feixe fino a jusante que é diferente de um jato. A velocidade da correnteza aumenta a jusante da fonte emissora, formando um escoamento acelerado que diminui sua velocidade ao se afastar da fonte e após atingir seu valor máximo. Após atingir a velocidade máxima, a correnteza acústica pode se tornar escoamento turbulento. Quanto maior a amplitude da onda na fonte emissora, mais rapidamente esta transição ocorre. O desenvolvimento temporal da correnteza é determinado pelo balanço entre o seu desenvolvimento e o estabelecimento, representados pelos termos não-lineares, pela difusão e

pelos termos de dissipação da quantidade de movimento que serão discutidos a seguir (MITOME, 1998).

Eckart (1948) obteve a solução analítica para o perfil de velocidade gerado por um transdutor circular em um tubo cilíndrico fechado sujeito à correnteza acústica. O transdutor foi instalado em uma das extremidades e emite ondas acústicas na direção axial do cilindro. Assumindo que o comprimento do tubo é muito maior que o seu raio, a influência das bordas sobre o campo de velocidades pode ser desprezada. Em tubos com diâmetro maior, uma região de escoamento contracorrente forma-se próximo à parede. Ao diminuir progressivamente o diâmetro do tubo, esta região diminui de tamanho até tornar-se desprezível. Assim, a distribuição de pressão pode ser considerada uniforme em toda a área do tubo e a distribuição de velocidades na zona central é dada pela Equação (38):

$$v_{ac} = \frac{\beta_{ac} I}{\nu_g c} G, \quad (38)$$

onde β é o coeficiente de atenuação, I é a intensidade do campo acústico, ν_g é a viscosidade dinâmica do meio gasoso, c é a velocidade do som no meio e G é dado pela Equação (39):

$$G = r_1^2 \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{r^2}{r_1^2} \right) - \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r_1^2}{r_0^2} \right) \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) - \ln \left(\frac{r_1}{r_0} \right) \right]. \quad (39)$$

Estas equações são válidas para a região $r_1 \leq r < r_0$, onde r_0 é o raio do tubo cilíndrico e r_1 é o raio do transdutor. A solução analítica testada em diferentes geometrias mostrou que a velocidade da correnteza acústica é sensível às configurações geométricas do experimento e o seu comportamento pode se tornar prontamente turbulento.

A correnteza acústica tem similaridade com a teoria de Lighthill sobre a produção de ruído pelo escoamento. As flutuações de velocidade nos tensores de Reynolds são capazes de gerar ruídos através do escoamento de um fluido. A correnteza acústica, por outro lado, é gerada por flutuações de velocidade nos tensores de Reynolds que são causadas por ondas acústicas. Assim, as equações de conservação para a correnteza acústica são deduzidas a partir das equações de Navier-Stokes. A conservação de energia gerada por ondas acústicas é dada pela Equação (40) (LIGHTHILL, 1978):

$$\rho_g \frac{\partial \overline{v_{acj}}}{\partial x_j} = - \frac{\partial (c_0^{-2} I_j)}{\partial x_j}. \quad (40)$$

Quando a onda acústica se propaga em um meio sem atenuação, ou seja, sem dissipação da sua energia, o segundo termo da Equação (40) é nulo e a equação é satisfeita. A conservação da quantidade de movimento gerado por ondas acústicas é dada pela Equação (41):

$$\rho_g \left(\overline{v_{aci}} \frac{\partial \overline{v_{acj}}}{\partial x_j} \right) = F_{acj} - \frac{\partial \overline{P_{ac}}}{\partial x_j} + \mu \nabla^2 \overline{v_{acj}}. \quad (41)$$

Lighthill (1978) mostrou que é o amortecimento da onda acústica quando entra em contato com o fluido que produz a força que gera o movimento de correnteza. Assim, uma onda não amortecida não produziria nenhuma força sobre o escoamento, fazendo com que $F_{ac,j}$ na Equação (41) seja igual a zero. No entanto, o único caso real é o de ondas amortecida se propagando em um meio fluido (RAYLEIGH, 1896; NYBORG, 1953; WESTERVELT, 1957). Para uma onda amortecida, ainda que o único mecanismo de atenuação seja o viscoso, os tensores de Reynolds produzem um movimento substancial mesmo com baixos valores de viscosidade (LIGHTHILL, 1978).

Nyborg (1958) propôs calcular a força acústica através da Equação (42):

$$F = - \frac{2\beta I}{c}. \quad (42)$$

No ar seco, o coeficiente de atenuação é dado pela Equação (43):

$$\beta = \omega^2 c^{-3} \delta_c, \quad (43)$$

onde δ_c é a difusividade do som no meio, que para o ar ambiente seco é aproximadamente igual a 20 mm²/s. Para frequências em torno de 1 MHz, o efeito da umidade do ar sobre a atenuação da onda não é significativo. Para frequências de 20 kHz a 100 kHz, no entanto, a atenuação pode ser até quatro vezes maior que a do ar seco. O coeficiente de atenuação, considerando a umidade do ar, é dado pela Equação (44):

$$\beta_{ac} = 1,4 \times 10^{-8}f + 2,1 \times 10^{-3} \frac{2f(f_r)}{f^2 + f_r^2}, \quad (44)$$

onde f é a frequência da onda acústica e f_r é uma frequência de ressonância dada pela razão entre a transferência de energia translacional e vibracional das moléculas de oxigênio dividida por 2π . Como a transferência de energia vibracional do O_2 aumenta com a presença de moléculas de água, f_r é aproximadamente $6 \times 10^8 \text{ h}^2$ e h é a proporção de moléculas de água no ar (LIGHTHILL, 1978).

A correnteza acústica produz efeitos não lineares e não pode ser analisada através da teoria linear de propagação acústica. O efeito da inércia sobre a correnteza acústica lenta pode ser negligenciado em comparação com os efeitos viscosos. Por isso, emprega-se a teoria das perturbações na sua análise, resultando em equações lineares para os campos das variáveis de segunda ordem, incluindo o vetor velocidade da correnteza acústica. No caso de correnteza rápida ou não linear, os efeitos da inércia sobre o movimento de correnteza não podem ser negligenciados e a sua análise é feita numericamente através de técnicas de *CFD* (ČERVENKA; BEDNAŘÍK, 2016). O critério para negligenciar ou não os efeitos de inércia é o número de Reynolds não linear, calculado pela Equação (45):

$$Re_{nl} = \frac{v_{ac,max} c_0}{v_g \omega}, \quad (45)$$

onde $v_{ac,max}$ é a velocidade máxima alcançada pela correnteza acústica. Se $Re_{nl} \ll 1$, o movimento de correnteza acústica é lento e dominado pelos efeitos da viscosidade. Se $Re_{nl} \geq 1$, a correnteza é rápida e sofre influência dos efeitos de inércia, que causam distorção nas linhas de escoamento do fluido e produzem vórtices toroidais com padrão assimétrico (NABAVI; SIDDIQUI; DARGAHI, 2009).

Nabavi et al. (2009) estudaram as condições para a formação de perfis regulares e irregulares de correnteza acústica não linear em uma câmara retangular preenchida com ar ambiente. Os perfis foram formados por ondas estacionárias com diferentes frequências e intensidades e foram gerados pela interação entre as ondas acústicas e o fluido termoviscoso. O ressonador foi enjaquetado para manter a condição isotérmica durante a operação. Com Re_{nl} maior que 50, os padrões regulares de correnteza acústica tornaram-se irregulares.

Daru et al. (2017) estudaram os efeitos da inercia sobre o campo acústico já estabelecido e a correnteza acústica transiente, tanto fraca quanto forte. Para os casos altamente não lineares, o Re_{nl} variou de 80 a 85. Devido à geometria do experimento, que é semelhante à de Eckart (1948), ondas de choque de baixa intensidade foram geradas, não afetando drasticamente o movimento de correnteza. Para baixas amplitudes de onda, o efeito da onda acústica permaneceu por um longo período até se dissipar. A evolução da correnteza acústica esteve intrinsicamente ligada à evolução do campo acústico nos experimentos e a escala de tempo associada ao seu estabelecimento foi determinada pelo ajuste de uma curva exponencial a dados experimentais. O estabelecimento da correnteza acústica rápida ocorreu em várias etapas. Para descrever a correnteza lenta no centro do ressonador um passo de tempo foi suficiente, enquanto para a correnteza rápida foram necessários vários passos de tempo. Na correnteza acústica lenta, a difusão de quantidade de movimento na direção radial é dominante. Já na correnteza rápida, a difusão transversal compete com a radial, considerando que a direção de propagação da onda nestes experimentos foi a direção axial do cilindro.

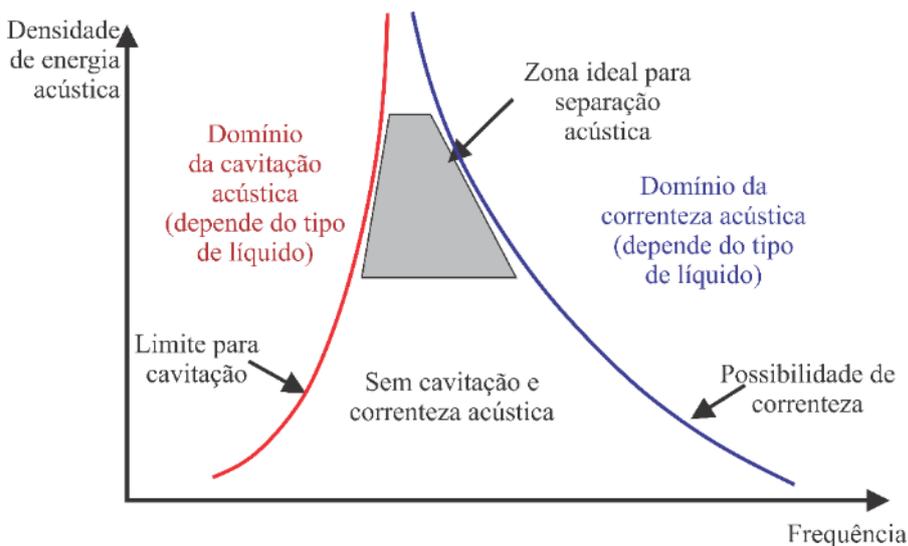
Moreau et al. (2008) identificaram a formação de dois campos de correnteza acústica distintos: um campo interno (*inner*) próximo à parede e outro externo (*outer*) no centro do ressonador. No campo externo o escoamento é direcionado para os nós de velocidade da onda estacionária e retorna pelo eixo central do tubo, fechando um ciclo. No campo interno, os vórtices de Rayleigh têm direção de rotação oposta à dos vórtices do campo externo.

Markauskas et al. (2015) estudaram o efeito de ondas acústicas sobre a aglomeração de partículas em aerossol. Dois fenômenos foram identificados no escoamento: a formação de uma esteira acústica e o efeito de radiação de pressão mútuo entre partículas. A esteira acústica se forma quando duas partículas estão alinhadas com o campo de escoamento e a redução do arraste é menos significativa para uma delas, fazendo com que a outra partícula se mova com velocidade maior. O efeito de radiação mútua entre partículas é observado quando duas partículas vizinhas exercem força uma sobre a outra, espalhando a onda acústica de forma não linear e interagindo com a onda acústica incidente.

A correnteza acústica é desejável para aumentar o grau de mistura e o contato entre fases. No entanto, este é um fenômeno indesejável em sistemas de separação acústica. A Figura 16 traz um mapa de regiões de ocorrência de fenômenos de cavitação, separação e correnteza acústica que ocorrem em determinadas faixas de frequência e densidade de energia acústica em

um meio líquido. A região central é a zona ideal para que ocorra a separação acústica de partículas no meio líquido. Esta região corresponde a valores intermediários de frequência e energia acústica, que pode ser relacionada com a intensidade e a potência do ultrassom. Ao diminuir a frequência e aumentar a densidade de energia acústica, ocorre a cavitação no meio líquido, com formação de bolhas de gás. Valores médios ou altos de frequência acústica associados a altas potências, por outro lado, levam ao aparecimento da correnteza acústica. Indiretamente, pode-se inferir deste diagrama que a operação em condições propícias ao aparecimento da correnteza acústica, que quebram a separação acústica, pode ajudar a quebrar *clusters* de partículas e aumentar o grau de mistura em um meio fluido.

Figura 16 – Mapa de ocorrência dos fenômenos de cavitação e separação acústica em meio líquido em função da frequência e da energia acústica.



Fonte: adaptado de Luo et al. (2018).

2.6 FECHAMENTO

Neste capítulo foi apresentada a fundamentação teórica necessária para compreender o comportamento de ondas sonoras e as suas diferentes aplicações em escoamentos e em processos químicos. Foram apresentados ainda os conceitos fundamentais de fluidização gás-sólido aplicados ao escoamento em leitos fluidizados circulantes, para que se compreenda o problema causado pela aglomeração de partículas sólidas nas paredes e como a aplicação de ondas acústicas pode quebrar os *clusters* formados.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

3.1 USO DE ONDAS ACÚSTICAS PARA INTENSIFICAÇÃO DA MISTURA EM EQUIPAMENTOS

Diferentes técnicas foram desenvolvidas para melhorar a dispersão de sólidos em leitos fluidizados circulantes. A maior parte dos estudos se concentra em alterações na geometria dos equipamentos. As principais mudanças geométricas propostas na literatura são o uso de defletores internos na parede do *riser* e de dispersores de ar e sólidos (PENG; ZHANG; ZHU, 2011; ROSSBACH et al., 2019). Há diversos formatos de internos desenvolvidos para uso em leitos fluidizados circulantes, que podem ser aplicados tanto no escoamento ascendente no *riser* quanto no escoamento descendente no *downer* (GUÍO-PÉREZ; PRÖLL; HOFBAUER, 2013).

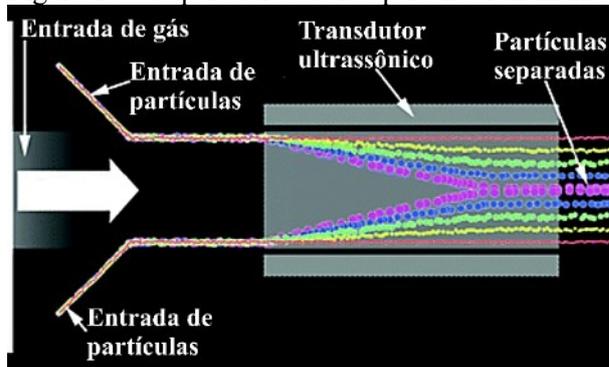
A aplicação de ondas acústicas em escoamentos é realizada com diferentes objetivos, desde a limpeza de dutos (MERRELL; SAYLOR, 2017) de ar até a intensificação de processos químicos (SAJJADI et al., 2017a). Alguns estudos aplicam ondas sonoras de baixa frequência para produzir vibração ou fluidizar partículas (ESCUDERO; HEINDEL, 2013), enquanto outros recorrem a ondas de ultrassom em aplicações como levitação, separação e manipulação de partículas (ANDRADE, 2010). A correnteza acústica pode ser produzida tanto por ondas audíveis como por ultrassom (LIGHTHILL, 1978). Neste capítulo será apresentado o estado da arte sobre o uso de ondas acústicas em aplicações semelhantes a este trabalho, uma vez que não há estudos sobre a aplicação de ondas acústicas em leitos fluidizados circulantes.

3.1.1 Separação acústica

A separação acústica tem grande aplicação na medicina, podendo ser usada, por exemplo, para separar o plasma do sangue (LENSHOF et al., 2009). Partículas como eritrócitos e lipídios têm fatores de contraste opostos e podem ser separadas por esta técnica (PETERSSON et al., 2004). Com base na dependência da força acústica com o tamanho das partículas, Petersson et al. (2007) estudaram o fracionamento de partículas no separador acústico representado na Figura 17. Partículas com diferentes tamanhos são alimentadas em entradas laterais no mesmo sentido do escoamento. Na região central, o mesmo fluido é alimentado, porém sem partículas. Conforme o escoamento se propaga e recebe influência das ondas

acústicas, as partículas maiores são empurradas para os nós de pressão localizados no centro do canal. A distribuição de tamanhos de partícula é decrescente do centro até as paredes onde se localizam as partículas menores.

Figura 17 – Separador acústico para fracionamento de partículas.



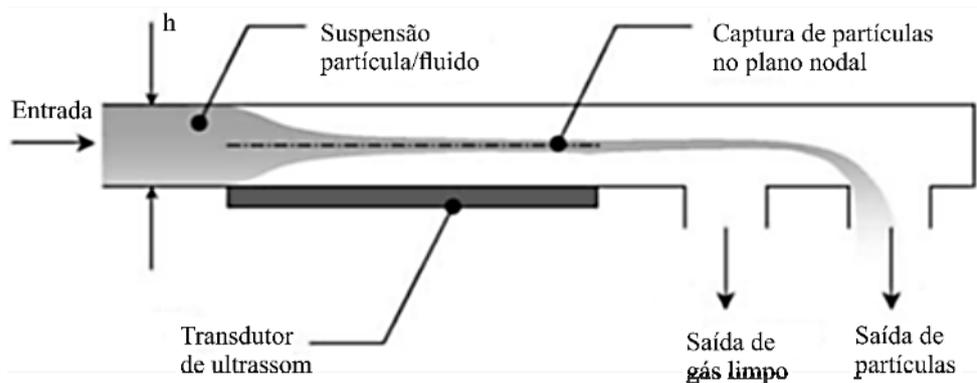
Fonte: adaptado de Petersson et al. (2007)

A separação acústica em equipamentos de escalas maiores tem sido objeto de investigação em diversas pesquisas. Johansson et al. (2016) investigaram a separação de lipídios do leite em um separador acústico em larga escala utilizando frequências de 1 MHz a 2 MHz. Lipkens et al. (2010) utilizaram ondas estacionárias com frequência de 2 MHz para separar micropartículas em cavidades de macroescala. Os autores utilizaram um modelo matemático para acompanhar a trajetória das partículas sujeitas à força acústica e calcularam os campos de escoamento laminar do fluido e a força de arraste sobre as partículas através de simulações numéricas. Em seguida, as equações de movimento foram integradas à trajetória da partícula devido à força acústica. Os resultados demonstraram a eficiência da separação das partículas em meio líquido e a existência de uma componente de velocidade translacional.

A técnica de separação acústica pode ser utilizada para aglomerar, suspender e manipular partículas. Para controlar a taxa de aglomeração de partículas, é necessário equilibrar as forças que agem sobre a partícula e otimizar o fluxo de escoamento, para os casos em que há escoamento fluido-partícula (TOWNSEND et al., 2004). Townsend et al. (2004) estudaram a eficiência da separação acústica no microcanal ilustrado na Figura 18, acoplado a solução numérica do campo de velocidades com a força acústica agindo sobre as partículas. Uma suspensão de partículas é alimentada em um canal em cuja seção transversal foi instalado um transdutor de ultrassom com frequência aproximada de 3 MHz. O separador opera em meio comprimento de onda, ou seja, a altura h do seu microcanal é igual à metade do comprimento de onda ($\lambda/2$), o que equivale a 250 μm para a propagação de uma onda de 3 MHz na suspensão

aquosa utilizada. Assim, formam-se nós de pressão no centro do canal e as partículas são atraídas para estes nós, sendo separadas do fluido. Através deste modelo foi possível prever a concentração de partículas no canal e a sua trajetória devido à ação da força acústica. O modelo foi desenvolvido para microfluidos, mas pode ser estendido a macrofluidos.

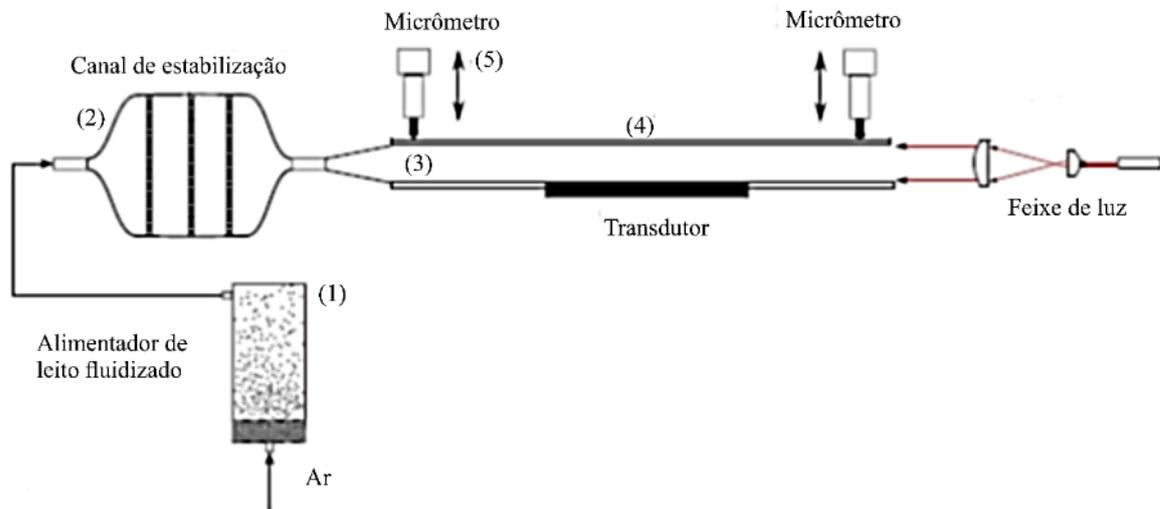
Figura 18 – Esquema de um separador acústico operando em modo de meio comprimento de onda.



Fonte: Townsend et al. (2004)

Robert e Imani (2013) investigaram a separação de submicropartículas sólidas em um canal retangular com altura regulável. Um transdutor eletrostático foi usado para gerar ondas estacionárias com frequência entre 50 kHz e 80 kHz. Os autores estudaram o efeito de parâmetros acústicos, geométricos e do escoamento sobre a concentração de partículas e verificaram que a eficiência da separação aumenta com o aumento da amplitude de pressão da onda sonora. A eficiência de separação é diretamente proporcional à frequência de onda. O efeito da velocidade média do fluido foi menor que o esperado, sugerindo que, para as configurações geométricas do canal, a separação não é limitada pela interação entre o campo acústico e as partículas suspensas. A Figura 19 ilustra o aparato experimental utilizado. As partículas de dióxido de titânio são dispersas em um leito fluidizado (1) e enviadas para um canal de estabilização (2) responsável por manter as condições laminares do escoamento. Em seguida, as partículas entram no canal de separação (3), onde a posição da parede refletora (4) é ajustada manualmente por dois micrômetros (5). Regulando a altura do canal através dos micrômetros, foi possível identificar que a tolerância geométrica requerida para manter 90 % da separação máxima é maior quando a altura do canal diminui. Uma das questões em aberto que foi verificada pelos autores é a quantificação da influência da turbulência do escoamento sobre a eficiência de separação acústica.

Figura 19 – Separação acústica de partículas sólidas em um canal.



Fonte: Robert e Imani (2015).

A separação acústica tem importantes aplicações científicas e tem sido objeto de vários estudos. Grande parte destas aplicações é na área de microfluídica, particularmente na área médica. Além disso, diversos estudos tratam o escoamento como sendo invíscido. A ampliação de escala para aplicação da separação acústica em macrofluídica e o estudo da interação entre o escoamento de fluidos e o campo acústico sobre as partículas são áreas de pesquisa promissoras.

3.1.2 Manipulação de partículas por ondas progressivas

Pesquisas recentes têm utilizado levitadores acústicos para suspender e manipular partículas. Esta técnica, que também envolve a acustoforese, tem importantes aplicações, como na manipulação de reagentes que não podem ser contaminados, substâncias perigosas e fármacos (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2015; DRON; AIDER, 2013; KOKLU; SABUNCU; BESKOK, 2010).

Na manipulação acústica de objetos é possível utilizar ondas estacionárias (LENSHOF; LAURELL, 2010) ou progressivas (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2015). Uma aplicação da manipulação com ondas estacionárias é a separação de partículas em microcanais de escoamento laminar (LENSHOF; LAURELL, 2010). Diversas aplicações utilizam frequências ressonantes de meio comprimento de onda para manipular partículas. No

entanto, é possível utilizar frequências não ressonantes (ANDRADE; PEREZ; ADAMOWSKI, 2015; DRON; AIDER, 2013).

Em aplicações de manipulação acústica de objetos, normalmente se deseja conhecer a trajetória destes objetos devido à força acústica. Grande parte dos estudos existentes utilizam partículas esféricas como forma de simplificação (ANDRADE; PÉREZ; ADAMOWSKI, 2015; KNOOP et al., 2016a). Para tanto, é necessário conhecer as forças que atuam sobre a partícula. Além da força acústica, estão presentes a força da gravidade e a força de empuxo, em meio líquido, ou força de arraste em meio gasoso. Para baixos números de Reynolds, comuns em aplicações de microfluídica, as forças viscosas podem ser calculadas pela lei de Stokes (KOKLU; SABUNCU; BESKOK, 2010).

Courtney et al. (2012) desenvolveram um aparato experimental para capturar micropartículas e manipulá-las em um plano. Através de quatro transdutores, os nós de pressão formados pela ressonância de ondas estacionárias são manipulados em duas dimensões e os transdutores são posicionados ortogonalmente em uma câmara de água. Os resultados demonstraram que um alinhamento imperfeito dos transdutores distorce a relação linear que existe entre a diferença de fases e a posição dos nós, introduzindo uma variação na amplitude de pressão com a fase. A relação entre as fases dos pares ortogonais de transdutores afeta a posição e a forma dos nós. Considerando a diferença de fases e a fase média dos pares de transdutores, foi possível fixar posições para os nós e prever o movimento das partículas manipuladas.

A correnteza acústica pode influenciar na manipulação de partículas em um meio fluido. Em microcanais, a correnteza acústica de Rayleigh ocorre quando a energia dissipada na forma de quantidade de movimento causa um fluxo viscoso com magnitude na ordem da amplitude de onda. Pode também ocorrer a correnteza acústica de Schlichting, que influencia o escoamento nas paredes. O padrão de correnteza acústica influencia os perfis de velocidade no canal e pode ser simplificado assumindo escoamento laminar (TOWNSEND et al., 2004).

Em escoamentos turbulentos, a correnteza acústica tem comportamento não linear e pode levar à formação de ondas de choque. A formação de ondas de choque é descrita pelas equações de Navier-Stokes bidimensionais sem simplificações (AKTAS; FAROUK, 2004; PENG et al., 2015). Modelos numéricos considerando escoamento compressível e utilizando equações cúbicas de estado são capazes de resolver problemas acústicos não lineares com altos

números de Reynolds (FENG et al., 2012). Peng et al. (2015) aplicaram este método para simular numericamente a formação de ondas de choque em um tubo cilíndrico fechado sujeito à ressonância acústica. Os resultados mostraram que picos de velocidade se formam acompanhados de perfis de pressão típicos de ondas de choque no final do tubo. O formato das ondas na região intermediária é bastante diferente do formato das mesmas no final do tubo. Os autores observaram ainda que a pressão nos nós de pressão é diferente de zero e a frequência de onda é o dobro da frequência de ressonância.

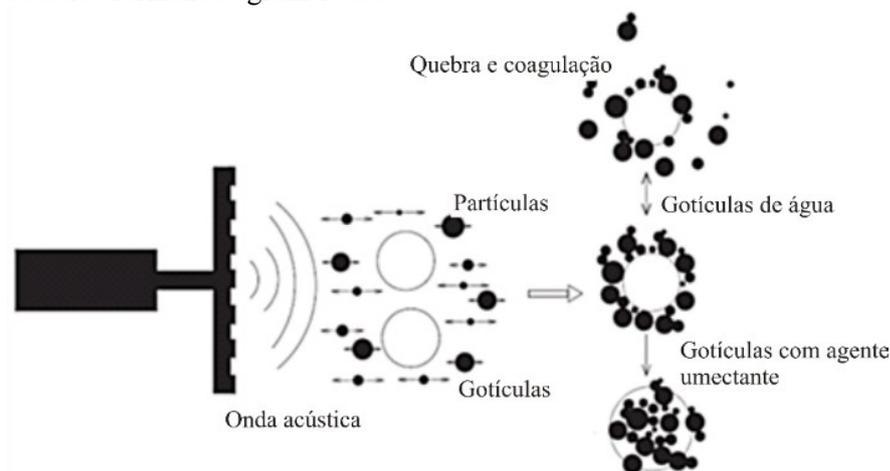
3.1.3 Quebra de aglomerados de partículas

Knoop e Fritsching (2012) estudaram a distribuição de forças acústicas sobre partículas rígidas cilíndricas e esféricas em meio gasoso em um ressonador acústico. Variando a posição dos objetos, a dependência da força acústica com a posição e o tempo foi investigada. O campo de escoamento foi calculado através de simulações numéricas, assumindo que o fluido é invíscido e as partículas são esferas rígidas. As ondas sonoras aplicadas têm frequência de 20 kHz e amplitude de velocidade entre 2,51 m/s e 10,05 m/s. A amplitude de pressão das ondas é de 1,06 kPa a 4,23 kPa. A amplitude de velocidade e a quantidade de energia sonora aplicada definem o intervalo em que é válido considerar que o fluido é invíscido. A distribuição de força acústica é maior sobre as partículas cilíndricas do que sobre as esféricas. Os autores encontraram um gradiente de pressão negativo na direção do fluxo, levando à distribuição não homogênea de tensão sobre as partículas. Em aglomerados de partículas, esta não homogeneidade provoca diferenças no contato entre partículas.

Um sistema de levitação acústica foi utilizado por Knoop e Fritsching (2014) para dispersar aglomerados de partículas em meio gasoso. A amplitude de velocidade das ondas acústicas estacionárias foi variada entre 2,5 m/s e 15 m/s. A dispersão de aglomerados com diâmetro de até 500 μm foi observada experimentalmente. Duas configurações de levitador acústico foram utilizadas: a configuração de Langevin, com um campo sonoro infinito perpendicular à direção de propagação do som, e a configuração de Rayleigh, em um campo sonoro limitado sem influência das vizinhanças. Simulações numéricas transientes foram realizadas, mostrando que a força acústica agindo sobre aglomerados de partículas é 50 % menor na configuração de Langevin em comparação com a de Rayleigh. Foi possível ainda identificar que partículas de até 80 μm podem ser dispersadas nestas condições operacionais.

Knoop et al. (2016) verificaram que, sob levitação acústica, um aglomerado de esferas de vidro funcionalizadas se move inicialmente com um perfil sinusoidal através do campo de onda estacionária, o que é devido à sua forma irregular. A frequência do movimento da partícula, no entanto, é algumas ordens de magnitude menor que a frequência da onda estacionária de 20 kHz. A funcionalização das partículas consiste na hidrofobização da sua superfície, de modo a modificar a sua umidade. Posteriormente foram criados aglomerados com estas partículas. Dependendo do seu tamanho e circularidade, um aglomerado de partículas alcança diferentes regiões do campo sonoro durante o seu movimento. A intensidade da força acústica supera as forças entre as partículas, causando a dispersão de aglomerados.

Figura 20 – Interação entre partículas finas hidrofílicas e gotículas de água em frente a um campo acústico formando aglomerados.



Fonte: Yan, Chen e Li (2016)

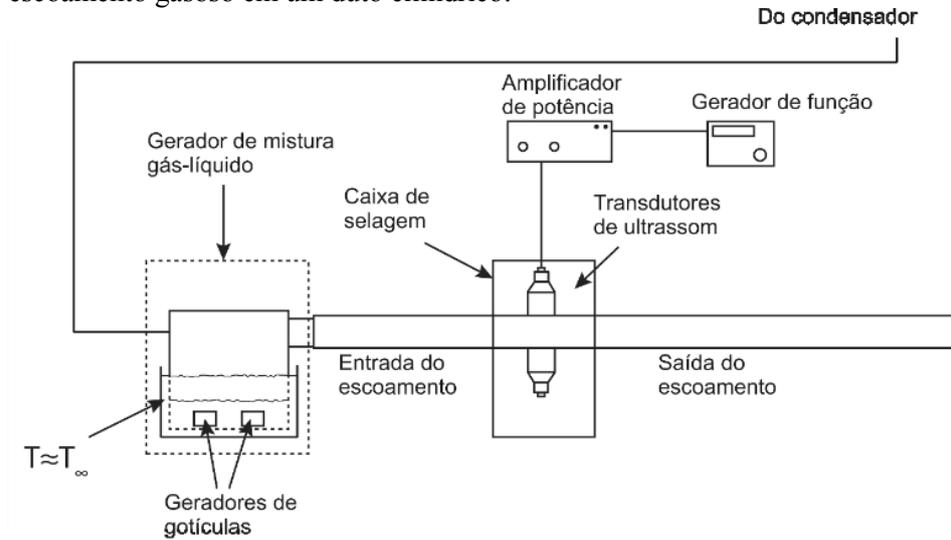
No caso de partículas hidrofílicas, pode ocorrer a formação de aglomerados, como estudado por Yan, Chen e Li (2016). Os autores investigaram experimentalmente a interação entre partículas finas e gotículas em um canal de separação acústica utilizando agentes surfactantes. A Figura 20 esquematiza o aparato experimental utilizado pelos autores. As partículas finas são recobertas com uma camada de surfactante para que se tornem hidrofílicas e são, em seguida, suspensas em frente a um campo acústico juntamente com as gotículas de água. A ação do campo acústico produz uma força acústica sobre as partículas que leva à separação acústica. Como as partículas forma hidrofílicas, passam a apresentar o mesmo comportamento que as gotículas de água em frente ao campo acústico e, por isso, aglomeram-se em volta destas gotículas. A técnica foi originalmente proposta como uma alternativa para a

remoção de partículas finas de gases em ciclones e separadores eletrostáticos. No entanto, este princípio pode ser utilizado em processos como o craqueamento catalítico fluido (*FCC*), em que é necessário promover o contato entre o gasóleo vaporizado e as micropartículas sólidas de catalisador.

3.1.4 Uso de ondas acústicas para limpeza de dutos

Uma aplicação comum de campos de ondas estacionárias de ultrassom é a limpeza de correntes gasosas escoando em dutos. Merrel e Saylor (2017) usaram ondas de ultrassom estacionárias para remover pequenas gotas de água de uma corrente gasosa escoando em um duto horizontal cilíndrico. Três transdutores piezoelétricos fixados em um duto cilíndrico de alumínio transmitiram ondas acústicas a uma frequência de 28 ± 1 kHz, gerando nós de pressão acústica em forma de anéis cilíndricos. O tubo ativo, que funciona como ressonador acústico, foi instalado dentro de uma caixa seladora para evitar o contato com os tubos passivos de acrílico, que causam amortecimento sonoro. Utilizando o aparato experimental, os autores avaliaram o efeito da variação da vazão de ar e da potência acústica sobre o campo acústico gerado. Foi possível trabalhar com velocidades do fluido acústico, neste caso o ar, de até 10 m/s. A separação acústica de gotículas mostrou-se eficiente frente a métodos mecânicos tradicionais e demonstrou maior capacidade para coletar gotículas muito pequenas. A Figura 21 mostra o aparato experimental utilizado por Merrel e Saylor (2017) para separar gotículas de água de uma corrente gasosa usando ondas acústicas. Um gerador de gotículas acoplado a um condensador produz pequenas gotículas de líquido que são misturadas a uma fase gasosa através de um gerador de mistura gás-líquido. A mistura é então alimentada em um duto onde se deseja remover as gotículas da fase gasosa usando ultrassom. Três transdutores de ultrassom com frequência aproximada de 29 kHz foram instalados na seção transversal do duto, com ângulos de 120° entre si. A seção do duto em que os transdutores estão acoplados é feita de material metálico e funciona como ressonador, refletindo as ondas acústicas em todas as direções e fazendo com que se formem nós de pressão cilíndricos e concêntricos no interior do duto. Estes nós de pressão são responsáveis por capturar as gotículas e separá-las da fase gasosa. O sinal acústico é produzido por um gerador de função e aumentado por um amplificador de potência, sendo, então, transmitido aos transdutores piezoelétricos.

Figura 21 – Unidade experimental de separação acústica para coleta de gotículas de água dispersas no escoamento gasoso em um duto cilíndrico.



Fonte: Merrel e Saylor (2017).

3.1.5 Aplicação de ondas acústicas em leitos fluidizados

Os leitos fluidizados são utilizados em diversos processos físicos e químicos, como na secagem de materiais, cristalização (BINEV; SEIDEL-MORGENSTERN; LORENZ, 2015), gestão de resíduos e na indústria de petróleo. Nestes equipamentos, partículas sólidas são fluidizadas em meio líquido ou gasoso para aumentar a transferência de calor e de massa entre as fases (YANG, 2003). O leito fluidizado tem como vantagens o aumento na transferência de calor e de massa e a habilidade de lidar com diferentes tipos de partículas e manter a sua temperatura uniforme (GAIKWAD; WANKHEDE, 2016).

A aplicação de ondas acústicas em leitos fluidizados tem como objetivo melhorar a fluidização das partículas sólidas, ou seja, aumentar a sua dispersão em meio gasoso (GAIKWAD; WANKHEDE, 2016). Para tanto, podem ser utilizadas para desfazer aglomerados (BINEV; SEIDEL-MORGENSTERN; LORENZ, 2015; GUO et al., 2007), suspender e manipular partículas. Em processos da indústria de petróleo, como no craqueamento de frações pesadas, as ondas acústicas podem ser utilizadas para controlar o tamanho das partículas de catalisador empregadas (YANG, 2003). O Quadro 1 apresenta os estudos sobre a aplicação de ondas acústicas em leitos fluidizados encontrados na literatura e em patentes.

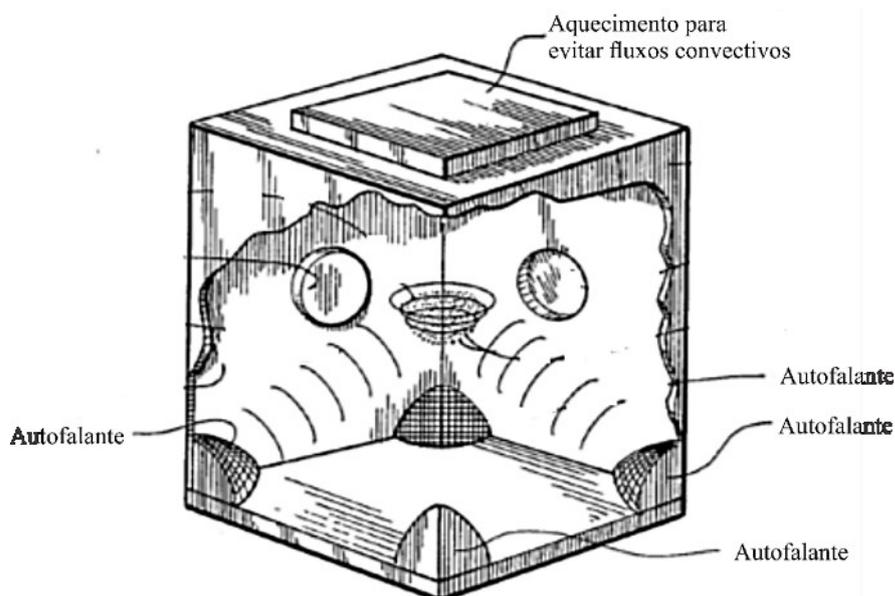
Quadro 1: Estudos sobre o uso de ondas acústicas em leitos fluidizados.

| Autor | Ano | Partícula | Aplicações |
|------------------------------------|------------|---|---|
| Ohkawa | 1990 | Partículas finas | Suspensão |
| Russo et al. | 1995 | Catalisador | Melhoria do índice de fluidização |
| Burr e Popham | 2006 | Partículas finas | Suspensão |
| Guo et al. | 2007 | Partículas ultrafinas de SiO ₂ | Redução do tamanho dos aglomerados |
| Shuai et al. | 2011 | Esferas de vidro | Distribuição de concentração e velocidade em partículas coesivas |
| Escudero e Heindel | 2014 | Esfera de vidro e casca de noz | Melhora da dispersão |
| Weiguo et al. | 2015 | Polietileno | Monitoramento da formação de aglomerados |
| Binev, Seidel-Morgenstern e Lorenz | 2015 | Partículas cristalizadas | Controle da distribuição de tamanhos dos cristais |
| Yan, Chen e Li | 2016 | Partículas finas | Remoção de partículas finas da combustão do carvão |
| Lipkens et al. | 2019 | Esferas funcionalizadas, ferromagnéticas ou não | Separação de partículas por um campo acústico em leito fluidizado |

Fonte: elaborado pela autora (2020).

Ohkawa (1990) patenteou um sistema para suspender partículas muito finas em leito fluidizado, o qual está ilustrado na Figura 22. O leito fluidizado acústico é formado por uma câmara retangular com autofalantes nos cantos vivos. Estes autofalantes emitem ondas acústicas de baixa frequência e estão posicionados em direção ao centro e, assim, as suas emissões são direcionadas para um mesmo ponto no centro da câmara. A energia acústica produzida gera movimento da fase gasosa no interior da câmara e contribui para fluidizar partículas sólidas. Estas partículas são suspensas por uma onda sonora quando a resultante entre a força acústica e a força gravitacional, que atuam em sentidos opostos, é nula. Para uma onda acústica de intensidade constante, a dispersão de partículas é afetada tanto pela intensidade quanto pela frequência da onda. Quanto maior a frequência sonora, maior é a agregação de partículas.

Figura 22 – Leito fluidizado operando através de ondas acústicas.



Fonte: Ohkawa (1990).

A aplicação de ondas acústicas é comum em leitos fluidizados que trabalham com nanopartículas (GAIKWAD; WANKHEDE, 2016) ou partículas da classe C de Geldart, as quais apresentam problemas com a formação de aglomerados (RHODES; GELDART, 1987). O uso de ondas acústicas em leitos fluidizados de nanopartículas resulta em uma melhor qualidade de fluidização, com aumento da turbulência e maior grau de homogeneidade (GAIKWAD; WANKHEDE, 2016). Quanto menor a velocidade de mínima fluidização, mais fácil é a fluidização de partículas no leito. Escudero e Heindel (2014) verificaram que o uso de ondas acústicas em leitos fluidizados diminui a velocidade de mínima fluidização de esferas de vidro com massa específica de 2500 kg/m^3 e diâmetro entre $212 \text{ }\mu\text{m}$ e $600 \text{ }\mu\text{m}$. Aplicando ondas sonoras com frequência de 150 Hz e pressão sonora de 120 dB , a fluidização do leito foi mais homogênea em comparação com um leito fluidizado comum. As ondas acústicas diminuíram ainda a formação de caminhos preferenciais e o efeito de jato de ar provocado pela ação do prato distribuidor na base.

3.2 APLICAÇÃO DE CORRENTEZA ACÚSTICA EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS

Há poucos trabalhos na literatura que abordam o efeito causado pela emissão de um campo acústico sobre um fluido com escoamento turbulento associado a processos químicos. O trabalho de Merrel e Saylor (2017), apresentado anteriormente, também pode ser visto como uma aplicação em escoamentos turbulentos. Valdès e Santens (2000) estudaram a influência do escoamento turbulento de ar em regime permanente sobre a correnteza acústica usando uma fonte sonora com frequência de 400 Hz. O escoamento permanentemente turbulento de ar com baixo número de Mach não perturbou os gradientes longitudinais de pressão média associados com a correnteza acústica e o perfil de velocidade média axial do escoamento não é substancialmente afetado pelo campo acústico gerado por uma fonte emissora acústica posicionada na direção axial do duto. Os resultados mostraram, no entanto, que o campo acústico modifica os tensores de Reynolds do escoamento. Estudos para verificar o comportamento do escoamento turbulento com e sem a propagação de ondas acústicas e a propagação da onda no ar em repouso foram realizados. As flutuações que ocorrem em escoamentos podem ser do tipo acústico, entrópico e rotacional. As flutuações rotacionais produzidas pelo escoamento turbulento são randômicas e as flutuações acústicas são periódicas. Embora a modificação produzida pela onda acústica no campo de velocidade seja imperceptível, há grande influência sobre as flutuações de velocidade, que têm sua amplitude reduzida em 50 %. A atuação da onda acústica sobre as flutuações de velocidade é proporcional à sua frequência.

Lawn et al. (2005) estudaram o comportamento de chamas turbulentas pré-misturadas sujeitas a um campo acústico em sistemas de combustão. Misturas de gás metano com ar e de gás metano com hidrogênio e ar com comportamento turbulento foram desaceleradas em um difusor para atingir a estabilização. À medida que se aumentou a amplitude da onda acústica incidente, a chama estabilizou com uma velocidade menor. A menor frequência acústica aplicada foi de 52 Hz, resultando em flutuações da velocidade turbulenta fora de fase quando comparadas com a velocidade da onda. O movimento da chama foi maior do que teria sido sem a aplicação do campo acústico. Com frequência acústica de 119 Hz o movimento relativo da chama foi ainda menor, porém, a diferença de fase entre as flutuações randômicas e acústicas diminuiu, causando perturbação menor na velocidade da chama. A adição de hidrogênio

suprimiu a resposta da velocidade da chama ao campo acústico em baixas amplitudes, mas levou a um aumento em grandes amplitudes.

Rocha et al. (2008) estudaram as mudanças produzidas por um campo acústico na estrutura de chamas de difusão turbulenta de gás natural. O campo acústico gera mistura intensa dos reagentes na zona de reação da chama, promovendo combustão mais completa e menor emissão de poluentes. O aumento nas taxas de transferência de calor por convecção e um menor consumo de combustível também ocorrem. O campo acústico altera drasticamente a estrutura da chama, principalmente nas frequências naturais do queimador. Nos perfis de concentração e de temperatura a modificação promovida pelo campo acústico na estrutura axial e radial da chama foi observada. O comprimento da chama diminui com o aumento da pressão acústica.

Wada et al. (2014) investigaram a correnteza acústica produzida em um escoamento gasoso, induzida por um campo sonoro intenso aplicado entre um transdutor e um refletor. Vários vórtices de fluxo foram observados na camada limite próxima ao transdutor e ao refletor. O aparato experimental utilizado aproxima-se de um levitador acústico do tipo *near-field*, com frequência sonora de 26,7 kHz. Os autores afirmam que os vórtices observados representam a correnteza de Rayleigh e o campo acústico foi deformado devido à posição inclinada do refletor, que pode aumentar a turbulência do escoamento devido à redução de área e ao aumento de velocidade em uma das extremidades.

Delouei et al. (2019) estudaram a influência de um campo acústico de ultrassom sobre a queda de pressão e a melhora na transferência de calor em um fluxo líquido de entrada em regime turbulento. Um transdutor ultrassônico com frequência de 28 kHz foi acoplado a uma tubulação de água com o objetivo de estudar o fluxo de entrada em um trocador de calor. Experimentos com potência sonora de 75 W e 100 W foram realizados, variando também a temperatura e o fluxo de entrada. Os resultados indicaram que o efeito do ultrassom sobre a queda de pressão e o aumento da transferência de calor diminui com o aumento do número de Reynolds do escoamento e o aumento de temperatura do fluido. Houve uma melhoria média de 7 % destas variáveis de processo com o uso de ultrassom no escoamento turbulento, um valor menor que o observado em escoamentos laminares.

Os diferentes estudos abordados mostraram a influência de ondas acústicas sobre escoamentos turbulentos em fase líquida e gasosa. Verificou-se maior influência do campo

acústico sobre escoamentos gasosos e os diferentes estudos chegaram a conclusões semelhantes quanto à redução das flutuações de velocidade do gás.

3.3 TÉCNICAS DE FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL USADAS NA MODELAGEM DE ESCOAMENTOS MULTIFÁSICOS

A motivação para o estudo de escoamentos multifásicos em reatores químicos está ligada à descoberta dos catalisadores, pois processos catalíticos envolvem sistemas multifásicos. A modelagem matemática convencional de reatores químicos é usada devido à sua simplicidade. No entanto, representações mais acuradas da cinética na escala molecular e sua relação com condições de mistura não ideais necessitam de uma descrição mais detalhada dos campos de escoamento (RANADE, 2002).

Os escoamentos multifásicos são classificados de acordo com os estados físicos das fases em (a) gás-líquido, (b) gás-sólido, (c) líquido-sólido e (d) líquido-líquido imiscível. O regime de escoamento depende das vazões, propriedades físicas das fases e geometria e pode ser identificado através de mapas disponíveis na literatura (LIM; ZHU; GRACE, 1995). São também divididos em classes quanto à morfologia das fases. No escoamento disperso-contínuo, gotas, bolhas ou partículas sólidas se encontram dispersas em uma fase contínua líquida ou gasosa. A fase dispersa pode ser diluída ou concentrada. Em escoamentos diluídos, a fração volumétrica da fase contínua é superior a 99 % e as colisões entre partículas são pouco frequentes ou inexistentes. Assim, as partículas dispersas podem ser consideradas isoladas no cálculo da sua trajetória. Em escoamentos densos, as colisões entre partículas não podem ser desprezadas no cálculo da sua trajetória. Escoamentos densos são encontrados em sistemas gás-sólido e líquido-sólido. Como exemplos tem-se o *riser* de FCC (craqueamento catalítico fluido) e o leito de lama (RANADE, 2002).

Em reatores químicos podem ser encontrados os seguintes tipos de escoamento: (a) monofásico (laminar ou turbulento); (b) através de um leito de sólidos (fixo ou móvel); (c) granular, partículas sólidas dispersas em uma fase gasosa; (d) borbulhante (coluna de bolhas, tanque agitado, tanques de tratamento de efluentes); (e) complexos (leito de jorro, tanque agitado borbulhante, craqueamento catalítico fluido). Além disso, é necessário lidar com transporte de energia e componentes dentro das fases individuais e transferência de massa, calor e quantidade de movimento entre as fases e com a parede externa do reator (RANADE, 1995).

Escoamentos dispersos são mais comuns em reatores químicos. A fração volumétrica da fase dispersa na mistura é calculada como a razão entre o volume da partícula e o volume total multiplicada pelo número de partículas. A velocidade superficial da fase é a vazão mássica da fase dividida pela área do duto e pela densidade da fase. A velocidade da fase é a sua velocidade superficial dividida pela fração volumétrica. Esta é a velocidade que a fase teria se estivesse escoando sozinha, sem a presença da outra fase. Tempo de relaxação ou tempo de resposta da partícula é o tempo necessário para que a partícula saia do repouso e atinja 63 % da velocidade da fase contínua. Partículas menores têm inércia menor e são facilmente arrastadas (RANADE, 2002).

A interação da partícula com a fase contínua depende da sua inércia e define o tipo de acoplamento entre fases usado em simulações numéricas. Geralmente usa-se como critério o número de Stokes. Se o seu valor for muito menor que 1 tem-se o acoplamento de 1 via, em que as partículas praticamente não colidem entre si e não afetam o campo de velocidades da fase contínua, sendo carregadas por ela. Este acoplamento possibilita resolver o campo de escoamento da fase contínua separadamente e depois computar a trajetória das partículas neste campo. Quando o número de Stokes é próximo a 1 ou maior, tem-se o acoplamento de duas vias, em que a fase dispersa afeta os campos de velocidade da fase contínua e vice-versa. Normalmente se usam acoplamentos de 2 vias quando a fração volumétrica de partículas dispersas é maior que 1×10^{-6} e menor que 1×10^{-3} . O acoplamento de 3 vias é usado quando a fase contínua afeta a fase dispersa e a fase dispersa afeta a fase contínua e a si mesma, ou seja, uma partícula afeta o arraste da partícula vizinha. Quando a fase dispersa afeta a si própria não só pela concentração de partículas mas também pelas colisões, usa-se o acoplamento de 4 vias (MEIER, 2010).

Os modelos matemáticos e estratégias computacionais usados para representar e resolver escoamentos multifásicos baseiam-se nas definições apresentadas anteriormente. Os modelos Euleriano-Lagrangeanos baseiam-se nas equações de Navier-Stokes e computam a trajetória das partículas individuais através da segunda lei de Newton. Dada a complexidade e o custo computacional, a sua utilização é mais comum em escoamentos diluídos. Diferentes métodos de simulação foram desenvolvidos para simulações com base na abordagem Euleriana-Lagrangeana, como o *DEM (Discrete Element Method)* e o *DPM (Discrete Particle Modelling)*,

que utilizam uma abordagem Lagrangeana para a fase dispersa, sendo possível considerar uma distribuição de diâmetros de partículas ou apenas um diâmetro médio (JAKOBSEN, 2014).

A abordagem Euleriana-Euleriana baseia-se nas equações médias de Navier-Stokes e é também conhecida como *RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)* ou modelo de dois fluidos (*TFM – Two Fluid Model*). Esta abordagem trata as duas fases como contínuas e interpenetrantes, tem menor custo computacional e é aplicável a escoamentos densos, diluídos e intermediários. No entanto, não permite obter a trajetória das partículas, mas apenas seus campos de propriedades médios no tempo (WANG et al., 2010). Modelos Eulerianos-Eulerianos necessitam de equações de fechamento empíricas para realizar o acoplamento entre as fases e quantificar transferência de quantidade de movimento, calor e massa. A turbulência e as propriedades da fase sólida são modelados através da teoria cinética do escoamento granular (*KTGF – Kinetic Theory of Granular Flow*) (MEIER, 2010; WANG; LI, 2001). A transferência de quantidade de movimento entre as fases é modelada através de modelos de arraste e a influência das partículas sobre a turbulência do gás é quantificada através de modelos de interação turbulenta (ANSYS INC. (US), 2013). O modelo de arraste mais comum em escoamentos gás-sólido é o modelo de Gidaspow, que falha em regimes de transição entre o escoamento diluído e o denso e quando se formam estruturas heterogêneas de escoamento, como os clusters de partículas. Um modelo capaz de prever a formação de clusters é o *EMMS (Energy Minimization Multiscale)*, que minimiza a energia transferida entre as fases em diferentes do escoamento (YANG et al., 2003). As relações de fechamento para transferência de massa baseiam-se na média Lagrangeana das propriedades de uma partícula em um escoamento ideal. Como muitos reatores operam em leito denso, a modelagem Euleriana-Euleriana tem menor custo computacional na sua representação (JAKOBSEN, 2014).

Quando é necessário capturar estruturas de pequena escala do escoamento são usados métodos de alta resolução. Estes modelos têm sido bastante usados em aplicações tecnológicas apesar do seu maior custo computacional, pois descrevem bem o impacto de fenômenos microscópicos sobre grandezas macroscópicas. A abordagem *LES (Large Eddy Simulation)*, usada em escoamentos multifásicos considerando as fases como uma mistura, resolve completamente as pequenas escalas e modela as grandes (MEIER, 2010). O método *VOF (Volume of Fluid)* usa equações de conservação de massa e quantidade de movimento e um indicador de fase para indicar a movimentação da interface entre dois fluidos (PADOIN et al., 2016). A abordagem *DNS (Direct Numerical Simulation)* resolve todas as escalas do

escoamento sem a necessidade de modelos de aproximação e por isso tem um custo computacional muito elevado (BALTUSSEN et al., 2018).

Em reatores químicos como os *risers*, a energia cinética é transferida da macroescala até escalas muito pequenas do escoamento, conhecidas como escalas de Kolmogorov. A mistura das fases é devida à dissipação viscosa de energia no movimento dos fluidos. No entanto, uma mistura viscosa completa não implica que também houve uma boa mistura a nível molecular. A avaliação da mistura molecular é feita através do número de Schmidt, que é a razão entre a viscosidade do fluido e a difusividade mássica. Quanto maior o seu valor, melhor é a mistura molecular (JAKOBSEN, 2014). Diferentes técnicas de *CFD* podem ser usadas para modelar o escoamento multifásico em reatores químicos. Nesta tese estuda-se o escoamento multifásico em reatores sem considerar as reações químicas e a transferência de calor e massa. No entanto, este estudo visa a futuras aplicações em processos com reação química que ocorrem em *risers* de *CFB*. Portanto, a abordagem utilizada para modelar e simular o escoamento das fases deve levar em conta estas futuras aplicações. Neste sentido, a abordagem Euleriana-Euleriana é mais adequada pois demanda menor custo computacional mesmo com a inclusão de mecanismos de reação química e transferência de calor e massa. Além disso, a modelagem multiescala deve ser considerada, pois dentro do reator ocorre transferência de energia de escalas maiores, através da convecção do fluido, para escalas menores, em que ocorrem as reações químicas (JAKOBSEN, 2014; ROSSBACH et al., 2019).

3.4 FECHAMENTO

Neste capítulo foi apresentado o estado da arte sobre técnicas de dispersão de partículas em leitos fluidizados circulantes. Uma vez que não há estudos específicos sobre a dispersão de partículas em *risers* de *CFB* usando ondas acústicas, foram citados estudos sobre a aplicação de ondas acústicas em leitos fluidizados clássicos, na quebra de aglomerados de partículas e em escoamentos gasosos turbulentos. Concluiu-se que o uso de ultrassom para separar micropartículas em escoamentos gasosos turbulentos é uma alternativa viável e a interação entre a turbulência do escoamento e a correnteza acústica produzida pela fonte sonora deve ser estudada.

4 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo são apresentadas as equações dos modelos matemáticos utilizadas nas simulações numéricas deste estudo.

4.1 MODELO EULERIANO-EULERIANO BIFÁSICO

4.1.1 Equações governantes

No modelo Euleriano-Euleriano gás-sólido, também conhecido como modelo de dois fluidos (TFM – *Two Fluid Model*) (HOSSEINI et al., 2009), o gás e as partículas sólidas são tratados como duas fases contínuas e interpenetrantes (VAN WACHEM et al., 2001). As equações governantes para o modelo Euleriano-Euleriano empregado neste estudo estão listadas na Tabela 1.

Tabela 1 – Equações governantes do modelo Euleriano-Euleriano gás-sólido

Conservação da massa para a fase gasosa:

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_g \rho_g) + \nabla \cdot (f_g \rho_g \mathbf{v}_g) = 0 \quad (46)$$

Conservação da massa para a fase sólida:

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_s \rho_s) + \nabla \cdot (f_s \rho_s \mathbf{v}_s) = 0 \quad (47)$$

Conservação da quantidade de movimento para a fase gasosa:

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_g \rho_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot (f_g \rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g + f_g \rho_g \mathbf{g} - f_g \nabla \mathbf{p} + \mathbf{F}_{gs} \quad (48)$$

Conservação da quantidade de movimento para a fase sólida:

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_s \rho_s \mathbf{v}_s) + \nabla \cdot (f_s \rho_s \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_s + f_s \rho_s \mathbf{g} - f_s \nabla \mathbf{p} - \nabla \mathbf{p}_s + \mathbf{F}_{sg} \quad (49)$$

Tensor tensão da fase gasosa:

$$\boldsymbol{\tau}_g = f_g \mu_g \left[\nabla \mathbf{v}_g + (\nabla \mathbf{v}_g)^T \right] - \frac{2}{3} f_g \mu_g (\nabla \cdot \mathbf{v}_g) \mathbf{I} \quad (50)$$

Tensor tensão da fase sólida:

$$\boldsymbol{\tau}_s = f_s \mu_s \left[\nabla \mathbf{v}_s + (\nabla \mathbf{v}_s)^T \right] - \frac{2}{3} f_s \mu_s (\nabla \cdot \mathbf{v}_s) \mathbf{I} \quad (51)$$

Fonte: adaptado de Roszbach et al. (2016b).

4.2 MODELO DE TURBULÊNCIA $k-\varepsilon$

O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ é um modelo de duas equações usado para descrever a turbulência da fase gasosa (SPEZIALE, 1991). As equações e os parâmetros do modelo são apresentados na Tabela 2. A energia cinética turbulenta (k) é descrita pela Equação (52) e a sua dissipação é dada pela Equação (53). A viscosidade do gás é a soma das contribuições laminar ($\mu_{l,g}$) e turbulenta ($\mu_{t,g}$). No modelo $k-\varepsilon$ padrão, a viscosidade turbulenta é calculada pela Equação (55). O modelo padrão foi modificado com a inclusão de dois termos-fonte, $\Pi_{k,g}$ e $\Pi_{\varepsilon,g}$, que possibilitam a inclusão de modelos de interação e dispersão turbulenta. As demais equações são parâmetros auxiliares e constantes do modelo.

Tabela 2 – Equações e parâmetros do modelo $k-\varepsilon$.

Energia cinética turbulenta:

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_g \rho_g k_g) + \nabla \cdot (f_g \rho_g \mathbf{v}_g k_g) = \nabla \cdot \left(f_g \left(\mu_g + \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_k} \right) \nabla k_g \right) + f_g \rho_g \Pi_{k,g} \quad (52)$$

Dissipação da energia cinética turbulenta:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(f_g \rho_g \varepsilon_g) + \nabla \cdot (f_g \rho_g \mathbf{v}_g \varepsilon_g) \\ = \nabla \cdot \left(f_g \left(\mu_g + \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon_g \right) + f_g \frac{\varepsilon_g}{k_g} (C_{1\varepsilon} G_{k,g} - C_{2\varepsilon} \rho_g \varepsilon_g) \\ + f_g \rho_g \Pi_{\varepsilon,g} \end{aligned} \quad (53)$$

$$\text{Viscosidade do gás: } \mu_g = \mu_{l,g} + \mu_{t,g} \quad (54)$$

$$\text{Viscosidade turbulenta: } \mu_{t,g} = \rho_g C_\mu \frac{k_g^2}{\varepsilon_g} \quad (55)$$

$$\text{Produção de energia cinética turbulenta: } G_{k,g} = \mu_{t,g} \mathbf{S}^2 \quad (56)$$

$$\text{Módulo do tensor taxa de deformação: } \mathbf{S} = \sqrt{2\mathbf{S}:\mathbf{S}} \quad (57)$$

Parâmetros do modelo $k-\varepsilon$:

$$C_{1\varepsilon} = 1,44; C_{2\varepsilon} = 1,92; C_\mu = 0,09; \sigma_k = 1,0; \sigma_\varepsilon = 1,2.$$

Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2016b).

Apesar de ser muito utilizado em simulações envolvendo escoamento gás-sólido em *risers* de *CFB* (BASTOS et al., 2008; MIAO et al., 2011; ROSSBACH et al., 2016b), o modelo $k-\varepsilon$ padrão não descreve corretamente o comportamento do escoamento gasoso na parede do duto. Diferentes abordagens foram propostas para melhorar os resultados obtidos pelo modelo, dentre as quais se destaca o tratamento de parede com uma equação para a dissipação de energia

cinética turbulenta (EWT- ε – *Enhanced Wall Treatment ε -Equation*). Esta abordagem combina um modelo de duas camadas com funções de parede para melhorar os resultados do modelo k - ε na subcamada viscosa. Na região próxima à parede, o escoamento não é completamente turbulento devido à presença da camada limite, fazendo com que os valores de ε sejam mais afetados pela viscosidade do fluido. O número de Reynolds turbulento, dado pela Equação (58):

$$\text{Re}_y = \frac{\rho_g y \sqrt{k_g}}{\mu_g} \quad (58)$$

é usado para dividir a malha numérica em uma região turbulenta e outra próxima à parede, que é afetada pela viscosidade. Na região turbulenta aplicam-se as equações do modelo k - ε padrão e na região da parede usa-se o modelo de uma equação de Wolfshtein (1969). A viscosidade turbulenta na região de parede é calculada pela Equação (59):

$$\mu_{t,2camadas} = \rho_g C_\mu \ell_\mu \sqrt{k_g}, \quad (59)$$

onde a espessura da subcamada viscosa (ℓ_μ) é calculada através da Equação (60):

$$\ell_\mu = \mu_g C_l^* \left(1 - e^{-\frac{\text{Re}_y}{A_\mu}} \right), \quad (60)$$

proposta por Chen e Patel (1988). A viscosidade turbulenta obtida pelo modelo de duas camadas é combinada com a calculada para a região completamente turbulenta, como proposto por Jøngen (1992) (Equação (61)):

$$\mu_{t,enh} = \lambda_\varepsilon \mu_t + (1 - \lambda_\varepsilon) \mu_{t,2camadas}. \quad (61)$$

A função de combinação λ_ε é dada pela Equação (62):

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{\text{Re}_y - \text{Re}_y^*}{A_{EWT}} \right) \right]. \quad (62)$$

O valor de Re_y^* é igual a 200 e a região turbulenta é definida como a que apresenta Re_y superior a este valor. A constante A é dada pela Equação (63):

$$A_{EWT} = \frac{|\Delta Re_y|}{\arctg(0,98)}, \quad (63)$$

onde ΔRe_y deve ser de 5 % a 20 % do valor de Re_y . O campo de ε na região afetada pela viscosidade é dado pela Equação (64):

$$\varepsilon_g = \frac{k_g^{3/2}}{\ell_\varepsilon}, \quad (64)$$

com

$$\ell_\varepsilon = yC_\ell^*(1 - e) \quad (65)$$

As constantes e parâmetros do modelo são $C_\ell^* = kC_\mu^{-3/4}$, $A_\mu = 70$ e $A_\varepsilon = 2C_\ell^*$.

4.3 MODELO DE TURBULÊNCIA RSM (*REYNOLDS STRESS MODEL*)

O modelo de turbulência RSM (*Reynolds Stress Model*), proposto por Gibson e Launder (1978), foi adotado como alternativa para descrever a turbulência da fase gasosa no escoamento gás-sólido. O modelo RSM é mais elaborado que o modelo $k-\varepsilon$, pois não adota a hipótese isotrópica para calcular a viscosidade turbulenta e resolve 7 equações de transporte e 1 equação de dissipação para modelar os tensores de Reynolds em escoamentos bifásicos tridimensionais, para cada coordenada e cada fase (SPEZIALE, 1991). A sua utilização pode ser mais adequada para representar efeitos de rotação e mudanças rápidas no escoamento que podem ser produzidas por ondas acústicas, principalmente na parede do *riser* de *CFB*. A equação de transporte para o modelo RSM é descrita pela Equação (66):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (f_g \rho_g \overline{\mathbf{v}_x' \mathbf{v}_x'}) + \nabla \cdot (f_g \mathbf{v}_x \rho_g \overline{\mathbf{v}_x' \mathbf{v}_x'}) &= -f_g \rho_g [\overline{\mathbf{v}_x' \mathbf{v}_x'} (\nabla \mathbf{v}_x)^T + (\nabla \mathbf{v}_x) \overline{\mathbf{v}_x' \mathbf{v}_x'}] \\ + \nabla \cdot \left[f_g \left(\mu_g + \rho_g \frac{C_\mu k_g^2}{\sigma_k \varepsilon_g} \right) \nabla \overline{\mathbf{v}_x' \mathbf{v}_x'} \right] &+ f_g \Phi_{gs} - \frac{2}{3} \rho_g \delta_{RMS} f_g \varepsilon_g + \Pi_{R,ij}. \end{aligned} \quad (66)$$

onde as constantes do modelo são $C_\mu = 0,09$ e $\sigma_k = 0,82$. O termo $\Pi_{R,ij}$, que considera a interação turbulenta entre a fase contínua gasosa e a fase dispersa sólida, é representado usando a abordagem proposta por Cokljat et al. (2006).

4.4 MODELOS DE ARRASTE

Na abordagem Euleriana-Euleriana é necessário utilizar modelos de arraste para acoplar o movimento da fase gasosa e da fase sólida. Estes modelos são incorporados aos termos-fonte das Equações (48) e (49), descritos pelas Equações (67) e (68):

$$\mathbf{F}_{gs} = \beta_{gs} (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g) \quad (67)$$

$$\mathbf{F}_{sg} = \beta_{gs} (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s) \quad (68)$$

Há diferentes modelos propostos na literatura para descrever o parâmetro de interação entre fases (β_{gs}) e o coeficiente de arraste (C_D). Neste estudo foram utilizados dois modelos de arraste, o modelo de Gidaspow e a abordagem EMMS, que são descritos nas seções seguintes.

4.4.1 Modelo de Gidaspow

O modelo de arraste de Gidaspow (GIDASPOW et al., 1992) é uma combinação do modelo de Wen e Yu (1966) para escoamentos diluídos com a equação de Ergun (1952) para escoamentos densos. As equações e parâmetros do modelo são apresentados na Tabela 3 e correspondem às equações implementadas para o modelo no ANSYS FLUENT 15.0 (ANSYS INC. (US), 2013).

Tabela 3 – Equações e parâmetros do modelo de arraste de Gidaspow.

$$\text{Para } f_s \geq 0,2, \beta_{gs} = 150 \frac{f_s^2 \mu_g}{f_g d_s^2} + \frac{7}{4} \frac{|v_s - v_g| f_s \rho_g}{d_p} \quad (69)$$

$$\text{Para } f_s \leq 0,2, \beta_{gs} = \frac{3}{4} C_D \frac{|v_s - v_g| f_s \rho_g}{d_p} f_s^{-2,65} \quad (70)$$

$$\text{Para } Re \leq 1000, C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) \quad (71)$$

$$\text{Para } Re > 1000, C_D = 0,44 \quad (72)$$

$$Re = \frac{d_p \rho_g f_g |v_g - v_s|}{\mu_g} \quad (73)$$

Fonte: adaptado de Gidaspow et al.(1992).

4.4.2 Modelo EMMS

Apesar de incluir equações para escoamentos diluídos, o modelo de arraste de Gidaspow é indicado para escoamentos gás-sólido densos (ANSYS INC. (US), 2013) e não descreve corretamente a formação de *clusters* de partículas e a região de escoamento ainda não completamente desenvolvido na entrada de *risers* de *CFB* (ARMELLINI et al., 2015). Neste sentido, o modelo de arraste EMMS (*Energy Minimization Multi-Scale*), proposto por Yang et al. (2003), procura representar a formação de *clusters* dividindo o leito em duas fases, denominadas de fase *cluster* e fase diluída. Soma-se a energia de cada fase individual e da sua interface para obter a energia necessária para a suspensão e o transporte das pseudofases. Em seguida, a energia total é minimizada para otimizar estruturas do escoamento, como o tamanho dos *clusters*, a fração de *clusters* no escoamento e a velocidade de deslizamento das fases. A partir destes parâmetros são derivadas as equações para a força de arraste global do escoamento. As equações do modelo EMMS são apresentadas na Tabela 4.

Tabela 4 – Equações e parâmetros do modelo de arraste EMMS.

$$\text{Para } f_g \geq 0,74, \beta_{gs} = 150 \frac{(1-f_g)^2 \mu_g}{f_g d_p^2} + 1,75 \frac{(1-f_g) \rho_g |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s|}{d_p} \quad (74)$$

$$\text{Para } f_g > 0,74, \beta_{gs} = \frac{3}{4} \frac{(1-f_g) f_g}{d_p} \rho_g |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s| C_{DG}(f_g) \quad (75)$$

$$\text{Para } 0,74 < f_g < 0,82, g(f_g) = -0,5760 + \frac{0,0214}{4(f_g - 0,7463)^2 + 0,0044} \quad (76)$$

$$\text{Para } 0,82 \leq f_g \leq 0,97, g(f_g) = -0,0101 + \frac{0,0038}{4(f_g - 0,7789)^2 + 0,0040} \quad (77)$$

$$\text{Para } f_g > 0,97, g(f_g) = -31,8295 + 32,8295 f_g \quad (78)$$

$$\text{Para } Re \leq 1000, C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) \quad (79)$$

$$\text{Para } Re > 1000, C_D = 0,44 \quad (80)$$

$$\text{Com } Re = \frac{d_p \rho_g f_g |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s|}{\mu_g} \quad (81)$$

Fonte: adaptado de Yang et al. (2003)

4.5 TEORIA CINÉTICA DO ESCOAMENTO GRANULAR (*KTGF*)

A Teoria Cinética do escoamento Granular (*KTGF – Kinetic Theory of Granular Flow*) foi utilizada para descrever propriedades da fase sólida, como a temperatura granular, a viscosidade turbulenta e a pressão dos sólidos. As equações e constantes do modelo são apresentadas na Tabela 5.

Tabela 5 – Equações, constantes e parâmetros do modelo *KTGF*.

$$\text{Viscosidade dinâmica: } \mu_s = \mu_{s,\text{col}} + \mu_{s,\text{kin}} + \mu_{s,\text{fr}} \quad (82)$$

$$\text{Viscosidade colisional: } \mu_{s,\text{col}} = \frac{4}{5} f_s \rho_s d_p g_0 (1 + e_{ss}) \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \quad (83)$$

$$\text{Viscosidade cinética: } \mu_{s,\text{kin}} = \frac{10 \rho_s d_s \sqrt{\pi \Theta}}{96 f_s (1 + e_{ss}) g_0} \left[1 + \frac{4}{5} g_0 f_s (1 + e_{ss}) \right] \quad (84)$$

$$\text{Viscosidade friccional: } \mu_{s,\text{fr}} = \frac{p_s \sin \phi}{2 \sqrt{I_{2D}}} \quad (85)$$

$$\text{Pressão dos sólidos: } p_s = f_s \rho_s \Theta + 2 \rho_s (1 + e_{ss}) f_s^2 g_0 \Theta \quad (86)$$

$$\text{Função de distribuição radial: } g_0 = \left[1 - \left(\frac{f_s}{f_{s,\text{max}}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-1} \quad (87)$$

$$\text{Viscosidade de compressão: } \lambda_s = \frac{4}{3} f_s \rho_s d_s g_0 (1 + e_{ss}) \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \quad (88)$$

$$\text{Temperatura granular: } \frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s f_s \Theta_s) + \nabla \cdot (\rho_s f_s \mathbf{v}_s \Theta_s) \right] = (-P_s I + \tau_s) : \nabla \mathbf{v}_s + \nabla \cdot (\mu_s \nabla \Theta_s) - \gamma_{\Theta_s} + \phi_{gs} \quad (89)$$

$$\text{Dissipação de energia colisional: } \gamma_{\Theta_s} = \frac{12(1 - e_{ss}^2) g_0}{d_s \sqrt{\pi}} \rho_s f_s^2 \Theta_s^{3/2} \quad (90)$$

$$\text{Transferência de energia cinética entre as fases gasosa e sólida devido a flutuações de velocidade: } \phi_{gs} = -3 k_{gs} \Theta \quad (91)$$

Constantes do modelo:

$$e_{ss} = 0,9; f_{s,\text{max}} = 0,63$$

Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

4.6 MODELO DE INTERAÇÃO TURBULENTA

Na modelagem Euleriana de escoamentos multifásicos, os modelos de interação turbulenta são usados para incluir o efeito da fase dispersa sobre a turbulência da fase contínua. Estes modelos foram usados porque a interação turbulenta no escoamento bifásico gás-sólido tem grande importância e deve ser considerada para descrever adequadamente a transferência de quantidade de movimento entre as fases contínua e dispersa. Os modelos de interação turbulenta são incluídos nos termos-fonte $\mathbf{\Pi}_{k,g}$ e $\mathbf{\Pi}_{\varepsilon,g}$ das Equações (52) e (53).

O modelo proposto por Simonin e Viollet (1990a) foi usado neste estudo para descrever a interação turbulenta no escoamento gás-sólido. Para uma fase contínua e uma única fase dispersa, as equações do modelo são enumeradas na Tabela 6.

Tabela 6 – Equações do modelo de interação turbulenta de Simonin e Viollet (1990a) para escoamento granular.

$$\Pi_{k,g} = C_s \frac{\beta_{gs}}{f_g \rho_g} X_{gs} (k_{gs} - 2k_g + (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s) \cdot \mathbf{v}_{dr}) \quad (92)$$

$$\Pi_{\varepsilon,g} = C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon_g}{k_g} \Pi_{k,g} \quad (93)$$

$$k_s = k_g \left(\frac{\eta_{gs}}{1 + \eta_{gs}} \right) \quad (94)$$

$$k_{gs} = 2k_g \left(\frac{\eta_{gs}}{1 + \eta_{gs}} \right) \quad (95)$$

$$\eta_{gs} = \frac{\tau_{gs}^t}{\tau_{gs}^F} \quad (96)$$

$$\tau_{gs}^t = \frac{\tau_g^t}{\sqrt{1 + C_\beta \xi_\tau^2}} \quad (97)$$

$$\tau_{gs}^F = \frac{\rho_g d_p^2}{18\mu f(\text{Re}, f_g)} \left(1 + C_{VM} \frac{\rho_g}{\rho_s} \right) \quad (98)$$

$$\tau_g^t = \frac{3}{2} C_\mu \frac{k_g}{\varepsilon_g} \quad (99)$$

$$\xi_\tau = \frac{|\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s|}{\sqrt{\frac{2}{3} k_g}} \quad (100)$$

$$C_\beta = 1,8 - 1,35 \cos^2 \theta \quad (101)$$

Constantes do modelo:

$$C_s = 1; X_{gs} \approx 1; C_{3\varepsilon} = 1,2; C_{VM} = 0,5.$$

Fonte: adaptado de Simonin e Viollet (1990a).

4.7 MODELO DE DISPERSÃO TURBULENTA

Em escoamentos multifásicos, as forças de dispersão turbulenta influenciam a transferência de quantidade de movimento entre as fases. Em escoamentos dispersos, estas forças causam a difusão turbulenta e devem ser incluídas na modelagem Euleriana.

A força de dispersão turbulenta é obtida a partir do arraste médio entre as fases. Para a fase sólida dispersa (s) e a fase gasosa contínua (g), o arraste turbulento é modelado pela Equação (102):

$$\beta_{gs} (\tilde{\mathbf{v}}_s - \tilde{\mathbf{v}}_g) = \beta_{gs} (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g) - \beta_{gs} \mathbf{v}_{dr}, \quad (102)$$

onde o termo à esquerda da igualdade é o arraste instantâneo. O primeiro termo à direita representa a troca média de quantidade de movimento entre as fases e β_{gs} é o coeficiente de transferência entre fases, que pode ser visto também nos modelos de arraste. O segundo termo à direita, $\beta_{gs}v_{dr}$, refere-se à força de dispersão turbulenta, dada pela Equação (103):

$$\mathbf{F}_{td,g} = -\mathbf{F}_{td,s} = -\beta_{gs}\mathbf{v}_{dr}, \quad (103)$$

onde não se inclui um fator limitante para a força. A velocidade de deslizamento, v_{dr} , leva em conta a dispersão das fases secundárias devido ao transporte turbulento do fluido.

O modelo proposto por Simonin e Viollet (1990a) foi usado para descrever a velocidade de deslizamento segundo a Equação (104):

$$\vec{v}_{dr} = -\mathbf{D}_{gs} \cdot \left(\frac{\nabla f_s}{f_s} - \frac{\nabla f_g}{f_g} \right), \quad (104)$$

onde \mathbf{D}_{gs} é um tensor de dispersão fluido-partícula. Para o modelo $k-\varepsilon$ disperso, assume-se que \mathbf{D}_{gs} é representado pela Equação (105):

$$\mathbf{D}_{t,gs} = \frac{1}{3}k_{gs}\boldsymbol{\tau}_{t,gs} \quad (105)$$

Considerando o número de Prandtl da dispersão (σ_{gs}) igual a 0,75, a força de dispersão turbulenta é dada pela Equação (106):

$$\mathbf{F}_{td,g} = -\mathbf{F}_{td,s} = C_{TD}\beta_{gs}\frac{\mathbf{D}_{t,gs}}{\sigma_{gs}}\left(\frac{\nabla f_s}{f_s} - \frac{\nabla f_g}{f_g}\right) \quad (106)$$

onde C_{TD} é uma constante ajustável, cujo valor foi mantido em 1,0.

4.8 EQUAÇÃO DA ENERGIA

O escoamento gás-sólido diluído à temperatura e pressão ambiente, sem transferência de calor e massa e sem reações químicas, pode ser modelado considerando a fase gasosa como ar incompressível (HARTGE et al., 2009; STREY et al., 2015). No entanto, para capturar o efeito de compressão e rarefação que a propagação de ondas acústicas causa no fluido é necessário considerá-lo compressível. O balanço de energia aplicado ao escoamento é representado pela Equação (107):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot [\mathbf{v}(\rho E + p)] = \nabla \cdot (\mathbf{k}_{\text{eff}} \nabla T + \boldsymbol{\tau}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{v}) \quad (107)$$

As equações de energia para as fases gasosa e sólida são dadas pelas Equações (108) e (109):

$$E = f_g \int_{T_{\text{ref}}}^T c_{p,g} dT - \frac{p}{\rho_g} + \frac{v_g^2}{2} \quad (108)$$

$$E = f_s \int_{T_{\text{ref}}}^T c_{p,s} dT - \frac{p}{\rho_s} + \frac{v_s^2}{2} \quad (109)$$

As propriedades do ar como gás ideal adotadas são apresentadas na Tabela 7.

Tabela 7 – Propriedades do ar como gás ideal

| | |
|---------------------------------------|-------------------------|
| Massa específica [kg/m ³] | Gás ideal |
| c_p [J/kg.K] | 1006,43 |
| κ [W/m.K] | 0,0242 |
| μ [kg/m.s] | $1,7894 \times 10^{-5}$ |
| Massa molar [kg/mol] | 28,966 |

Fonte: ANSYS Inc. (2013).

4.9 MODELO DE CORRENTEZA ACÚSTICA

Uma onda acústica que se propaga em um fluido produz uma força sobre as partículas sólidas presentes no fluido, conhecida como força de radiação acústica (DANILOV; MIRONOV, 2000b). Uma das teorias clássicas desenvolvidas para descrever esta força é a Teoria de Gor'kov (1962), utilizada para calcular o potencial acústico de uma onda estacionária agindo sobre uma partícula esférica. A teoria de Gor'kov é válida quando o raio da partícula é muito menor que o comprimento de onda do som.

Uma onda acústica se propagando em um meio fluido pode causar escoamento estacionário devido à transferência de quantidade de movimento da onda para o fluido, conhecido como correnteza acústica (EISENER et al., 2015; LIDTHILL, 1978; NYBORG, 1953). A correnteza acústica tem similaridade com a teoria de Lighthill sobre a produção de ruído pelo escoamento (LIDTHILL, 1978), que diz que as flutuações de velocidade nos tensores de Reynolds são capazes de gerar ruídos através do escoamento do fluido. A correnteza acústica, por outro lado, é gerada por flutuações de velocidade nos tensores de Reynolds que são causadas por ondas acústicas. O mecanismo de geração da correnteza acústica pode ser obtido considerando a pressão de radiação acústica agindo sobre o fluido em que a onda acústica se propaga. Comparando a pressão de radiação acústica na entrada e na saída de um elemento fluido, existe uma diferença de pressão quando a energia sonora é atenuada devido à viscosidade do fluido e ao longo da direção de propagação.

A propagação de uma onda acústica em um fluido foi discutida no Capítulo 2, onde se apresentou a equação de onda e mostrou-se que o movimento provocado pela propagação dela em um fluido pode ser descrito pelas equações de Navier-Stokes para o fluido. Considerando-se uma onda plana que se propaga em um fluido na direção x , o seu campo Euleriano de velocidades é dado pela Equação (110):

$$v_{ac,x} = v_{ac,xi} \cos[\omega(t - x/c_0)] \quad (110)$$

A distribuição de velocidades $v_{ac,x}$ representa uma onda plana que se propaga a partir de um ponto fixo com movimento médio igual a zero e a sua velocidade inicial é $v_{ac,xi}$. A pressão em excesso sobre a pressão hidrostática associada com o campo de velocidades dado

pela Equação (110) é obtida multiplicando-se a equação pela massa específica do fluido na ausência de perturbações e pela velocidade do som neste fluido ($\rho_g c_0$) (LIGHTHILL, 1978). Assim, a pressão em excesso em relação à pressão hidrostática é representada pela Equação (111) e equivale também à diferença de massa específica causada no fluido pela propagação da onda dividida pelo quadrado da velocidade do som no meio.

$$P_{ex} = \rho_g c_0 v_{ac,xi} \cos[\omega(t - x/c_0)], \quad (111)$$

Seguindo a teoria acústica (KINSLER et al., 2000), Cai et al. (2009) usaram um modelo semelhante à Equação (111) para obter a pressão acústica produzida por ondas acústica planas, conforme a Equação (112).

$$P(t) = P_a \cos[\omega(t + x/c_0)] \quad (112)$$

Este modelo foi usado por outros pesquisadores (ABOLHASANI et al., 2012; DEHBANI et al., 2014; RAHIMI et al., 2014). Como discutido anteriormente, o efeito da correnteza acústica produzido pelo ultrassom pode ser representado por um jato turbulento análogo à correnteza acústica (LIGHTHILL, 1978). Sajjadi et al. (2015, 2017) simplificaram o modelo de Cai et al. (2009) retirando da equação a dependência com a posição e introduziram o efeito da correnteza acústica no escoamento como condição de contorno de entrada de pressão. Esta modificação foi feita considerando que efeitos de atenuação são computados pelo modelo Euleriano gás-sólido. Estas entradas de pressão produzem no ar um efeito de compressão e rarefação análogo ao que uma onda acústica de mesma frequência e potência produziria, seguindo a Equação (113):

$$P(t) = -P_a \sin(\omega t) \quad (113)$$

A pressão acústica é determinada pela Equação (114):

$$P_a = \sqrt{2\rho_g I_{US} c_0} \quad (114)$$

Nas equações anteriores, ω é a frequência angular [rad/s], c_0 é a velocidade de fase [m/s], que corresponde a 346,2 m/s no ar, e I_{US} é a intensidade do ultrassom, dada como a razão entre a potência acústica [W] e a área da face do transdutor [cm²]. O valor de velocidade do som no ar puro foi adotado porque o escoamento gás-sólido no *riser* de *CFB* é diluído, com porosidade maior que 0,999 ou 99,9 %. O modelo é função apenas do tempo e não do espaço, como ocorre na equação de Lighthill, o que facilita a sua implementação em códigos de *CFD*. As Equações (113) e (114) foram implementadas no código ANSYS FLUENT © 15.0 escrevendo-se uma rotina *UDF (User Defined Function)* disponível no Apêndice V. A Equação (113) foi inserida como um termo de entrada de pressão na face de cada transdutor, emitindo uma onda mecânica análoga à onda acústica.

Os estudos sobre correnteza acústica citados na revisão bibliográfica usam um coeficiente de atenuação para quantificar a atenuação do ultrassom durante a sua propagação no meio fluido. Na implementação do modelo de correnteza acústica no código ANSYS FLUENT© não se usou este coeficiente. No entanto, a atenuação do ultrassom não foi ignorada, pois a mesma é prevista através das equações da continuidade e da conservação de quantidade de movimento de Navier Stokes. De acordo com Lighthill (1978), a correnteza acústica também obedece a estas equações. Além disso, modelos de interação turbulenta e de arraste entre as fases gasosa e sólida, que contribuem para quantificar a transferência de quantidade de movimento, foram usados. Como pode ser constatado na Equação (114), o efeito das propriedades da fase gasosa sobre a correnteza acústica foi considerado, pois a massa específica do ar está incluída e é variável porque o escoamento foi considerado compressível. O efeito da viscosidade do ar está incluído na velocidade do som no meio (c), que foi considerada como sendo a velocidade do som em ar puro, uma vez que o escoamento é diluído.

4.10 FECHAMENTO

Os modelos matemáticos apresentados neste item foram utilizados na condução de simulações numéricas do escoamento gás-sólido em um leito fluidizado circulante operando em condições ambientes e sob a influência de ondas acústicas. A abordagem Euleriana-Euleriana foi utilizada para representar o escoamento bifásico gás-sólido. O modelo de turbulência RSM foi utilizado para comparação mas, devido ao seu alto custo computacional,

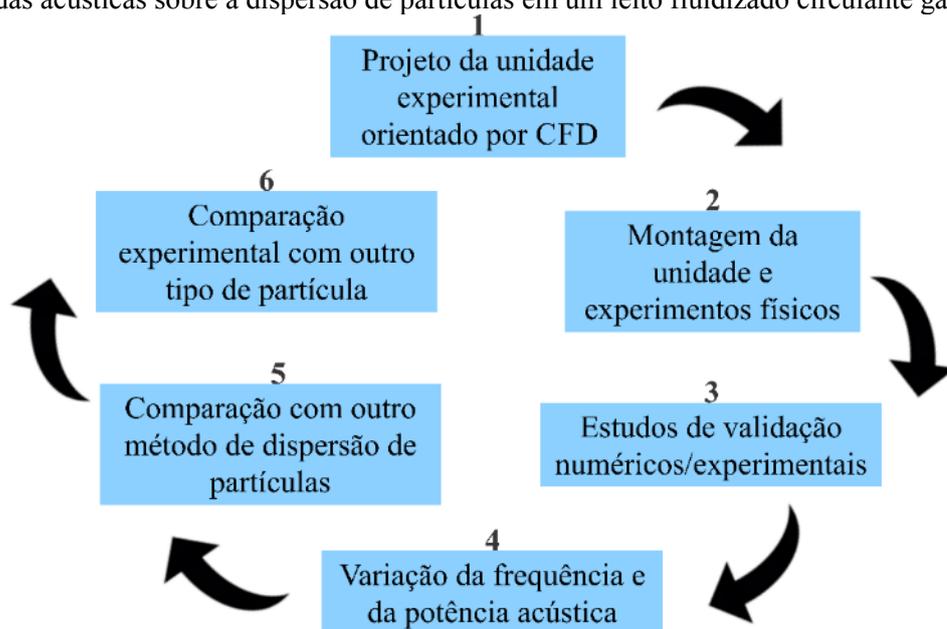
foi substituído pelo modelo $k-\varepsilon$ com tratamento de parede, que apresentou resultados semelhantes. O modelo de arraste de Gidaspow foi utilizado no projeto da unidade experimental orientado por simulação numérica juntamente com o modelo $k-\varepsilon$ devido ao baixo custo computacional. No entanto, o modelo EMMS mostrou-se mais apropriado para estudos de validação por considerar a formação de *clusters* de partículas. O modelo acústico de Sajjadi et al. (2015) foi escolhido devido à sua fácil implementação no Ansys FLUENT 15.0 e à possibilidade da sua resolução conjunta com o modelo Euleriano gás-sólido.

5 MATERIAIS E MÉTODOS

Este capítulo detalha a metodologia experimental e numérica empregada neste trabalho. Na parte numérica são abordadas as metodologias utilizadas para simulação do escoamento gás-sólido sujeito a ondas acústicas, empregando os modelos matemáticos descritos anteriormente e o código comercial ANSYS FLUENT© 15.0. Na parte experimental são apresentados o funcionamento da unidade de leito circulante e o projeto do sistema de ultrassom.

A Figura 23 mostra a sequência em que foram realizados os seis estudos que compõem esta tese. No Estudo 1, utilizou-se um planejamento de experimentos orientado por simulações numéricas para definir a melhor geometria

Figura 23 - Sequência dos estudos numéricos e experimentais realizados para o estudo da influência de ondas acústicas sobre a dispersão de partículas em um leito fluidizado circulante gás-sólido.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

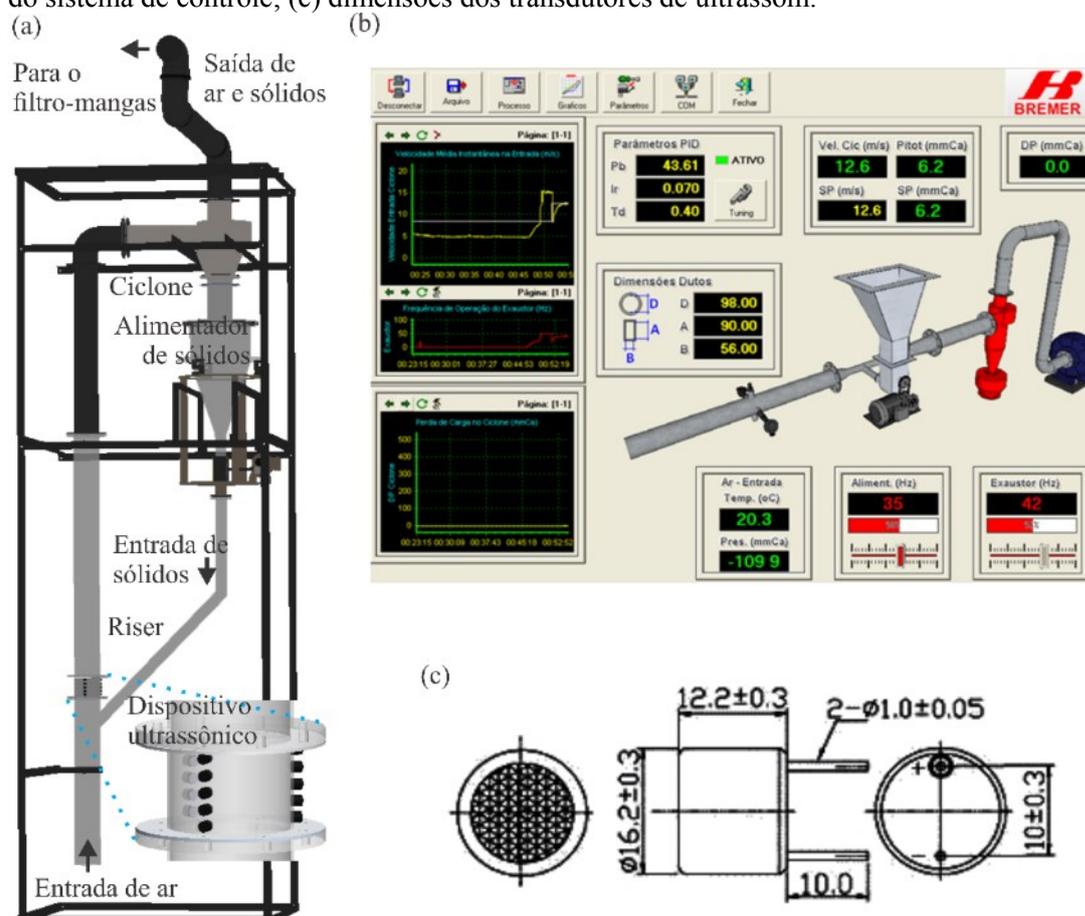
5.1 EXPERIMENTAÇÃO FÍSICA

Nesta seção apresenta-se a metodologia adotada para a realização dos experimentos físicos na Unidade Experimental de Leito Circulante Acústico (UE-LCA)

5.1.1 Unidade experimental

Os experimentos físicos foram conduzidos no *riser* de *CFB* em escala de laboratório ilustrado na Figura 24-a. Ar em condições ambientes com umidade relativa de 60 % foi alimentado na entrada de gás através da sucção produzida pelo exaustor, posicionado após a saída do *riser*. A umidade do ar foi controlada usando um condicionador de ar e foi monitorada durante todo o processo. As partículas sólidas foram alimentadas através da entrada de sólidos e carregadas pela corrente de ar ascendente até a saída de ar e de partículas, onde foram coletadas por um ciclone e enviadas para um alimentador. O alimentador possui uma válvula rotativa de fundo, que controla a vazão de alimentação de partículas no *riser*.

Figura 24 – (a) Unidade Experimental de Leito Circulante Acústico (UE-LCA); (b) interface gráfica do sistema de controle; (c) dimensões dos transdutores de ultrassom.



Fonte: produzido pela autora (2020).

O *riser* de *CFB* foi confeccionado em acrílico, aço e PVC, com 3,667 m de altura e diâmetro interno de 104 mm. A entrada inclinada de sólidos tem diâmetro interno de 44 mm e

inclinação de 45° em relação ao eixo vertical. O dispositivo acústico foi posicionado a 70 mm de altura em relação à base do *riser* e possui 20 transdutores de ultrassom. As medidas dos transdutores de ultrassom utilizados são indicadas na Figura 24-c e as características de projeto do dispositivo encontram-se detalhadas na seção seguinte.

A unidade experimental possui um sistema de controle da velocidade do ar e da vazão de sólidos, cuja interface gráfica é ilustrada na Figura 24-b. O sistema de controle é composto por um controlador lógico programável (CLP) e um *software* do tipo *SCADA* (*Software Control and Data Acquisition*). A velocidade *SP* (m/s) é medida através de um tubo de Pitot situado na tubulação anterior ao exaustor. *Pb*, *Ir* e *Td* são parâmetros auto ajustáveis do controlador e *D*, *A* e *B* correspondem, respectivamente, ao diâmetro do duto onde se encontra o tubo de Pitot e às dimensões de um quadrado com área equivalente à da entrada de ar do *riser*. A frequência (Hz) da válvula do alimentador, ajustada manualmente, corresponde à vazão de sólidos, obtida por uma curva de calibração de frequência (Hz) \times vazão (g/s). A frequência do exaustor é calculada automaticamente a partir da velocidade *SP* informada pelo usuário do *software*. A calibração da célula de carga de pressão é realizada modificando-se os parâmetros “zero” e “span” do controlador para ajustar uma curva da pressão informada pela célula de carga em relação à diferença de pressão produzido em um tubo em U.

5.1.2 Projeto do sistema de ultrassom

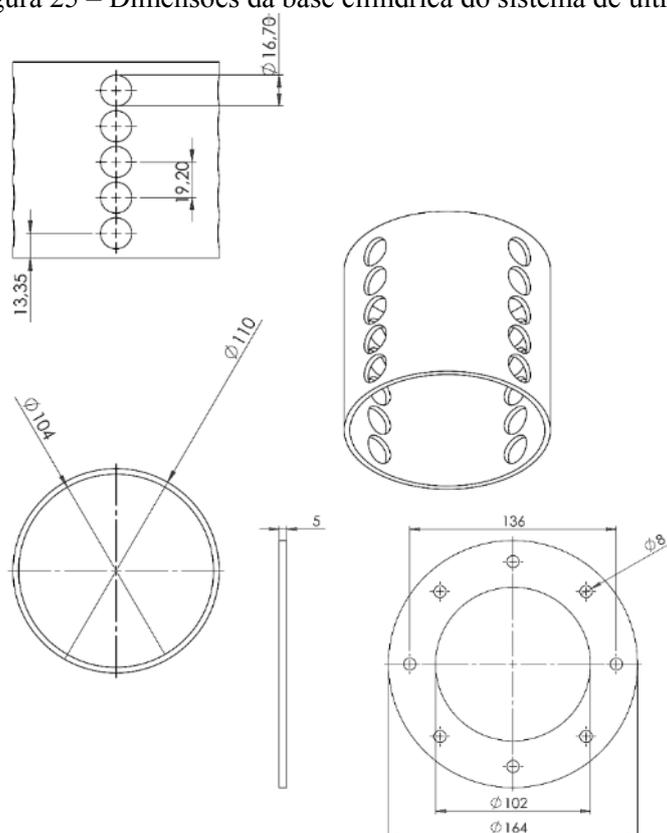
O sistema de ultrassom foi construído utilizando a configuração ótima obtida no planejamento de experimentos orientado por simulação numérica e seguindo a metodologia proposta por Marzo, Barnes e Drinkwater (2017). O material utilizado para a montagem do sistema de ultrassom foi:

- arduino UNO;
- ponte H-L298n;
- 20 transdutores Manorshi MSO-P1640H12T, com frequência central de 40 kHz;
- fonte chaveada (20 V, 12 A);
- botão liga-desliga tipo *switch*;
- jumpers;
- base cilíndrica em acrílico com perfurações para encaixar os transdutores;

- flanges em impressora 3D;
- base plana em acrílico.

O duto principal da UE-LCA foi cortado e substituído pela base cilíndrica dos transdutores, cujas dimensões são apresentadas na Figura 25. A base cilíndrica possui 20 perfurações com diâmetro de 16,7 mm para encaixar os transdutores de ultrassom e é fixada ao duto principal por flanges produzidas em impressora 3D.

Figura 25 – Dimensões da base cilíndrica do sistema de ultrassom (cotas em mm).



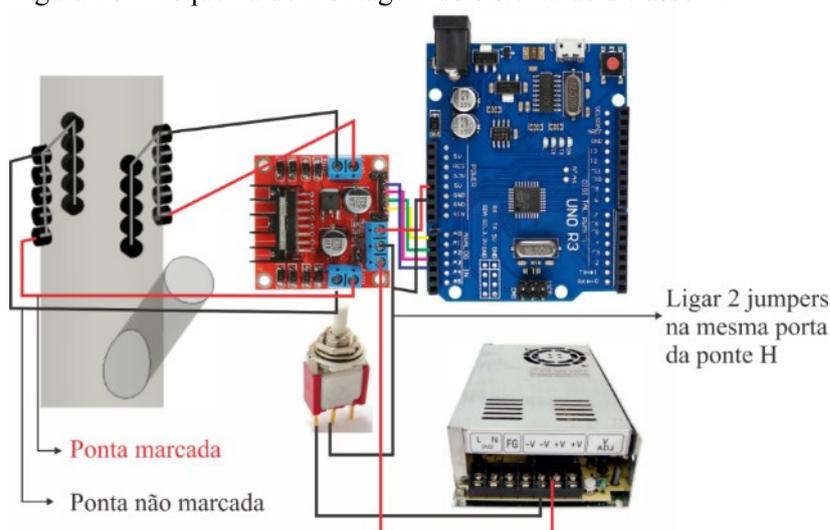
Fonte: produzido pela autora (2020).

O sistema de ultrassom foi montado seguindo a configuração apresentada na Figura 26. As etapas de montagem seguem o que foi proposto por Marzo, Barnes e Drinkwater (2017). O arduino UNO é programado para emitir ondas quadradas equivalentes a ondas senoidais com frequência de 40 kHz. As ondas geradas pelo código são enviadas à ponte H-L298n, onde são amplificadas e divididas em dois canais. Esta divisão possibilita variar a posição dos nós de pressão em um dos canais e manipular a posição das partículas que passam por estes nós. No entanto, neste trabalho a variação do sinal no segundo canal não foi explorada. O sistema é

retroalimentado por uma fonte chaveada com corrente de 20 A e tensão de 12 V. Para evitar danos à ponte H-L298n e ao arduino, a tensão da fonte foi reduzida para 10,6 V utilizando um potenciômetro. A emissão do sinal pode ser pausada utilizando o botão liga-desliga, sem, porém, suspender a alimentação da fonte.

Os sinais emitidos pelos transdutores com frequência de 40 kHz têm comprimento de onda de 8,65 mm. Ao invés de se posicionar um receptor em frente a cada transdutor, os transdutores foram posicionados um em frente ao outro. Assim, os sinais emitidos por cada par de transdutor formam nós de pressão em suas intersecções. A distância aproximada entre dois transdutores posicionados frente a frente é aproximadamente o diâmetro interno do duto, igual a 104 mm. Dividindo esta distância pela metade do comprimento de onda, tem-se 24,04 nós de pressão formados. Como este valor não é um número inteiro, o campo acústico formado por estes transdutores seria levemente não-ressonante.

Figura 26 – Esquema de montagem do sistema de ultrassom.



Fonte: produzido pela autora (2020).

A primeira etapa da montagem do sistema de ultrassom é identificar a polaridade dos transdutores. Normalmente, os transdutores comerciais possuem dois pinos traseiros, sendo que o mais comprido é o polo positivo. Os transdutores utilizados neste trabalho, no entanto, possuem os dois pinos do mesmo tamanho. Assim, foi utilizado o osciloscópio digital DS0138 para identificar as polaridades. As medições foram verificadas com um osciloscópio da marca Tektronix.

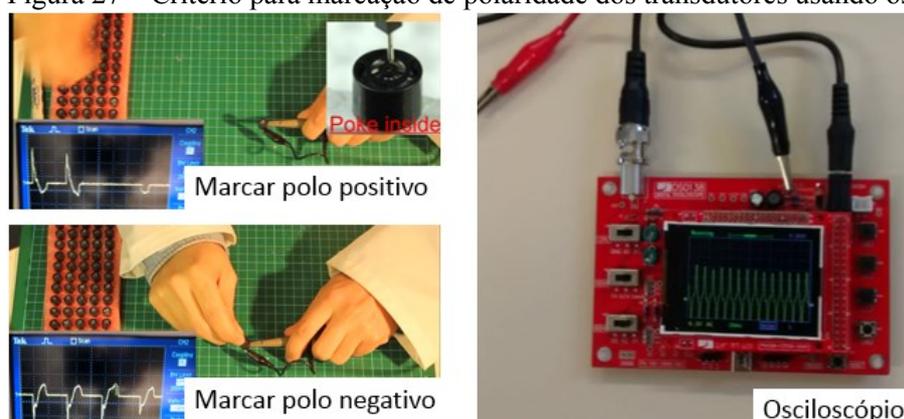
Tabela 8 – Propriedades dos transdutores de ultrassom Manorshi MSO-P1640H12T.

| | | |
|--------------------|------------------|-------------------------|
| Frequência central | 40 ± 1 kHz | |
| <i>SPL</i> | ≥ 115 dB | 0 dB = 0,0002 μ bar |
| Diretividade | 55° | -6 dB |
| Capacitância | 2100 ± 20 pF | |
| Material externo | Plástico | |
| Tensão de operação | ≤ 20 Vrms | |

Fonte: adaptado de Manorshi (2019).

O método para marcação dos transdutores consiste em ligar as extremidades do osciloscópio aos dois pinos do transdutor, tocar o centro da face emissora com a ponta de um jumper e observar o sinal produzido. A Figura 27 mostra a maneira como foi identificada a polaridade de cada transdutor. Com as duas pontas do transdutor ligadas ao osciloscópio, usa-se uma ponta metálica para dar leves batidas no centro do transdutor, conforme indica a imagem. Se a extremidade positiva do osciloscópio estiver ligada ao polo positivo do transdutor e a extremidade negativa, ao polo negativo, o sinal apresenta picos para cima e o polo medido é marcado como positivo. Do contrário, se a extremidade positiva estiver ligada ao polo negativo do transdutor, o sinal apresenta picos para baixo e o polo é marcado como negativo. O osciloscópio digital DSO-138, ilustrado à direita da imagem, foi montado pelos autores e utilizado nas medições dos picos, que foram comparadas com medições de um osciloscópio da marca Tektronix e apresentaram o mesmo comportamento.

Figura 27 – Critério para marcação de polaridade dos transdutores usando osciloscópio.



Fonte: adaptado de Marzo, Barnes e Drinkwater (2017).

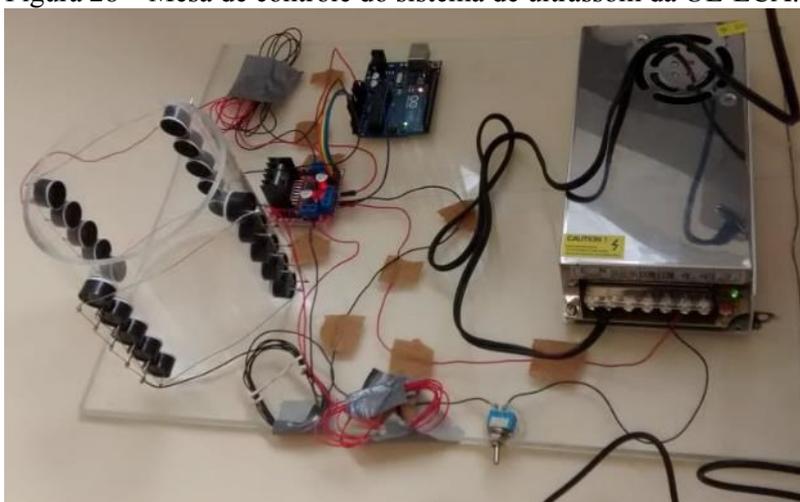
Após a marcação de polaridade, os transdutores foram fixados na base cilíndrica em acrílico e soldados a dois fios condutores de estanho. Os transdutores foram divididos em dois grupos de dez unidades e cada grupo foi ligado a um dos dois canais da ponte H L298n. Em

cada grupo, os polos positivos foram soldados a um fio condutor e os polos negativos foram soldados a outro fio condutor. Em seguida, dois jumpers foram soldados a uma extremidade de cada um dos circuitos. O jumper vermelho foi soldado ao circuito de polos positivos e o jumper preto ao circuito de polos negativos. Assim, os dois conjuntos de 10 transdutores são ligados em paralelo à ponte H L298n.

Após a montagem do aparato ultrassônico verificou-se a corrente e a tensão fornecidas a cada transdutor. A fonte chaveada fornece 0,01 A de corrente elétrica com tensão de 10,6 V. Dois circuitos de transdutores ligados em paralelo saem da ponte H L298n, sendo que para cada circuito são enviados 0,005 A com uma tensão de 10,16 V. Cada circuito do paralelo possui 10 transdutores ligados em série. Assim, cada transdutor recebe 0,005 A de corrente a uma tensão de 1,06 V. Estas medidas foram verificadas com um multímetro, obtendo-se valores médios de 1,1 V e 0,007 A para os transdutores.

O arduino UNO foi programado usando o código disponível no Apêndice IV, que foi disponibilizado por Marzo, Barnes e Drinkwater (2017). Para o correto funcionamento da rotina, é necessário salvar na pasta de instalação do arduino o código disponível no Apêndice V, que foi ligeiramente modificado para se adaptar ao sistema de ultrassom proposto. A mesa de controle do sistema de ultrassom foi montada sobre uma placa de acrílico, como ilustrado na Figura 28. Posteriormente, duas flanges foram coladas abaixo e acima do cilindro para fixação do conjunto na UE-LCA.

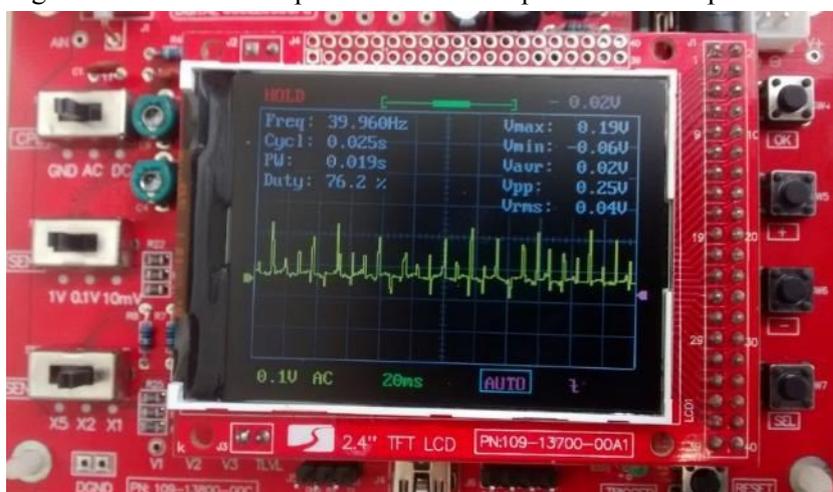
Figura 28 – Mesa de controle do sistema de ultrassom da UE-LCA.



Fonte: produzido pela autora (2020).

Antes de iniciar os experimentos, a tensão que chega à ponte H L298n foi testada com um multímetro e manteve-se em 5 V, que é o limite máximo para evitar danos ao sistema. O sinal elétrico que sai da ponte H L298n e chega aos transdutores, sendo convertido em sinal sonoro, foi verificado com o osciloscópio digital DSO-138 e sua frequência variava entre 34 kHz e 42 kHz. A Figura 29 mostra o sinal elétrico obtido quando o osciloscópio é ligado aos circuitos dos polos positivos e negativos de cada grupo de transdutores. De acordo com Marzo, Barnes e Drinkwater (2017), a dependência do consumo de corrente com a tensão influencia a estabilidade da força acústica produzida pelos transdutores. A amplitude do sinal acústico gerado deve ser de, no máximo, 20 Vpp para que o comportamento de partículas sujeitas ao campo acústico seja estável, principalmente quando se utilizam partículas com massa específica acima de 1500 kg/m³. Como citado, a tensão total fornecida ao conjunto é de 10,6 V. Se esta fosse a tensão fornecida a todos os transdutores, a tensão pico-a-pico seria maior que 20 Vpp. Como a associação é mista, no entanto, cada transdutor recebe apenas 1,06 V e produz um sinal com amplitude máxima de 2,1 Vpp.

Figura 29 – Sinal de frequência enviado da ponte H L298n para os transdutores de ultrassom.



Fonte: produzido pela autora (2020).

5.1.3 Medidas experimentais

Dois conjuntos de experimentos variando a velocidade do ar e a vazão mássica de partículas sólidas foram definidos. A Tabela 15 traz o conjunto de experimentos realizados apenas com esferas de vidro para obter dados de velocidade, concentração, turbulência, fluxo e diâmetro das partículas utilizando a técnica *PDA*, descrita na seção seguinte. As condições

operacionais foram escolhidas respeitando o limite máxima e mínimo de vazão de sólidos que pode ser alimentado através da válvula rotativa da unidade experimental. A velocidade do ar foi escolhida de forma a manter o escoamento em condições de leito diluído e tornar a operação possível, garantindo um valor de velocidade mínimo para que a fase gasosa tenha energia suficiente para carregar as partículas sólidas.

Tabela 9 – Planejamento de experimentos físicos com esferas de vidro.

| Condição operacional | v_g (m/s) | G_s (g/s) | G_s (kg/m ² ·s) | CM (kg sól./kg gás) | RC (kg sól./m ³ gás) |
|----------------------|-------------|-------------|------------------------------|------------------------|------------------------------------|
| 1 | 5,7 | 13,6 | 1,60 | 0,23 | 0,28 |
| 2 | 5,7 | 24,9 | 2,93 | 0,43 | 0,51 |
| 3 | 8,3 | 24,9 | 2,93 | 0,29 | 0,35 |
| 4 | 8,3 | 13,6 | 1,60 | 0,16 | 0,19 |

Fonte: produzido pela autora (2020).

Um outro conjunto de experimentos foi realizado com partículas de *FCC* e esferas de vidro, com o objetivo de comparar o comportamento do escoamento nas mesmas condições operacionais com e sem ondas acústicas para os dois tipos de partículas. Foi necessário definir uma nova faixa de condições operacionais considerando a máxima vazão de partículas de *FCC* que pode ser obtida com a válvula rotativa empregada. As novas condições propostas estão indicadas na Tabela 16.

Tabela 10 – Planejamento de experimentos com esferas de vidro e *FCC*.

| Condição operacional | v_g (m/s) | G_s (g/s) | G_s (kg/m ² ·s) | CM (kg sól./kg gás) | RC (kg sól./m ³ gás) |
|----------------------|-------------|-------------|------------------------------|------------------------|------------------------------------|
| 1 | 5,7 | 11,8 | 1,38 | 0,24 | 0,20 |
| 2 | 5,7 | 20,8 | 2,45 | 0,43 | 0,36 |
| 3 | 8,3 | 20,8 | 2,45 | 0,30 | 0,25 |
| 4 | 8,3 | 11,8 | 1,38 | 0,17 | 0,14 |

Fonte: produzido pela autora (2020).

5.1.4 Técnica *PDA* (*Phase Doppler Anemometry*)

A técnica *PDA* foi utilizada para adquirir dados experimentais do escoamento gás-sólido com e sem ondas acústicas. Um anemômetro da marca Dantec Dynamics A/S foi empregado para realizar medições ópticas pontuais e não invasivas de velocidade, concentração, diâmetro, fluxo e intensidade turbulenta das partículas sólidas. O equipamento FlowExplorer DPSS produz dois feixes de luz coerentes com frequências distintas. A

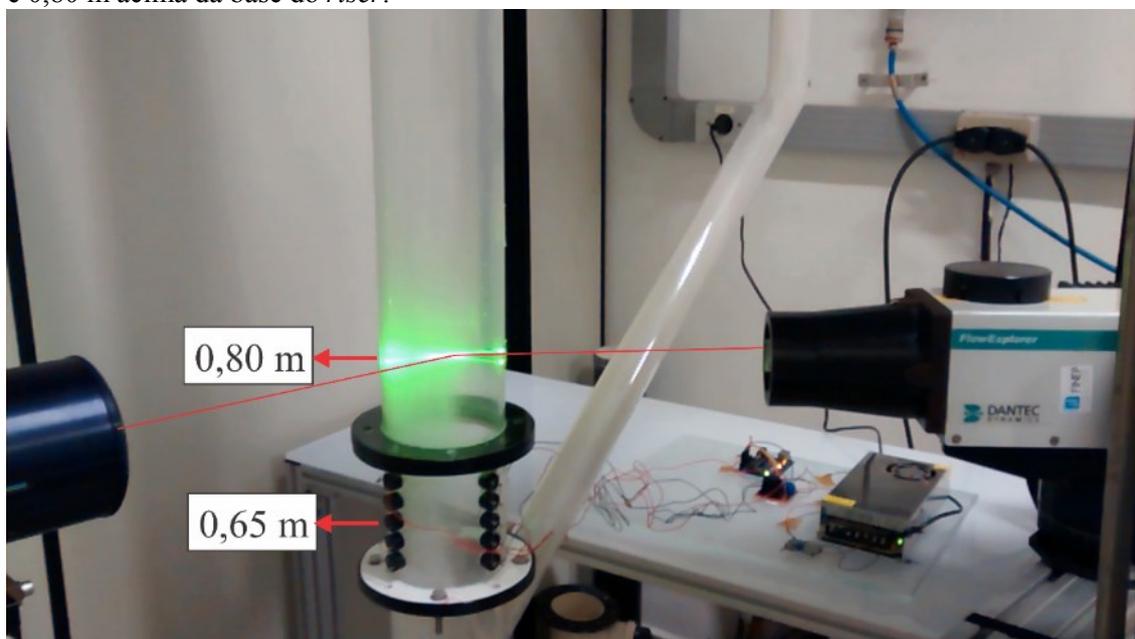
intersecção dos feixes de luz à distância focal especificada das lentes tem um volume definido, dentro do qual são realizadas as medições. As ondas superpostas são medidas como variações de intensidade da luz espalhada quando uma partícula passa pelo volume de intersecção. O *software* BSA Flow versão 5 foi usado para determinar a velocidade e a intensidade turbulenta a partir da frequência Doppler. A concentração, o fluxo e o diâmetro das partículas são valores médios obtidos usando uma sonda *PDA* 112 mm como receptor. Os dois detectores foram posicionados lado a lado, como ilustrado na Figura 30. Os sinais de frequência capturados pelos detectores apresentam um atraso de fase que é usado pelo *software* para calcular o diâmetro médio das partículas (ROSSBACH et al., 2019). A Tabela 11 indica as configurações do *PDA* e do BSA Flow utilizadas para realizar as medições experimentais deste estudo.

Tabela 11 – Configurações do *PDA* para as medições realizadas.

| | |
|--|----------------------|
| Tempo de aquisição | 60 s |
| Ângulo de espalhamento | 50° |
| Distância focal até o transmissor | 300 mm |
| Distância focal até o receptor | 310 mm |
| Direção de polarização do feixe de luz | Negativa |
| Modo de espalhamento | Refração de 1ª ordem |
| Razão de validação de fase | 30 % |
| Índice de refração da partícula | 1,51 |
| Potência do <i>laser</i> | 70 mW |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

Figura 30 – Configuração utilizada para a realização de experimentos físicos com medição de propriedades do escoamento gás-sólido através da técnica *PDA*. As medições foram realizadas a 0,65 m e 0,80 m acima da base do *riser*.



Fonte: produzido pela autora (2020).

As medições pontuais citadas foram realizadas nas posições indicadas nos mapas de pontos da Figura 31. Os pontos foram escolhidos de forma a varrer a seção transversal e possibilitar a sua interpolação para obter contornos das propriedades medidas nestas posições. No entanto, não foi possível medir alguns pontos, principalmente a 0,65 m de altura, porque o feixe de *laser* do *PDA* é refletido pelos transdutores, não sendo possível a sua focalização no ponto. Uma vez definida a posição do *PDA* não é possível alterá-la sem perder as configurações de medição e uma alteração de posição traria o mesmo problema, pois os transdutores estão distribuídos em toda a seção transversal e constituem uma barreira à passagem do feixe de *laser*. Estes pontos foram interpolados com o auxílio do *software* Origin 8.5 para obter contornos de cada propriedade nas seções transversais a 0,65 m e 0,80 m acima da base do *riser*. A seleção dos pontos de medição na seção transversal foi limitada pela área disponível para movimentação do *PDA* e pela localização dos transdutores, que impediram a focalização dos feixes de luz na posição axial de 0,65 m. O tempo de medição em cada posição foi fixado em 60 s para obter as propriedades médias das partículas sólidas. Como a distribuição de tamanhos de partícula no escoamento não é homogênea, fixar o número de partículas medidas em cada ponto pode induzir a resultados médios incorretos, pois o número total de partículas seria

atingido em um intervalo de tempo maior nas regiões diluídas e menor nas regiões concentradas.

A fração volumétrica de sólidos é o produto da concentração de partículas e do volume de uma partícula, como descrito na Equação (115):

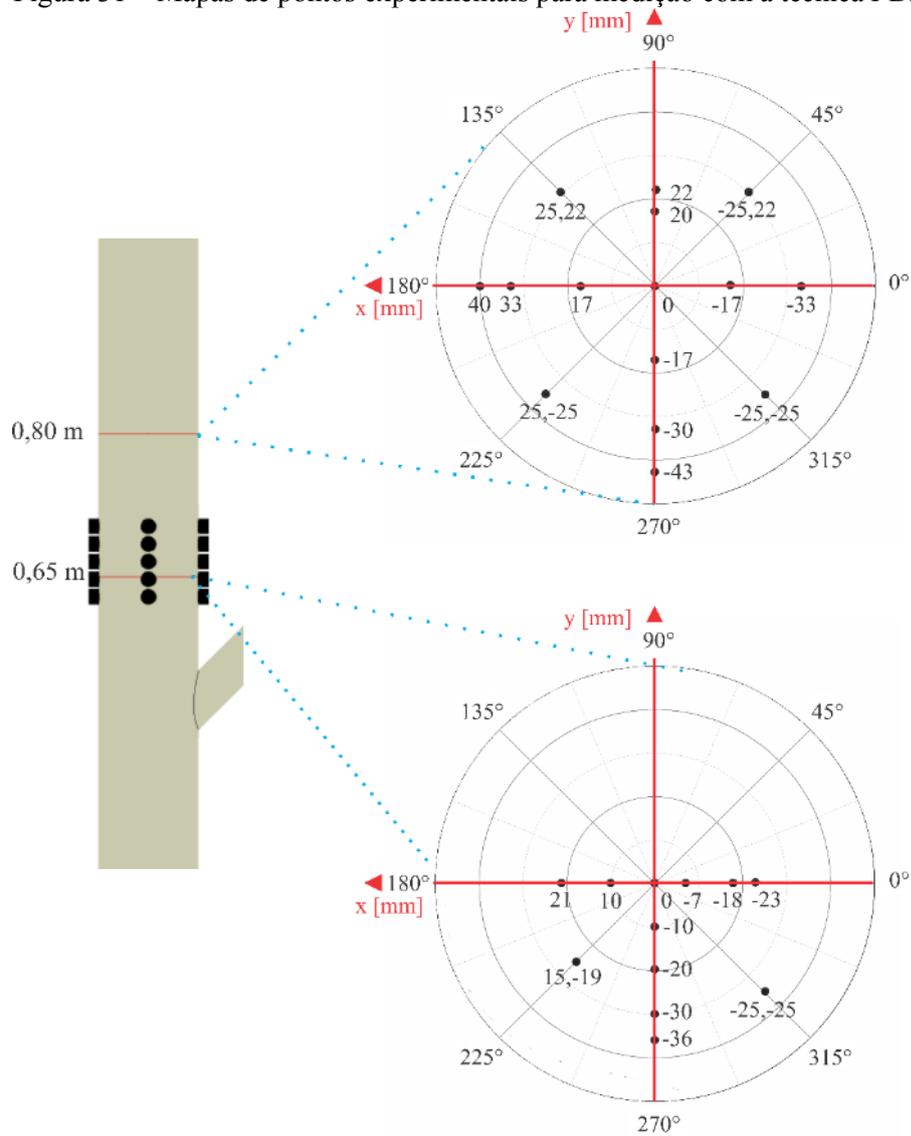
$$f_s = \frac{C_s V_p}{V}, \quad (115)$$

onde C_s é a concentração de partículas (partículas/cm³), calculada pelo *software* BSA Flow como sendo o número de partículas que passa pelo volume de medição no intervalo de tempo fixado em 60 s. A taxa de validação V varia de 0 a 1 e fornece a porcentagem das partículas que passaram pelo volume de controle cuja esfericidade tem, no máximo, 30 % de desvio em relação a uma esfera perfeita. Na Equação (115), este valor é usado para corrigir a contagem de partículas, incluindo as que foram descartadas pela validação do *software*. O volume da partícula (V_p) é dado em cm³ pela Equação (116):

$$V_p = \frac{\pi d_p^3}{6}, \quad (116)$$

considerando que as partículas são esféricas. A fração volumétrica foi calculada de duas formas. A primeira, considerando o diâmetro médio superficial constante e igual a 79,9 μm, foi usada para comparação com as simulações Eulerianas. A segunda, considerando o diâmetro médio de Sauter obtido pelo BSA Flow em cada ponto de medição, foi usada para calcular a fração volumétrica considerando o escoamento polidisperso. Assim, foi possível avaliar a segregação das partículas na seção transversal do duto em função da sua distribuição de diâmetros.

Figura 31 – Mapas de pontos experimentais para medição com a técnica *PDA*.



Fonte: produzido pela autora (2020).

5.2 EXPERIMENTAÇÃO NUMÉRICA

5.2.1 Considerações gerais

Os experimentos numéricos deste trabalho foram realizados usando os códigos comerciais do pacote ANSYS. As malhas utilizadas são hexaédricas e de blocos não estruturados. Tanto as malhas numéricas como as geometrias foram construídas no *software* ANSYS Icem *CFD* 15.0. As simulações numéricas foram realizadas no código ANSYS FLUENT 15.0 utilizando um *cluster* de processadores (AMD Opteron™ Processor 6366 HE 1.8 GHz) disponível na Universidade Regional de Blumenau (FURB).

O pós-processamento dos dados obtidos por simulações foi realizado nos *softwares* ANSYS *CFD-Post* 15.0 e 19.2. Alguns dados foram exportados para o Origin 8.5 para melhor visualização. Nos itens seguintes são apresentados os passos metodológicos para a determinação da incerteza numérica para o projeto do sistema de ultrassom e para as simulações com a configuração escolhida. Optou-se por apresentar a metodologia de cada etapa separadamente para melhor compreensão, visto que as geometrias, malhas e simulações têm configurações diferentes.

5.2.2 Determinação da incerteza numérica

Para garantir a confiabilidade da solução numérica deve-se realizar um estudo de incerteza numérica. O objetivo é definir qual deve ser o grau de refinamento da malha numérica para que a solução não varie com o número de elementos da mesma. Para este fim, foi realizado um estudo da incerteza numérica com as mesmas configurações utilizadas nas simulações posteriores. O grau de refinamento necessário é determinado seguindo o método *GCI* (*Grid Convergence Index* – Índice de Convergência da Malha) proposto por Roache (1994) e Celik et al. (2008).

O método *GCI* baseia-se na estimativa do erro fracionado de Richardson (ROACHE, 1994), que envolve a comparação entre as soluções discretas obtidas com uma malha grosseira, uma intermediária e uma refinada, cuja razão de refinamento sugerida é de 1,5 em cada direção. Com base no método apresentado foram propostos dois algoritmos para determinação da incerteza numérica que podem ser consultados nos Apêndices III e IV. O primeiro algoritmo calcula o *GCI* em três dimensões para três malhas com diferentes refinamentos com base em

um arquivo de dados de pós-processamento da variável em análise. O erro estimado para as soluções é dado pelas Equações (117) e (118):

$$GCI_{32} = \frac{1,25E_{A,32}}{r_{32\bar{p}} - 1} \quad (117)$$

$$GCI_{21} = \frac{1,25E_{A,21}}{r_{21\bar{p}} - 1} \quad (118)$$

Os índices 1, 2 e 3 representam, respectivamente, as malhas refinada, intermediária e grosseira. A razão de refinamento entre as malhas (r_{32} e r_{21}) é a raiz cúbica do produto do refinamento nas três direções. A ordem “ p ” de precisão do algoritmo é obtida através de zeros de função em cada ponto e \bar{p} é o valor médio para o conjunto de dados. O erro absoluto é dado pelas Equações (119) e (120):

$$E_{A,32} = \frac{|f_2 - f_3|}{f_2} \quad (119)$$

$$E_{A,21} = \frac{|f_1 - f_2|}{f_1} \quad (120)$$

A variável em análise tem seu valor dado por f_1 , f_2 e f_3 nas malhas refinada, intermediária e grosseira, respectivamente. A estimativa do GCI global ou pontual foi feita considerando a média global das variáveis em toda a malha, que resulta em apenas um ponto médio por malha. A comparação entre as três malhas, f_1 , f_2 e f_3 , foi feita para verificar a partir de qual nível de refinamento o valor médio global não varia mais com o número de elementos da malha. As equações utilizadas são as mesmas do método GCI tridimensional, porém não é necessário utilizar uma ordem “ p ” média, visto que há apenas um ponto.

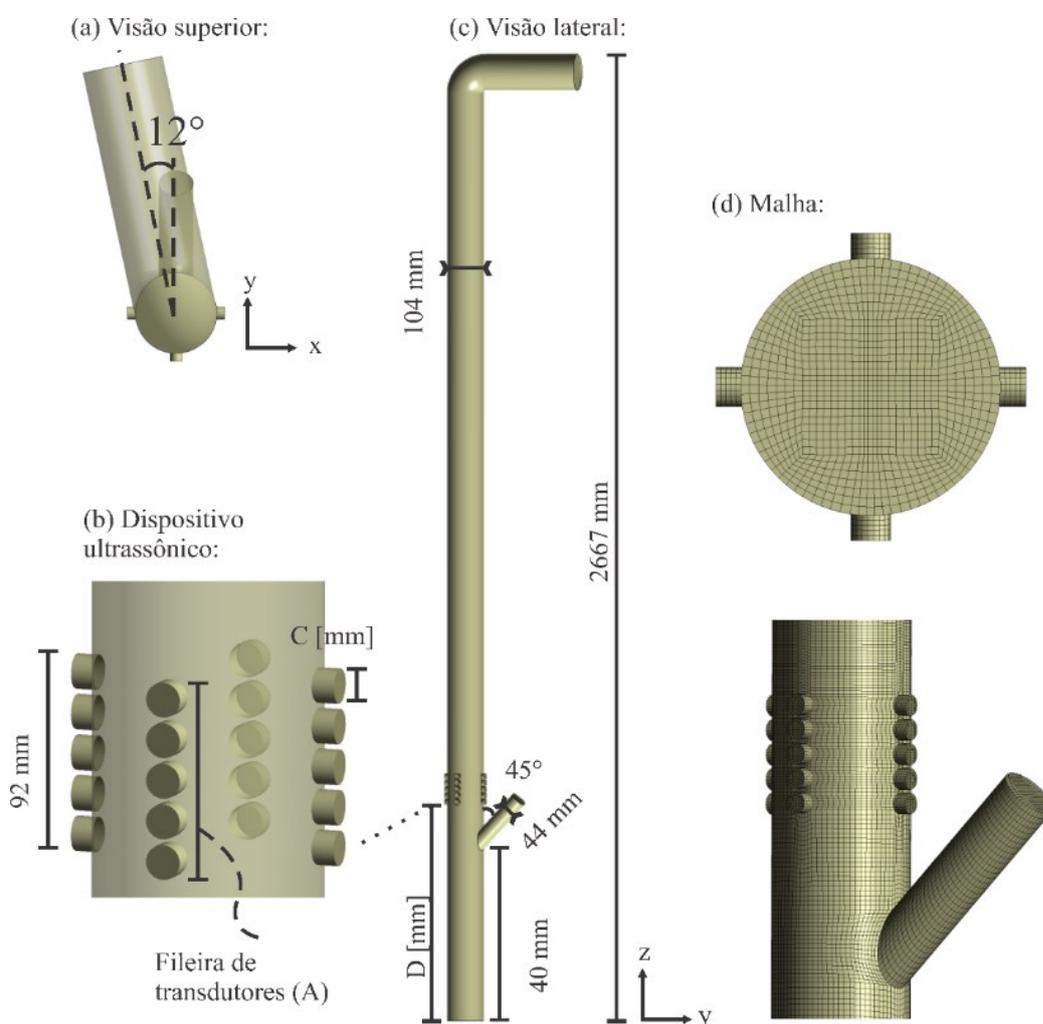
5.2.3 Planejamento de experimentos para o projeto do sistema de ultrassom

O arranjo geométrico do sistema de ultrassom foi definido através do planejamento de experimentos apresentado na Tabela 12 e as simulações numéricas foram conduzidas no *riser*

de *CFB* esquematizado na Figura 32-a,b. O *riser* tem 2,667 m de altura e um diâmetro interno de 0,104 m. Ar atmosférico é injetado na base do *riser* e as esferas de vidro são alimentadas em uma entrada lateral com diâmetro de 0,044 m e inclinação de 45° em relação ao *riser*. O ar e as partículas saem após uma curva de 90° no topo, com inclinação de 12° em relação à entrada de sólidos. Na entrada fixou-se a velocidade das fases sólida e gasosa e na saída a pressão é igual à atmosférica. As malhas numéricas geradas para os 16 casos e para o *riser* sem transdutores têm 760.000 elementos, como mostrado na Figura 32-d. As faces dos transdutores são planas para reproduzir o formato dos transdutores comerciais e não distorcer o formato das ondas emitidas. As malhas são não uniformes, formadas por blocos estruturados e apresentam maior refinamento na região de entrada das partículas no *riser* e na região dos transdutores.

Para melhorar a distribuição de partículas no *riser* de *CFB*, diferentes arranjos de transdutores ultrassônicos foram testados na região de entrada de sólidos. O sistema de ultrassom tem propriedades geométricas que são ilustradas na Figura 32-c e indicadas na Tabela 12. Com base no planejamento de experimentos apresentado foram propostos 16 estudos de caso variando as propriedades geométricas dos transdutores e as condições operacionais. Além disso, foram simuladas as quatro condições operacionais sem ondas acústicas. As variáveis geométricas controladas foram o número de fileiras de transdutores (A), o número de transdutores por fileira (B), o diâmetro externo do transdutor (C) e a posição axial do sistema de ultrassom no *riser* (D). As fileiras de transdutores foram posicionadas nos eixos simétrico (x) e assimétrico (y) do *riser*. O eixo assimétrico é paralelo à entrada de sólidos e o eixo simétrico é perpendicular ao assimétrico. O cilindro em que os transdutores são fixados tem uma altura fixada em 0,9 m. as variáveis operacionais controladas são o nível de pressão sonora (E), SPL , em decibéis, a velocidade do ar (F), em m/s, e o fluxo mássico de sólidos (G), em $\text{kg/m}^2\cdot\text{s}$. Os limites definidos para as variáveis levam em consideração os limites de operação da unidade experimental onde os experimentos físicos foram realizados posteriormente. A frequência dos transdutores é fixa e igual a 40 kHz. Muitos dos transdutores comerciais disponíveis têm esta frequência e os diâmetros externos utilizados no planejamento de experimentos.

Figura 32 – Propriedades geométricas (a, b, c) e malha numérica (d) do *riser* de *CFB* utilizadas no planejamento de experimentos orientado por simulação numérica.



Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

As variáveis de resposta são o coeficiente de dispersão da fração volumétrica de sólidos (C_v), a perda de carga (ΔP) e o inventário de sólidos no *riser*. A perda de carga foi medida entre a entrada de gás e a saída de gás e partículas e o inventário de sólidos é a integral da fração volumétrica de sólidos no volume do *riser*, multiplicada pela massa específica das partículas. Os valores destas variáveis de resposta para cada caso com ondas acústicas foram comparados com os valores obtidos para as condições operacionais correspondentes sem ondas acústicas. O coeficiente de dispersão da fração volumétrica de sólidos é um coeficiente estatístico calculado pela Equação (121):

$$C_v = \frac{\bar{\sigma}_{sd}}{\bar{x}}, \quad (121)$$

conforme a metodologia proposta por Rossbach et al. (2020), onde $\bar{\sigma}_{sd}$ é o desvio-padrão e \bar{x} é a média da fração volumétrica obtida por simulação em 2000 pontos da seção transversal nas posições axiais de 0,73 m, 0,81 m, 0,89 m, 0,97 m, 1,05 m, 1,13 m, 1,20 m e 1,30 m. O desvio-padrão é definido pela Equação (122):

$$\bar{\sigma}_{sd} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{2000} (x_i - \bar{x})^2}{2000}} \quad (122)$$

Tabela 12 – Planejamento de experimentos $2^{(7-3)}$ para estudar a influência de propriedades geométricas e condições operacionais sobre a distribuição de partículas na UE-LCA (A: número de fileiras; B: transdutores por fileira; C: diâmetro externo do transdutor, em mm; D: posição axial do conjunto de transdutores, em mm; E: *SPL*, em dB; F: v_g , em m/s e G: G_s , em kg/m^2s).

| Caso | Variáveis controladas | | | | | | | Variáveis de resposta | | | | | |
|------|-----------------------|---|----|----|-----|-----|------|-----------------------|----------------------------|--------------------|---------------------------------|---------------------------------|--------------------------------------|
| | A | B | C | D | E | F | G | C_v [-] | Redução no C_v [%] | ΔP (Pa) | Redução no ΔP [%] | Inventário de sólidos (g) | Redução do inv. de sólidos [%] |
| C1 | | | | | | 5,6 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |
| 8 | 4 | 5 | 16 | 50 | 120 | 5,6 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |
| 12 | 4 | 5 | 10 | 70 | 90 | 5,6 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |
| 13 | 2 | 3 | 16 | 70 | 120 | 5,6 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |
| 1 | 2 | 3 | 10 | 50 | 90 | 5,6 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |
| C2 | - | - | - | - | - | 5,6 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| 2 | 4 | 3 | 10 | 50 | 120 | 5,6 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| 11 | 2 | 5 | 10 | 70 | 120 | 5,6 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| 14 | 4 | 3 | 16 | 70 | 90 | 5,6 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| 7 | 2 | 5 | 16 | 50 | 90 | 5,6 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| C3 | - | - | - | - | - | 8,3 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| 16 | 4 | 5 | 16 | 70 | 120 | 8,3 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| 4 | 4 | 5 | 10 | 50 | 90 | 8,3 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| 5 | 2 | 3 | 16 | 50 | 120 | 8,3 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| 9 | 2 | 3 | 10 | 70 | 90 | 8,3 | 2,88 | - | - | - | - | - | - |
| C4 | - | - | - | - | - | 8,3 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |
| 6 | 4 | 3 | 16 | 50 | 90 | 8,3 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |
| 3 | 2 | 5 | 10 | 50 | 120 | 8,3 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |
| 15 | 2 | 5 | 16 | 70 | 90 | 8,3 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |
| 10 | 4 | 3 | 10 | 70 | 120 | 8,3 | 1,55 | - | - | - | - | - | - |

Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

O campo acústico gerado pelas ondas de ultrassom produz variações de pressão e de densidade no ar. Para computar estas variações, a fase gasosa foi considerada compressível, com densidade descrita pela lei do gás ideal. Esferas de vidro com diâmetro médio de 72 μm e massa específica de 2.450 kg/m^3 representaram a fase sólida. As propriedades das fases gasosa e sólida usadas neste estudo são apresentadas na Tabela 13.

Tabela 13 – Propriedades físicas das fases gasosa e sólida.

| Propriedade | Fase gasosa | Fase sólida |
|---|------------------------|-----------------------|
| Material | Ar | Esferas de vidro |
| Massa específica [kg/m^3] | $\rho_g = p/RT$ | 2500 |
| Calor específico [$\text{J/kg}\cdot\text{K}$] | 1006,43 | 820 |
| Condutividade térmica [$\text{W/m}\cdot\text{K}$] | 0,0242 | 0,8 |
| Viscosidade [$\text{kg/m}\cdot\text{s}$] | $1,7894\times 10^{-5}$ | $1,72\times 10^{-20}$ |
| Peso molecular [$\text{kg/kg}\cdot\text{mol}$] | 28,966 | 60,07 |
| Entalpia de referência [$\text{J/kg}\cdot\text{mol}$] | 0 | -910,7 |
| Temperatura de referência [K] | 298,15 | 298,15 |

Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

Neste estudo, 15 dias de simulação foram necessários para calcular 15 s de simulação transiente usando 8 processadores. O tempo necessário para a estabilização da pressão total na entrada de ar e da fração volumétrica de sólidos na saída foi de 10 s. Em seguida, foi obtida uma média transiente de 5 s, que foi utilizada para análise dos resultados. O acoplamento pressão-velocidade foi aproximado usando o esquema *Phase-Coupled SIMPLE*. Esquemas de interpolação de segunda ordem foram utilizados para calcular o momento e a densidade. As condições de parede adotadas foram de não-deslizamento para a fase gasosa e livre deslizamento para a fase sólida. O critério de convergência aplicado foi de 10^{-4} e o passo de tempo utilizado foi de 1×10^{-4} s. Apesar deste passo de tempo não ser suficiente para capturar o comportamento senoidal de uma onda de 40 kHz, é possível utilizá-lo apenas para comparação entre as simulações do planejamento de experimentos. Para a validação do modelo matemático com ondas acústicas, no entanto, é necessário adotar um passo de tempo menor.

O modelo de correnteza acústica proposto por Sajjadi et al. (2015) foi definido como condição de entrada de pressão nas faces dos transdutores. As ondas não são emitidas como ondas acústicas reais, mas como ondas mecânicas análogas as ondas acústicas, causando o mesmo efeito de compressão e rarefação no ar. Na face de cada transdutor foi implementada

uma *UDF* (Apêndice 1) para produzir a correnteza acústica utilizando o modelo proposto. Os transdutores têm 10 W de potência elétrica e a intensidade do ultrassom varia de acordo com o diâmetro do transdutor.

5.2.3.1 Metodologia *ANOVA*

A análise de variância (*ANOVA*) foi utilizada no planejamento de experimentos numéricos para avaliar a influência das variáveis manipuladas sobre o valor do coeficiente de dispersão de partículas e sobre a sua diminuição em relação aos casos sem aplicação de ultrassom.

ANOVA é um teste estatístico usado para determinar se as médias de mais de duas populações ou amostras são iguais. O teste usa a função F de distribuição de probabilidades e informações sobre a variância de cada população para decidir se a variabilidade dos resultados entre duas populações é significativa. A medida de variabilidade usada neste teste estatístico é chamada de média quadrática e é definida como a razão entre a soma dos desvios-padrão e os graus de liberdade da amostra (MOLUGARAM; RAO, 2017).

Para aplicar a *ANOVA* sobre um planejamento de experimentos, assume-se que as amostras experimentais foram obtidas independentemente umas das outras e que as suas populações são normalmente distribuídas e com variância comum. Os efeitos de vários componentes são aditivos e a combinação de duas variáveis pode produzir um efeito maior que uma variável independente. Normalmente os experimentos do planejamento experimental são feitos em ordem randômica para evitar a influência de um experimento sobre o experimento subsequente (MARINHO; CASTRO, 2005; MOLUGARAM; RAO, 2017).

Neste estudo foi aplicada a *ANOVA* de um único fator (*One-Way ANOVA*) sobre o planejamento fatorial de experimentos. Nesta análise há apenas uma variável independente ou fator e as médias das populações independentes são iguais. A análise compara as médias das amostras para inferir sobre a igualdade das médias das populações independentes. Os valores das amostras seguem uma distribuição normal de probabilidades e há a possibilidade de existirem médias diferentes e desvios-padrão iguais para as amostras (MOLUGARAM; RAO, 2017). Os cálculos fundamentais efetuados para a *ANOVA* de um único fator são apresentados na Tabela 14, onde SQT é a soma dos quadrados totais, SQT_r é a soma dos quadrados dos tratamentos, SQE é a soma dos quadrados dos erros, x_i é a soma dos valores x_{ij} para um índice i fixo e x_{ij} é a soma de todos os x_{ij} .

Tabela 14 – Equações da ANOVA.

$$SQT = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (x_{ij} - \bar{x}_{..})^2 \quad (123)$$

$$SQTr = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (\bar{x}_{i.} - \bar{x}_{..})^2 \quad (124)$$

$$SQE = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (x_{ij} - \bar{x}_{i.})^2 \quad (125)$$

$$x_{i.} = \sum_{j=1}^J x_{ij} \quad (126)$$

$$x_{..} = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J x_{ij} \quad (127)$$

Fonte: adaptado de Molugaram e Rao (2017).

5.2.3.2 Método de otimização GRG não-linear

O método de otimização GRG (*Generalized Reduced Gradient*) não-linear foi utilizado para otimizar a equação regredida com os parâmetros da ANOVA para o coeficiente de dispersão e a sua variação em função das variáveis manipuladas. Como o melhor resultado foi simulado apenas para uma das quatro condições operacionais, o método de otimização foi usado para minimizar o valor das variáveis manipuladas nas demais condições operacionais. Assim, confirma-se se a configuração geométrica escolhida produz baixos coeficientes de dispersão para as quatro condições operacionais sem a necessidade de realizar todas as simulações.

Os métodos de redução do gradiente são algoritmos usados para resolver programas não-lineares de estrutura geral (LASDON; FOX; RATNER, 1974). Para resolver um programa não-linear, assume-se que este tem a forma:

$$\text{Minimizar } f(\mathbf{X}) \quad (128)$$

$$\text{Sujeito a } g_i(\mathbf{X}) = 0, \quad i = 1, 2, 3, \dots, m \quad (129)$$

$$l_i \leq X_i \leq l_s, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n \quad (130)$$

onde \mathbf{X} é um vetor e l_i e l_s são os limites inferior e superior, respectivamente. A ideia fundamental dos métodos de redução do gradiente é usar as restrições de igualdade, $g_i(\mathbf{X})$, para expressar as variáveis básicas (m) em termos das variáveis não básicas remanescentes ($n-m$).

O método *GRG* é uma extensão do método de redução do gradiente que considera restrições de desigualdade não lineares. Neste método, uma direção de busca é encontrada de tal forma que, para qualquer pequeno movimento, as restrições continuem verdadeiras. Se alguma restrição não for atendida devido à não linearidade das funções de restrição, o método de Newton-Raphson é usado para retornar ao limite desta restrição (ARORA, 2004).

As restrições de desigualdade podem ser convertidas em restrições de igualdade pela adição de variáveis de folga, formando um modelo de programação não linear com restrições de desigualdade (ARORA, 2004; EDGAR; HIMMELBLAU; LASDON, 2001). As mudanças de primeira ordem na função objetivo e nas restrições tratadas como igualdades são dadas pelas Equações (131) e (132):

$$\Delta f = \frac{\partial f^T}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial f^T}{\partial z} \Delta z, \quad (131)$$

$$\Delta h_i = \frac{\partial h_i^T}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial h_i^T}{\partial z} \Delta z. \quad (132)$$

Quando a busca é iniciada, qualquer mudança nas variáveis deve satisfazer as igualdades, pelo menos na primeira ordem, com $\Delta h_i = 0$. Partindo da Equação (132), esta igualdade pode ser expressa como (Equação (133)):

$$\mathbf{A}^T \Delta y + \mathbf{B}^T \Delta z = 0. \quad (133)$$

onde \mathbf{A} e \mathbf{B} são matrizes que contêm os gradientes das restrições de igualdade em relação a \mathbf{y} e \mathbf{z} . A Equação (133) é usada para determinar $\Delta \mathbf{y}$ quando $\Delta \mathbf{z}$ é especificado. Substituindo $\Delta \mathbf{z}$ na Equação (131) tem-se a expressão do gradiente reduzido, dada pela Equação (134):

$$\Delta f = \left(\frac{\partial f^T}{\partial y} - \frac{\partial f^T}{\partial z} \mathbf{B}^{-T} \mathbf{A}^T \right) \Delta y. \quad (134)$$

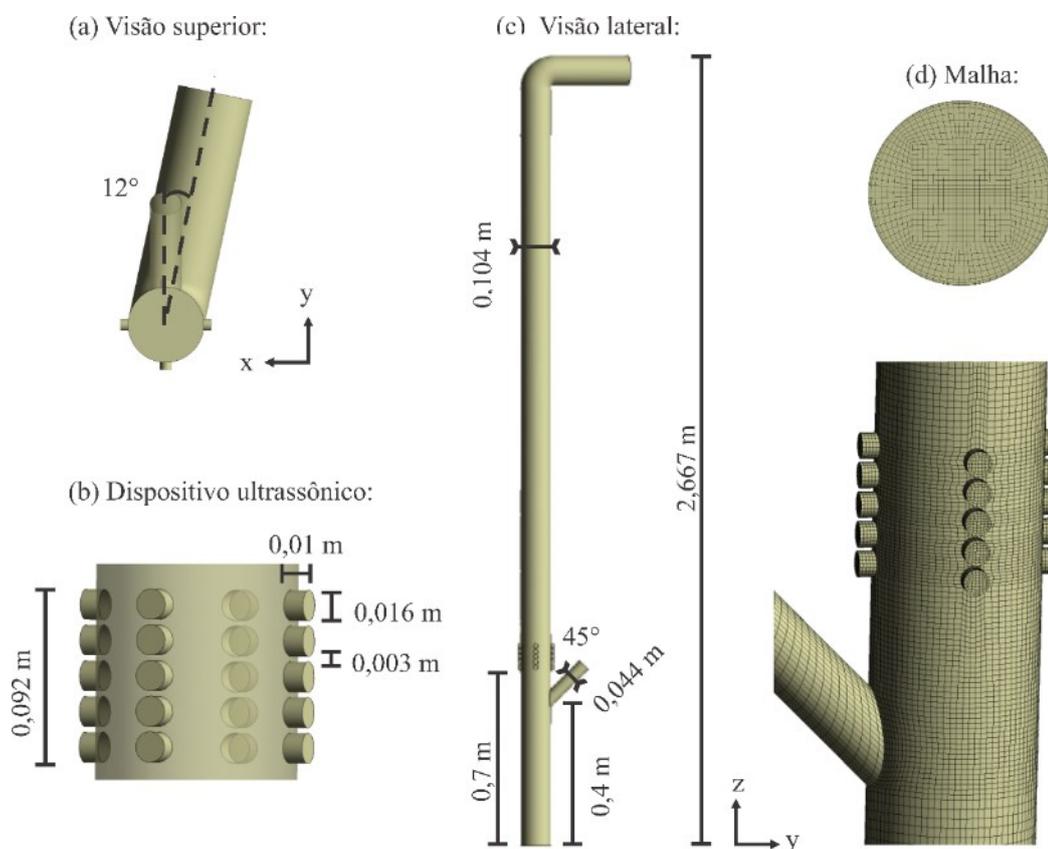
5.2.4 Estudo de validação da configuração escolhida

A geometria do *riser* de *CFB* foi simplificada para a realização das simulações numéricas. As medidas geométricas do caso escolhido são apresentadas na Figura 33-a,b,c. O suporte cilíndrico foi posicionado a 0,7 m acima da entrada de ar e contém 20 transdutores dispostos em grupos de 5 unidades, nas 4 extremidades dos eixos x e y . Os transdutores têm diâmetro de 16 mm e altura de 10 mm e são espaçados entre si por 3 mm. As demais características geométricas e operacionais já foram apresentadas na Seção 5.2.3. A malha numérica apresentada na Figura 33-d é hexaédrica, formada por blocos não estruturados e possui um refinamento maior na parede do *riser* e na região dos transdutores de ultrassom. O número de elementos foi reduzido para 525.500 e os elementos na região de aplicação das ondas acústicas têm tamanho de 2 mm a 4 mm, sendo assim menores que o comprimento de onda para uma frequência de 40 kHz. Nesta região, os valores de y^+ são menores que 0,5. Esta modificação foi realizada para reduzir o custo computacional das simulações sem prejudicar a resolução da malha numérica na região de aplicação do ultrassom, mantendo o refinamento na parede e na região do ultrassom e reduzindo o número de elementos nas regiões de entrada e saída.

Foram necessários 15 dias para obter 5 s de simulação transiente usando 16 processadores (AMD Opteron™ Processor 6366 HE 1.8 GHz). Em simulações acústicas, um passo de tempo muito pequeno é necessário para capturar o comportamento de ondas de ultrassom. O passo de tempo mínimo necessário para capturar o comportamento de uma onda acústica em simulações transientes é definido pelo critério de Nyquist como sendo o inverso do dobro da frequência da onda. No entanto, o uso de passos de tempo muito pequenos torna inviáveis simulações transientes que, além do ultrassom, envolvem escoamentos turbulentos e multifásicos. Neste estudo, um passo de tempo variável foi adotado, mantendo o número de Courant menor que 1. Desta forma, o passo de tempo das simulações manteve-se em torno de $1,25 \times 10^{-5}$ s, que é o passo de tempo mínimo recomendado pelo critério de Nyquist (KNOOP et al., 2016b). O número de Courant é dado pela Equação (135) e equivale à razão entre a distância percorrida por uma onda de perturbação em um passo de tempo e o tamanho local dos volumes da malha.

$$Co = \frac{|v|\Delta t}{\Delta x} \quad (135)$$

Figura 33 – Geometria do riser (a,c), sistema de ultrassom (b) e malha numérica (d).



Fonte: produzido pela autora (2020).

Para determinar o modelo matemático que melhor reproduz os resultados experimentais, foram avaliadas combinações entre os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e RSM e os modelos de arraste de Gidaspow e EMMS, como indicado na Tabela 15. O acoplamento pressão-velocidade foi calculado através do esquema *PC-SIMPLE* (*Phase-Coupled SIMPLE*). Esquemas de interpolação de segunda ordem foram usados na discretização espacial do momento e da densidade. Para a discretização espacial da fração volumétrica foi usado o esquema *QUICK* (ANSYS INC. (US), 2013).

Tabela 15 – Planejamento de simulações para validação do modelo

| Modelo de turbulência | Modelo de arraste | Modelo acústico |
|-----------------------|-------------------|-----------------------|
| $k-\varepsilon$ | Gidaspow | Sajjadi et al. (2015) |
| $k-\varepsilon$ | EMMS | Sajjadi et al. (2015) |
| RSM | Gidaspow | Sajjadi et al. (2015) |
| RSM | EMMS | Sajjadi et al. (2015) |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A melhor combinação de modelos de turbulência e arraste foi usada para realizar um estudo de validação do caso escolhido no projeto orientado por simulação numérica. O estudo de validação foi conduzido usando a geometria e as condições operacionais do caso que apresentou melhor dispersão de sólidos. Neste estudo, foram também empregados os modelos de interação turbulenta e dispersão turbulenta apresentados no Capítulo 4.

As simulações numéricas foram realizadas adotando uma velocidade de 8,8 m/s para ambas as fases na saída do *riser*, valor este ajustado para considerar a redução de diâmetro na saída do duto. Esta condição operacional equivale à condição 3 do planejamento de experimentos físicos. Como não há uma condição de contorno de saída de velocidade no ANSYS FLUENT ©, adotou-se na saída a condição de entrada de velocidade com sinal negativo. Na base do *riser* fixou-se a condição de entrada de pressão atmosférica e na entrada de sólidos, adotou-se um fluxo mássico de 2,93 kg/m²·s para a fase sólida. Assim, o estudo de validação de modelos foi realizado adotando-se as condições operacionais e a geometria do caso escolhido no planejamento de experimentos. As condições de contorno nas paredes são de não deslizamento para a fase gasosa e de livre deslizamento para a fase sólida. A fase sólida é composta por esferas de vidro com diâmetro de 79,9 µm, massa específica de 2450 kg/m³ e as demais propriedades indicadas na Tabela 13.

5.2.5 Avaliação do comportamento do escoamento em função da frequência acústica e da potência elétrica dos transdutores

A partir do planejamento orientado por simulações numéricas foi possível obter as propriedades geométricas e operacionais do sistema de ultrassom que maximizam a dispersão de sólidos na seção de mistura do *riser*, avaliada através de um coeficiente de dispersão baseado na covariância estatística. A configuração escolhida foi projetada e instalada na UE-LCA e foram realizadas medições experimentais para validação do modelo Euleriano gás-sólido com

ondas acústicas. As condições de contorno e as demais configurações das simulações numéricas são as mesmas descritas na Seção 5.2.4. No entanto, a velocidade das fases gasosa e sólida na saída do *riser* é de 6,2 m/s e o fluxo mássico na entrada de sólidos é de 1,38 kg/m²·s, representando a condição operacional 1 do planejamento de experimentos físicos. A partir do modelo matemático *URANS-k-ε-KTGF-EMMS* validado, foram conduzidos estudos numéricos variando a frequência e a potência dos transdutores seguindo o planejamento apresentado na Tabela 16. A partir da condição operacional validada (40 kHz e 10 W), alterou-se a frequência do ultrassom para 20 kHz e 100 kHz e a sua potência para 30 W e 50 W. Os valores de frequência foram escolhidos de modo a manter a faixa de operação dentro do limite do ultrassom e permitir simulações com um passo de tempo maior e não elevar excessivamente o custo computacional. A potência de 10 W foi considerada como o nível mais baixo a ser testado, pois acredita-se que é necessário não diminuir, mas aumentar a energia do escoamento para melhorar a dispersão de partículas.

Tabela 16 – Planejamento de experimentos numéricos para avaliar a influência da frequência e da potência dos transdutores sobre a dispersão de partículas.

| Condição operacional | f [kHz] | Pot. [W] | C _v [-] | Pe _{sr, ac} / Pe _{sr} [-] |
|----------------------|---------|----------|--------------------|---|
| | - | - | - | - |
| 1 | 20 | 10 | - | - |
| 1 | 20 | 30 | - | - |
| 1 | 20 | 50 | - | - |
| 1 | 40 | 10 | - | - |
| 1 | 40 | 30 | - | - |
| 1 | 40 | 50 | - | - |
| 1 | 100 | 10 | - | - |
| 1 | 100 | 30 | - | - |
| 1 | 100 | 50 | - | - |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

O coeficiente de dispersão de sólidos e o número de Péclet foram adotados como parâmetros para quantificar a melhora na dispersão radial de sólidos. A dispersão de partículas em *risers* de *CFB* pode ser analisada de forma mais completa usando o número de Péclet, que considera a fração volumétrica e a velocidade das partículas sólidas. O número de Péclet é o produto do número de Reynolds (Re) e do número de Schmidt (Sc) e relaciona os efeitos convectivos e difusivos sobre a dispersão gás-sólido e é dado pela Equação (136) (BREAULT, 2006):

$$Pe = Re \cdot Sc = \frac{\rho v \ell}{\mu} \cdot \frac{v \ell}{D} = \frac{v \ell}{D}, \quad (136)$$

onde ℓ (m) é uma distância característica, como o comprimento do *riser*, no caso de dispersão axial, ou o seu raio, no caso de dispersão radial. O número de Schmidt é expresso de forma modificada, com base no coeficiente de dispersão, D (m²/s), ao invés do coeficiente de difusão mássica. Existem correlações empíricas para o cálculo de D , cujo valor pode considerado constante com baixos números de Reynolds (GODFROY; LARACHI; CHAOUKI, 1999; RAN et al., 2001; WERTHER; AUE-KLETT; AL-SHAWABKEH, 2002). Também estão disponíveis na literatura correlações para o cálculo direto do número de Péclet em leitos fluidizados circulantes. Neste estudo, foram adotadas as correlações propostas por Wei et al. (1998) para o cálculo do número de Péclet axial (Pe_{sa}) e radial (Pe_{sr}):

$$Pe_{sa} = 71,86(1 - f_s)^{-0,67} Re^{0,23} \quad (137)$$

$$Pe_{sr} = 225,7(1 - f_s)^{-0,29} Re^{0,43} \quad (138)$$

Para o cálculo de Pe_{sa} foram usados o número de Reynolds turbulento e a fração volumétrica média globais no *riser*, obtidos dos resultados das simulações numéricas. Já o número de Péclet radial (Pe_{sr}) foi calculado para as simulações nas duas alturas de medição validadas experimentalmente (0,65 m e 0,80 m). Em cada uma destas posições axiais foram obtidos o número de Reynolds turbulento e a fração volumétrica média na seção transversal. Os valores de Pe_{sa} e Pe_{sr} foram calculados para todos os casos da Tabela 16, possibilitando a obtenção de mapas de dispersão em função da frequência acústica e da potência elétrica dos transdutores. Os valores de Pe para os casos com ondas acústicas foram divididos pelo respectivo Pe do caso sem ondas acústicas para manter a mesma base de comparação.

5.2.6 Métodos de análise quantitativa

Os estudos de validação de modelos matemáticos foram conduzidos qualitativamente e quantitativamente através da comparação de simulações numéricas com medições

experimentais. A análise quantitativa foi baseada na correlação de Pearson (r^2) e no erro médio quadrático (EMQ) (SPIEGEL; STEPHENS, 1998), descritos pelas Equações (139) e (140):

$$r^2 = \frac{\sum_{k=1}^N (PDA_i - \overline{PDA})(CFD_i - \overline{CFD})}{\sqrt{\sum_{k=1}^N (PDA_i - \overline{PDA})^2} \cdot \sqrt{\sum_{k=1}^N (CFD_i - \overline{CFD})^2}} \quad (139)$$

$$EMQ = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (CFD_k - PDA_k)^2 \quad (140)$$

A correlação de Pearson usa um coeficiente r^2 que mede o nível de correlação entre duas variáveis e a direção desta correlação. Os pontos experimentais (PDA) e numéricos (CFD) dos perfis radiais das propriedades avaliadas foram comparados com a média de todos os pontos experimentais ou numéricos em cada eixo (simétrico ou assimétrico). Em seguida, calculou-se um r^2 global para cada eixo em cada caso, fazendo com que a baixa correlação de alguns fosse balanceada pela boa correlação dos demais pontos. O mesmo procedimento foi adotado para o cálculo do erro médio quadrático, que quantifica a diferença entre as medições numéricas e experimentais. A interpretação do coeficiente de correlação de Pearson foi feita da seguinte forma (Tabela 13):

Tabela 17 – Interpretação dos valores para o coeficiente de correlação de Pearson.

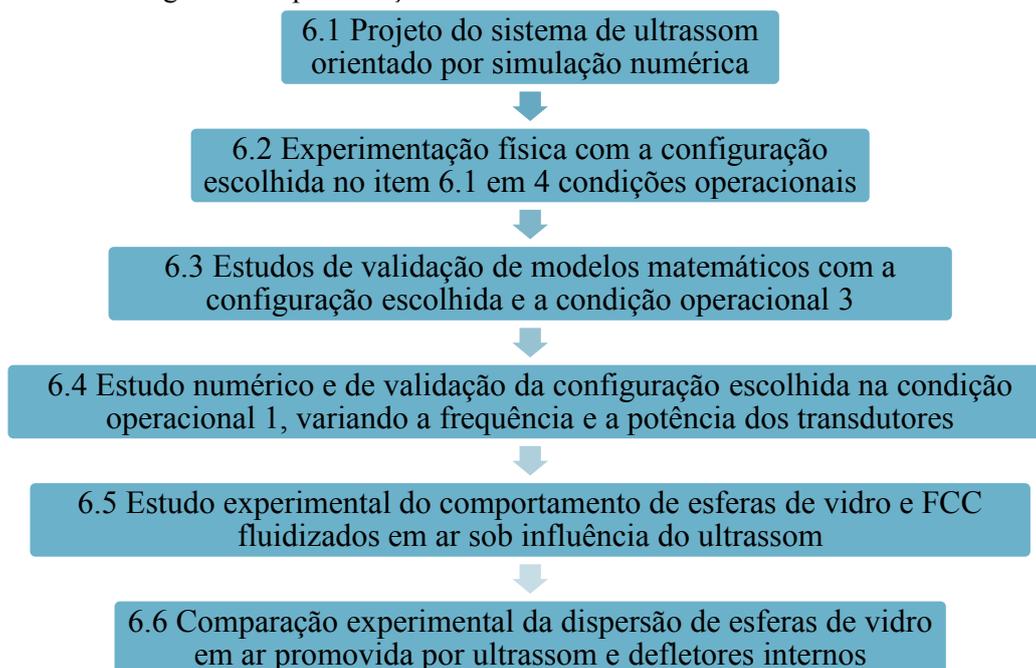
| Valor | Nível de correlação |
|-------------|---------------------|
| ±0,9 | Muito forte |
| ±0,7 a ±0,9 | Forte |
| ±0,5 a ±0,7 | Moderada |
| ±0,3 a ±0,5 | Fraca |
| 0 a ±0,3 | Desprezível |

Fonte: adaptado de Witz et al.(1990).

6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo são apresentados os resultados de simulações e experimentos físicos realizados nesta tese. Os resultados são divididos em 6 estudos, que são apresentados na sequência indicada na Figura 34.

Figura 34 – Fluxograma de apresentação dos resultados da tese.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

6.1 PROJETO DO SISTEMA DE ULTRASSOM ORIENTADO POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Neste estudo, foi usada a abordagem Euleriana-Euleriana transiente com acoplamento de duas vias para descrever o escoamento gás-sólido 3-D, com arraste entre fases representado pelo modelo de Gidaspow. A interação turbulenta entre as fases e a dispersão turbulenta não foram consideradas neste estudo. O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ foi usado para descrever a turbulência da fase gasosa e a teoria cinética do escoamento granular ($KTGF$) foi usada para descrever a turbulência e as propriedades da fase sólida. A equação da energia foi usada para considerar o comportamento compressível da fase gasosa e possibilitar a propagação de ondas acústicas. O comportamento termodinâmico do ar em condições ambientes foi descrito usando

a lei dos gases ideais. Toda a descrição do modelo matemático descrita neste estudo está resumida no Quadro 2.

Quadro 2 – Resumo do modelo matemático e condições operacionais usados no estudo 6.1.

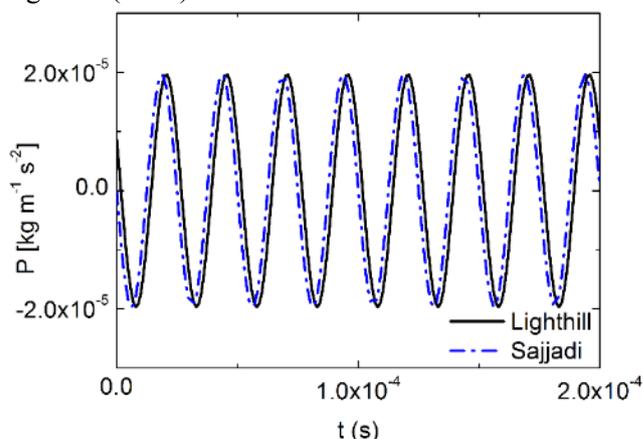
| | |
|------------------------------|--|
| Abordagem | Euleriana-Euleriana |
| Modelo de arraste | Gidaspow |
| Modelo de turbulência | k-ε |
| Propriedades da fase sólida | KTGF |
| Modelo acústico | Sajjadi et al. (2015) |
| Passo de tempo | 1×10^{-4} s |
| Fase gasosa | Ar ambiente |
| Fase sólida | Esferas de vidro (Geldart B) |
| Condições de contorno | Não deslizamento (gás) e livre deslizamento (sólidos) |
| Condições de entrada e saída | Velocidade e fluxo mássico de sólidos constantes na entrada e pressão atmosférica na saída |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

6.1.1 Determinação do campo acústico

O modelo de pressão acústica proposto por Sajjadi et al. (2015) foi verificado por comparação com a solução analítica do modelo de Lighthill, aplicando-se uma excitação de onda senoidal que segue as equações de destes dois modelos. As Equações (111) e (113) foram plotadas no Excel em um intervalo de tempo de 2×10^{-4} s, com passo de tempo de 1×10^{-7} s. O perfil de pressão calculado pelo modelo de Sajjadi et al. (2015) tem um desvio de fase menor que 10^{-5} s em relação à equação de Lighthill, como mostrado na Figura 35. Desta forma, adotou-se o modelo de Sajjadi et al. (2015) para simular a correnteza acústica no *riser* de *CFB*.

Figura 35 – Verificação do modelo de pressão acústica de Sajjadi et al. (2015) com a equação de Lighthill (1978).



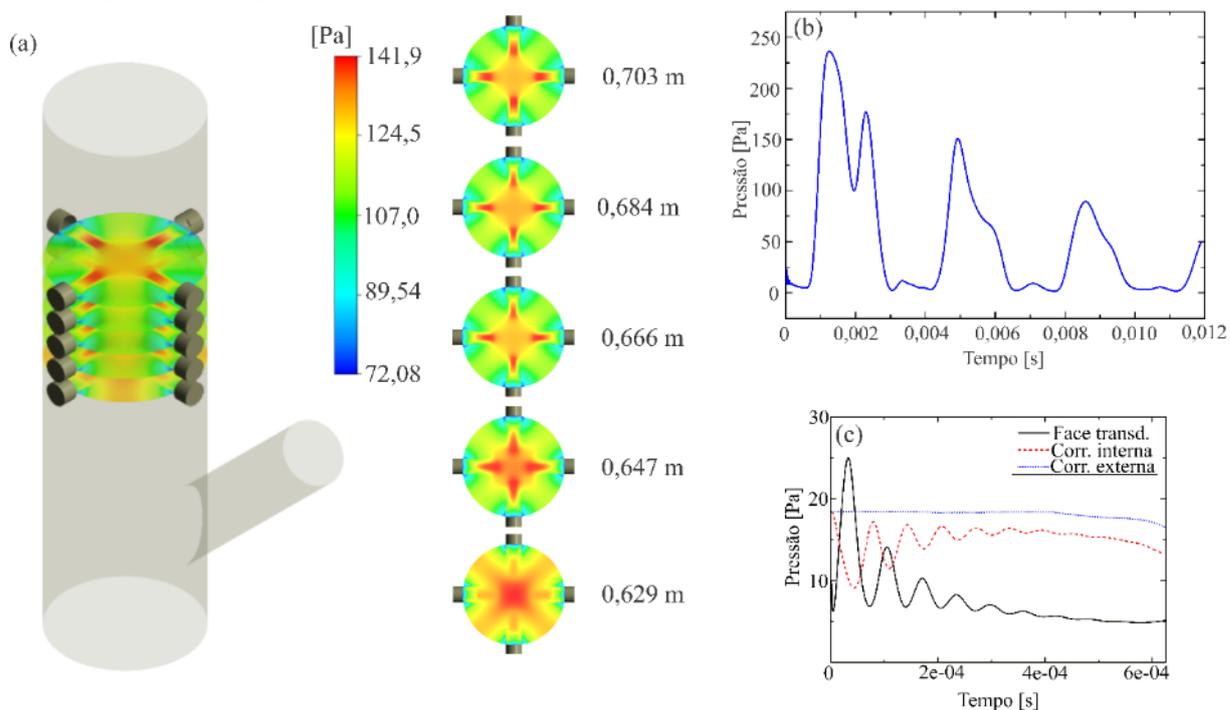
Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

O campo acústico usualmente tem uma solução analítica dependente da geometria do ressonador (BARMATZ; COLLAS, 1985). No entanto, em geometrias complexas, como a deste estudo, o campo acústico pode ser calculado usando um simulador. O campo de pressão acústica em frente aos transdutores foi obtido por uma simulação em estado estacionário para o Caso 16 do planejamento de experimentos usando o código comercial ANSYS FLUENT 15.0, através do modelo Euleriano gás-sólido e do modelo acústico de Sajjadi et al. (2015) descritos anteriormente. Os transdutores foram representados na malha numérica seguindo as propriedades apresentadas na Tabela 8. A malha usada nas simulações foi baseada em uma geometria simplificada que inclui apenas a região de entrada de sólidos e a região dos transdutores e contém 6 milhões de elementos. Na Figura 36-a são apresentados os perfis de pressão do gás em frente aos transdutores. A distribuição de pressão é resultado da contribuição de quatro transdutores, sendo que as ondas produzidas por estes interagem com as ondas emitidas pelos transdutores das fileiras acima e abaixo. A comparação entre os campos de pressão nas 5 posições verticais onde há transdutores revela que a energia acústica é dissipada ao longo da altura do *riser*, porém a convecção natural também contribui com o aumento da pressão dinâmica. Assim, a pressão aumenta perto da parede devido, principalmente, à correnteza acústica produzida e no centro devido ao escoamento do ar. O refinamento da malha garante que os elementos na região dos transdutores tenham dimensões menores que o comprimento de onda de 40 kHz, igual a 8,65 mm. O passo de tempo utilizado é igual a $2,5 \times 10^{-6}$ s e atende ao critério de Nyquist, que determina que o mesmo seja, no mínimo, a metade do

inverso da frequência para capturar o formato da onda acústica. A pressão do gás foi monitorada ao longo do tempo na face dos 20 transdutores a 10 mm das faces (*inner stream*) em direção ao centro do *riser* e no centro do *riser* (*outer stream*).

A Figura 36-b mostra o aumento na pressão do gás em frente aos transdutores com o tempo, o que indica que o desenvolvimento da correnteza acústica é lento. Na Figura 36-c são apresentados os primeiros 6×10^{-4} s de simulação com um passo de tempo menor, de $1,25 \times 10^{-6}$ s, pois nota-se na Figura 36-b que esta região tem um comportamento diferente e deve ser ampliada. Assim, a Figura 36-c mostra o início do desenvolvimento do campo acústico e a Figura 36-b mostra o comportamento da pressão acústica ao longo de um intervalo de tempo maior, em que há interação entre os campos acústicos dos transdutores axial e lateralmente. A onda inicial é atenuada ao longo do tempo devido à convecção natural do ar e ao contato com a parede. A quantidade de movimento acústico é transformada em quantidade de movimento cinemático ao ser absorvida pelo fluido.

Figura 36 – Campo de pressão dinâmica do gás em frente aos transdutores (a); perfil temporal de pressão dinâmica do gás usando passo de tempo de $2,5 \times 10^{-6}$ s (b) e perfil temporal de pressão dinâmica do gás usando passo de tempo de $1,25 \times 10^{-6}$ s (c).



Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

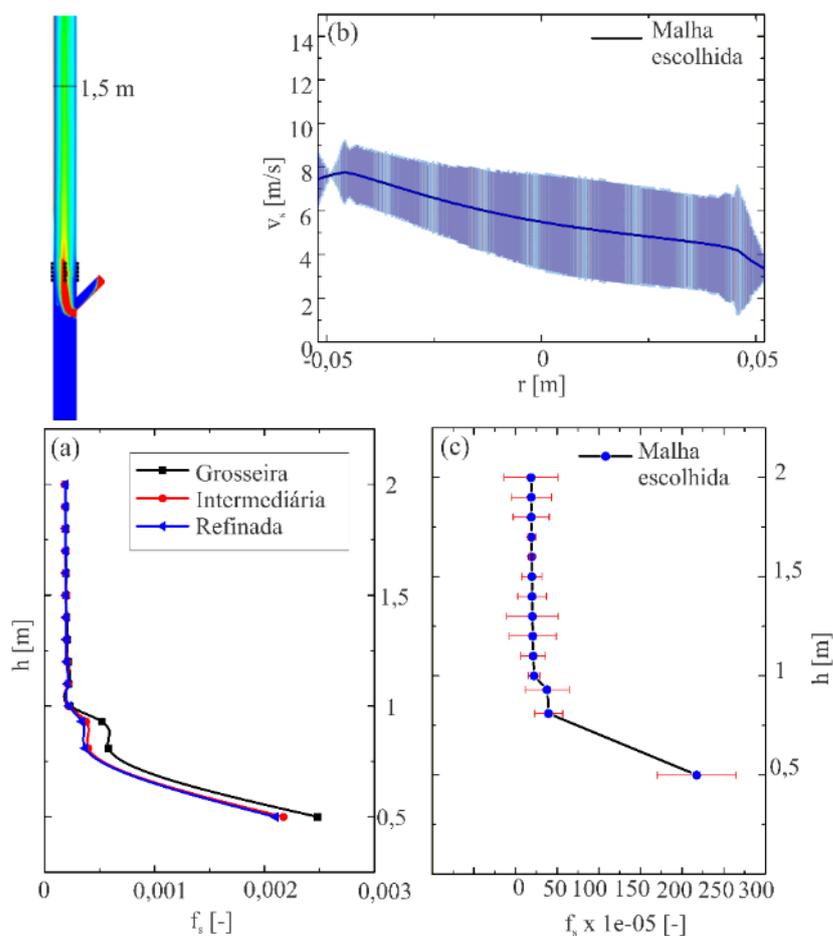
6.1.2 Determinação da incerteza numérica

A metodologia *GCI* (*Grid Convergence Index*) foi usada para quantificar a incerteza na solução numérica devido à resolução da malha. Três malhas baseadas no caso 16 do planejamento experimental foram geradas, com 405.000 elementos (malha esparsa), 760.000 elementos (malha intermediária) e 1.088.000 elementos (malha refinada). A razão de refinamento é de 1,25 entre a malha esparsa e a intermediária e 1,02 entre a malha intermediária e a refinada. Foram realizados 5 s de média transiente da simulação para cada malha após 1 s para estabilização.

A Figura 37 mostra os resultados obtidos para a velocidade e a fração volumétrica da fase sólida utilizando a metodologia *GCI*. A fração volumétrica de sólidos na direção axial foi plotada para as três malhas na Figura 37-a. Os três perfis têm o mesmo comportamento a partir de 1 m de altura do *riser*, porém a malha esparsa apresenta comportamento diferente abaixo desta posição. A malha intermediária foi escolhida para executar as simulações do planejamento de experimentos com passo de tempo de 1×10^{-4} s, uma vez que apresentou resultados similares aos da malha refinada e apresenta menor custo computacional.

O perfil de velocidade da fase sólida apresentado na Figura 37-b está localizado no plano $-yz$ do riser a 1,5 m de altura, como indicado ao lado. As barras de erro representam os valores de *GCI* para os valores pontuais de velocidade. Assim, o valor médio de *GCI* para a velocidade da fase sólida é de 4 % e o valor máximo é de 19 %. A incerteza na velocidade da fase sólida para esta posição axial é similar ao longo do eixo $-yz$. A Figura 37-c mostra o perfil de fração volumétrica de sólidos na direção axial para a malha escolhida. O valor máximo de *GCI* observado é de 7 % na região acima dos transdutores, a aproximadamente 1,3 m de altura, e o valor médio é de 1,7 %. Estes valores são representados pelas barras de erro dos gráficos e equivalem à porcentagem de incerteza fornecida pela rotina de cálculo do *GCI* (Apêndices III e IV) multiplicada pelo valor de fração volumétrica média em cada ponto, fornecendo assim uma “margem de erro”.

Figura 37 – Análise da metodologia *GCI* para a velocidade do gás nas posições axiais de 0,81 m e 2 m (a); fração volumétrica média de sólidos na direção axial (b) e inventário global de sólidos (c).



Fonte: adaptado de Rossbach et al (2020).

6.1.3 Identificação da melhor configuração para o dispositivo ultrassônico

O planejamento de experimentos apresentado anteriormente foi usado como base para realizar as simulações numéricas e identificar a melhor geometria para o sistema de ultrassom no *riser* de *CFB*. Os resultados obtidos para as variáveis de resposta são apresentados na Tabela 18. Os resultados dos casos com ondas acústicas foram comparados com as respectivas condições operacionais sem ondas acústicas para se verificar a redução do coeficiente de dispersão, da perda de carga e do inventário de sólidos com o uso de ondas acústicas. Em relação ao coeficiente de dispersão, houve redução em todos os casos, com queda mais acentuada no Caso 15, onde o diâmetro dos transdutores é maior, e no Caso 12, onde há mais transdutores. No Caso 16 há mais transdutores e o diâmetro destes é maior, resultando em uma grande redução no coeficiente de dispersão. Quanto menor o coeficiente de dispersão, mais homogênea

é a distribuição de partículas na seção transversal do *riser*. Em todos os casos houve também redução na perda de carga e no inventário de sólidos. A redução na perda de carga ocorre porque se adiciona energia acústica ao escoamento e esta energia supre perdas de carga devidas a outros fatores, como a rugosidade da parede, a colisão entre partículas sólidas e entre partículas com a parede, que dissipa energia cinética turbulenta. A redução no inventário de sólidos ocorre porque o aumento na energia do escoamento leva a um aumento de velocidade das partículas sólidas e diminui o seu tempo de residência no *riser*. Rossbach et al. (2019) observaram que a diminuição do inventário de sólidos possibilita trabalhar com uma maior razão de carga, o que pode aumentar o contato gás-sólido em processos industriais e melhorar o rendimento de reações químicas que dependem deste contato.

Tabela 18 – Resultados do planejamento de experimentos para obtenção da melhor configuração geométrica para o sistema de ultrassom (A: número de fileiras; B: transdutores por fileira; C: diâmetro externo do transdutor, em mm; D: posição axial do conjunto de transdutores, em mm; E: *SPL*, em dB; F: v_g , em m/s e G: G_s , em $\text{kg/m}^2\text{s}$).

| Caso | Variáveis Controladas | | | | | | | Variáveis de Resposta | | | | | |
|------|-----------------------|---|----|----|-----|-----|------|-----------------------|----------------------|-----------------|---------------------------|------------------------------------|-----------------------------------|
| | A | B | C | D | E | F | G | C_v [-] | Red. no C_v [%] | ΔP (Pa) | Red. no ΔP [%] | Inventário de Sólidos (g) | Red. no Inv. de Sólidos [%] |
| C1 | | | | | | 5,6 | 1,55 | 1,69 | - | 129,00 | - | 73,64 | - |
| 8 | 4 | 5 | 16 | 50 | 120 | 5,6 | 1,55 | 0,81 | -52,30 | 34,90 | -72,95 | 13,22 | -82,05 |
| 12 | 4 | 5 | 10 | 70 | 90 | 5,6 | 1,55 | 0,69 | -59,42 | 31,55 | -75,54 | 13,51 | -81,65 |
| 13 | 2 | 3 | 16 | 70 | 120 | 5,6 | 1,55 | 1,01 | -40,44 | 39,97 | -69,01 | 15,93 | -78,37 |
| 1 | 2 | 3 | 10 | 50 | 90 | 5,6 | 1,55 | 0,97 | -42,90 | 39,68 | -69,24 | 12,86 | -82,53 |
| C2 | - | - | - | - | - | 5,6 | 2,88 | 1,50 | - | 154,49 | - | 88,43 | - |
| 2 | 4 | 3 | 10 | 50 | 120 | 5,6 | 2,88 | 0,97 | -35,42 | 61,21 | -60,38 | 29,86 | -66,23 |
| 11 | 2 | 5 | 10 | 70 | 120 | 5,6 | 2,88 | 0,97 | -35,07 | 48,17 | -68,82 | 21,71 | -75,45 |
| 14 | 4 | 3 | 16 | 70 | 90 | 5,6 | 2,88 | 1,06 | -29,41 | 52,82 | -65,81 | 27,60 | -68,79 |
| 7 | 2 | 5 | 16 | 50 | 90 | 5,6 | 2,88 | 0,67 | -55,46 | 48,52 | -68,59 | 27,29 | -69,14 |
| C3 | - | - | - | - | - | 8,3 | 2,88 | 1,55 | - | 202,33 | - | 74,30 | - |
| 16 | 4 | 5 | 16 | 70 | 120 | 8,3 | 2,88 | 0,66 | -57,21 | 60,91 | -69,90 | 14,77 | -80,12 |
| 4 | 4 | 5 | 10 | 50 | 90 | 8,3 | 2,88 | 0,85 | -45,02 | 72,44 | -64,20 | 18,05 | -75,70 |
| 5 | 2 | 3 | 16 | 50 | 120 | 8,3 | 2,88 | 0,87 | -43,73 | 75,66 | -62,61 | 19,35 | -73,96 |
| 9 | 2 | 3 | 10 | 70 | 90 | 8,3 | 2,88 | 0,80 | -48,12 | 87,15 | -56,93 | 19,57 | -73,66 |
| C4 | - | - | - | - | - | 8,3 | 1,55 | 1,98 | - | 209,47 | - | 81,89 | - |
| 6 | 4 | 3 | 16 | 50 | 90 | 8,3 | 1,55 | 1,00 | -49,57 | 55,89 | -73,32 | 13,05 | -84,07 |
| 3 | 2 | 5 | 10 | 50 | 120 | 8,3 | 1,55 | 1,05 | -47,20 | 67,80 | -67,63 | 14,70 | -82,05 |
| 15 | 2 | 5 | 16 | 70 | 90 | 8,3 | 1,55 | 0,69 | -65,34 | 50,80 | -75,75 | 11,11 | -86,44 |
| 10 | 4 | 3 | 10 | 70 | 120 | 8,3 | 1,55 | 1,15 | -25,46 | 60,17 | -71,28 | 10,48 | -87,21 |

Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

Tomando-se apenas os resultados das variáveis de resposta na Tabela 18, mais de um caso poderia ser escolhido. Por isso foram aplicadas a estes resultados a metodologia *ANOVA* e o algoritmo de otimização *GRG* não-linear, de forma que apenas um caso seja escolhido. A análise estatística *ANOVA* foi aplicada ao planejamento de experimentos usando C_v e a redução no C_v como variáveis de resposta. Os coeficientes de regressão obtidos e suas principais interações são apresentados na Tabela 19. O método indicou que o número de fileiras (A) e o número de transdutores por fileira (B) são as variáveis que têm maior influência sobre o coeficiente de dispersão e sobre a sua redução. De acordo com os resultados, o uso de mais transdutores com diâmetro maior e um nível de pressão sonora (*SPL*) maior leva a uma melhor

distribuição de partículas. Estes resultados indicam que o caso escolhido provavelmente terá 20 transdutores com diâmetro de 16 mm, dispostos em 4 fileiras e com nível de pressão sonora de 120 dB.

Tabela 19 – Coeficientes de regressão da *ANOVA* obtidos usando C_v e a redução no C_v como variáveis de resposta.

| Coeficientes de Regressão <i>ANOVA</i> | | |
|--|--------------------------|------------|
| Fator | Coeficiente de Regressão | |
| | Para a redução no C_v | Para C_v |
| Média | -130,215 | -0,425 |
| A | 10,115 | 0,283 |
| B | 19,260 | 0,296 |
| C | -1,675 | -0,040 |
| D | 1,004 | 0,013 |
| E | 0,648 | 0,013 |
| F | -5,586 | -0,051 |
| G | 1,374 | -0,133 |
| AB | -2,888 | -0,056 |
| AC | 0,177 | 0,009 |
| AD | 0,066 | 1,25E-04 |
| AE | -0,135 | -0,003 |
| AF | 1,380 | 0,016 |
| AG | 0,582 | 0,028 |
| BD | -0,283 | -0,004 |

Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

As equações geradas usando os coeficientes de regressão da *ANOVA* foram usadas para minimizar C_v e a redução no C_v partindo do método de otimização *GRG* não linear. Como nem todos os casos foram simulados para as 4 condições operacionais, visto que o planejamento é fatorial, os parâmetros geométricos A, B, C e D e o nível de pressão sonora (E) foram otimizados através do método *GRG* não-linear em cada uma das 4 condições operacionais (C1, C2, C3 e C4). A função objetivo desta otimização foi a equação gerada pelos parâmetros da *ANOVA* na Tabela 19, tanto para o coeficiente de dispersão (C_v) quanto para a sua redução. Os limites inferior e superior da otimização foram os mesmos definidos para as variáveis na Tabela 18. Assim, foram realizadas 8 otimizações no Excel usando este método e em todas elas os

valores ótimos retornados para as variáveis otimizadas são os do Caso 16. Por esse motivo, escolheu-se a geometria do Caso 16 para a construção da unidade experimental.

Os resultados indicaram que o menor C_v e a maior redução no C_v são obtidos com transdutores de 16 mm usando a condição operacional 3 ($v_g = 8,3$ m/s; $G_s = 2,88$ kg/m²·s). Assim, o Caso 16 foi escolhido como a melhor configuração para o sistema de ultrassom. As equações da *ANOVA* foram verificadas para as demais condições operacionais usando os valores das variáveis iguais aos do Caso 16. Os resultados obtidos para C_v e para a redução de C_v , apresentados na Tabela 20, são semelhantes aos obtidos por simulação numérica e indicam uma boa dispersão da fração volumétrica de sólidos nas quatro condições operacionais.

Tabela 20 – C_v e redução no C_v preditos por otimização das equações *ANOVA* usando o método *GRG* não linear no Excel para o Caso 16, fixando a velocidade do gás e a vazão mássica de sólidos com os valores prescritos nas condições operacionais 1, 2, 3 e 4.

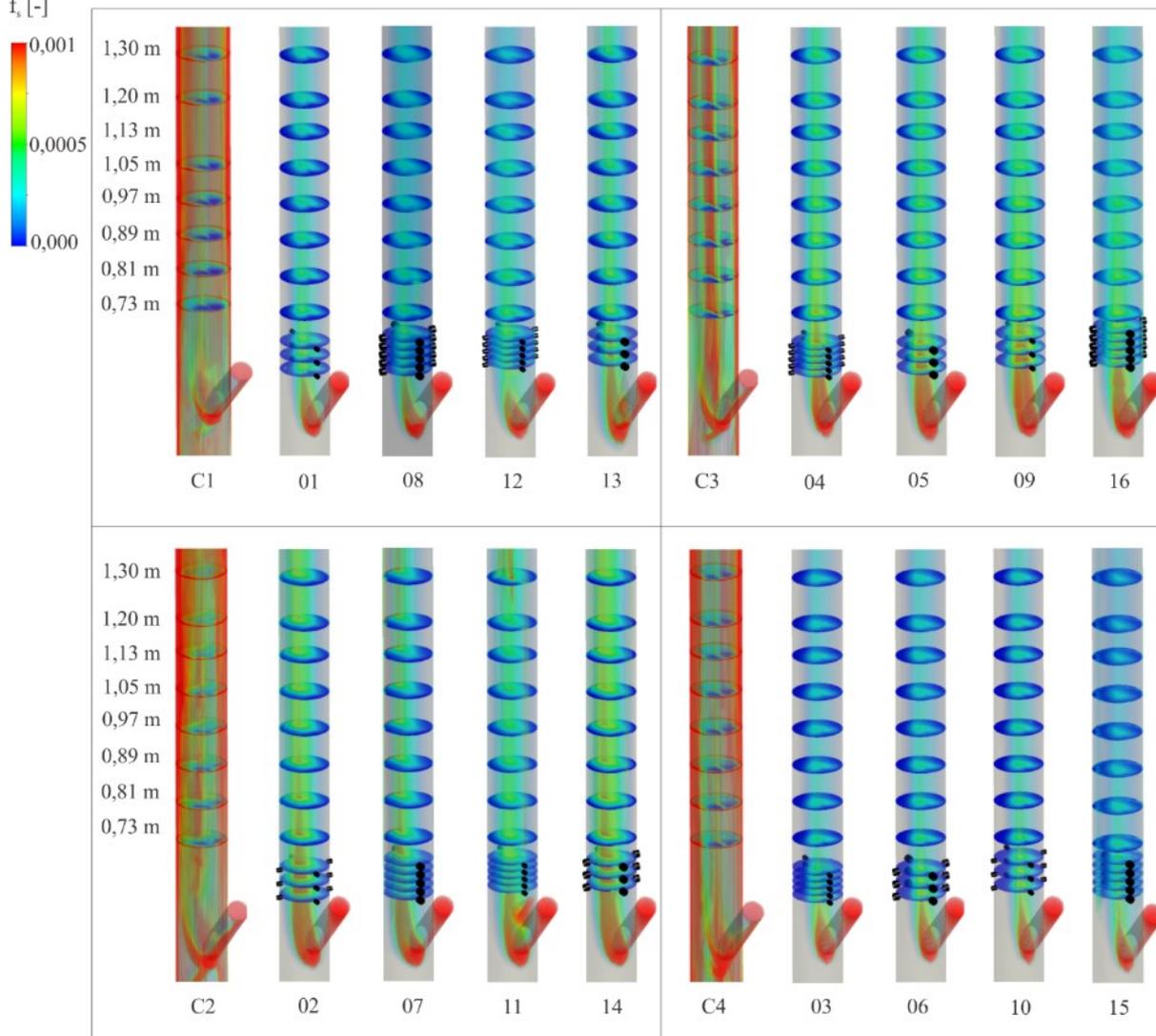
| Condição Operacional | C_v | Redução no C_v (%) |
|----------------------|-------|----------------------|
| 1 | 0,69 | -58,60 |
| 2 | 0,66 | -53,68 |
| 3 | 0,69 | -53,86 |
| 4 | 0,72 | -58,78 |

Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

A fração volumétrica de sólidos dos casos simulados é representada na Figura 38 através de isovolumes e contornos na seção transversal, nas mesmas posições axiais em que o coeficiente de dispersão foi medido. As simulações foram divididas em quatro grupos de acordo com a sua condição operacional, representada pelas variáveis F (velocidade) e G (fração volumétrica de sólidos) do planejamento de experimentos. Nos quatro casos sem ondas acústicas observou-se a formação do perfil *core-annulus*, com maior concentração de partículas na região da parede e retromistura abaixo da região de entrada de sólidos. Todas as configurações com ondas acústicas produziram bons resultados ao redistribuir as partículas sólidas ao longo da seção transversal e reduzir o comportamento core-anular. A energia acústica adicionada ao escoamento reduz a retromistura, pois impede que não haja energia suficiente no escoamento para carregar as partículas até a saída do *riser*. Nestes experimentos, a potência dos transdutores tem maior influência sobre a dispersão de partículas do que a frequência acústica. Embora a força acústica produzida não seja suficiente para levitar partículas, ainda é capaz de causar um deslocamento das partículas sólidas da parede em direção ao centro do *riser*. A força exercida pelo campo acústico sobre as partículas atua em sentido contrário às forças radiais

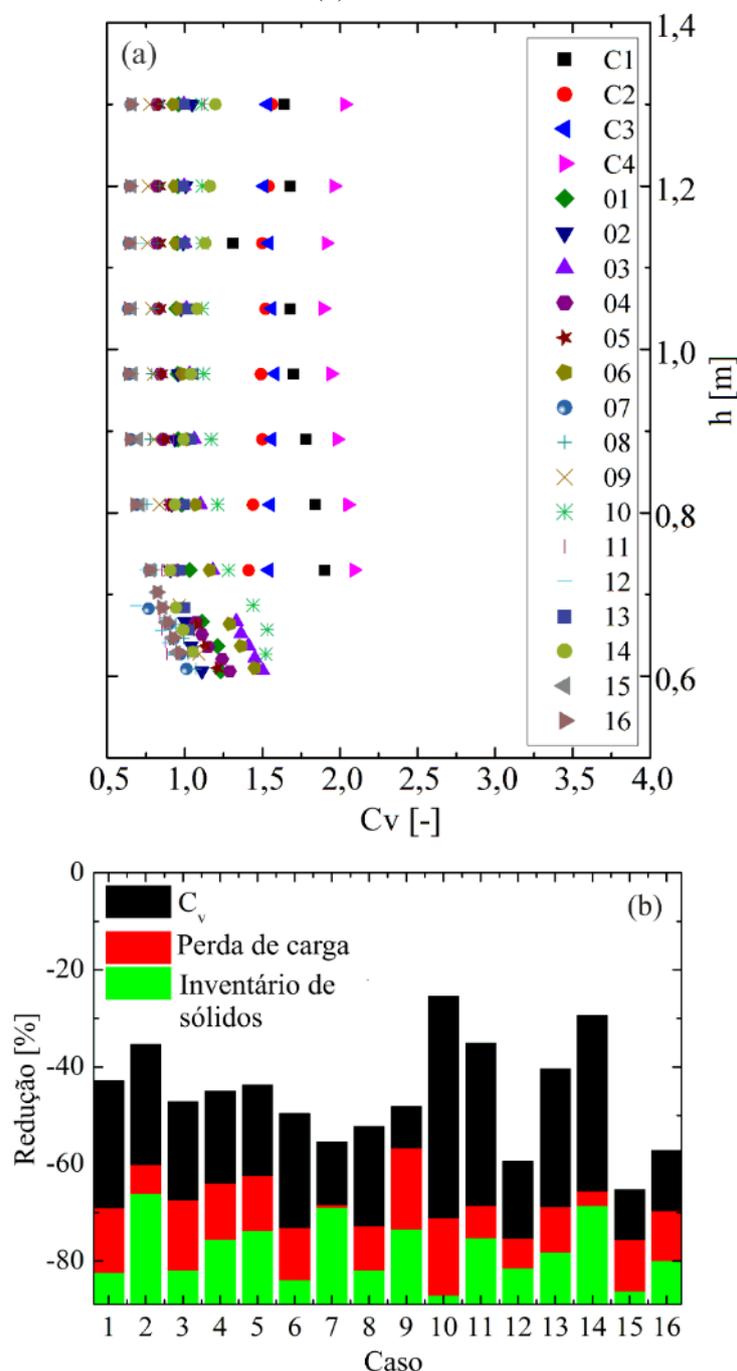
que levam as partículas em direção à parede e os resultados mostram que o seu módulo é suficiente para deslocar estas partículas em direção ao centro.

Figura 38 – Contornos e isovolumes de fração volumétrica de sólidos média obtida durante 5 s de simulação numérica transiente (em C1, C2, C3 e C4 não se aplicou ultrassom).



Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

Figura 39 – Coeficiente de dispersão da fração volumétrica de sólidos na seção transversal (a); redução no coeficiente de dispersão (C_v), na perda de carga e no inventário de sólidos em relação aos casos sem ondas acústicas (b).



Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

O coeficiente de dispersão da fração volumétrica de sólidos é apresentado na Figura 39-a em diferentes alturas. As posições axiais correspondem às posições centrais dos transdutores e às posições superiores entre 0,73 m e 1,30 m. Apenas as seções transversais das posições acima de 0,73 m foram usadas para calcular o coeficiente de dispersão. Verificou-se

que, para os casos com ondas acústicas, o coeficiente de dispersão diminui na região dos transdutores e mantém-se aproximadamente constante acima. Em alguns casos há um aumento, indicando que a dispersão de sólidos para estas configurações volta a piorar. Nos casos sem ondas acústicas o coeficiente de dispersão na região de entrada é alto e se mantém assim ao longo do *riser*. A redução no coeficiente de dispersão varia de 25 % a 65 %, de acordo com a Figura 39 e a Tabela 18, enquanto a perda de carga diminui entre 56 % e 75 %. O inventário de sólidos tem uma redução de 66 % a 87 %.

6.1.4 Análise numérica do arranjo escolhido

Considerando os resultados obtidos do planejamento de experimentos, mais de uma configuração geométrica pode ser usada para melhorar a distribuição de partículas no *riser* de *CFB*. A otimização do modelo obtido usando os coeficientes *ANOVA* foi feita para verificar em quais configurações geométricas a distribuição de sólidos é satisfatória nas 4 condições operacionais estudadas. Os resultados obtidos usando o método *GRG* não linear, apresentados na Tabela 20, permitem escolher a geometria do Caso 16. A redução no coeficiente de dispersão predita para as 4 condições operacionais foi similar usando os parâmetros geométricos do Caso 16.

Na Figura 40, a velocidade e a fração volumétrica de sólidos do Caso 16 são comparadas com a respectiva condição operacional sem ondas acústicas. A Figura 40-a mostra o perfil de velocidade da fase sólida com ondas acústicas em diferentes posições axiais para o plano $-xz$, como indicado na legenda. Nas posições inferiores, a velocidade da fase sólida é menor no centro porque as partículas estão concentradas nesta região, como mostrado na Figura 40-c. Com o aumento da altura, o perfil de velocidade é suavizado e a fração volumétrica de sólidos aumenta na parede. Embora haja uma pequena concentração de partículas na parede nas posições axiais superiores, o coeficiente de dispersão de sólidos nestas regiões se mantém baixo, como mostrado anteriormente. Os perfis de velocidade e fração volumétrica de sólidos no eixo $-yz$ são mostrados na Figura 40-e e na Figura 40-f, respectivamente. A velocidade é menor próximo à entrada de sólidos devido ao efeito da inclinação desta entrada. A região oposta é mais diluída e com maior velocidade. O perfil anisotrópico é suavizado ao longo da

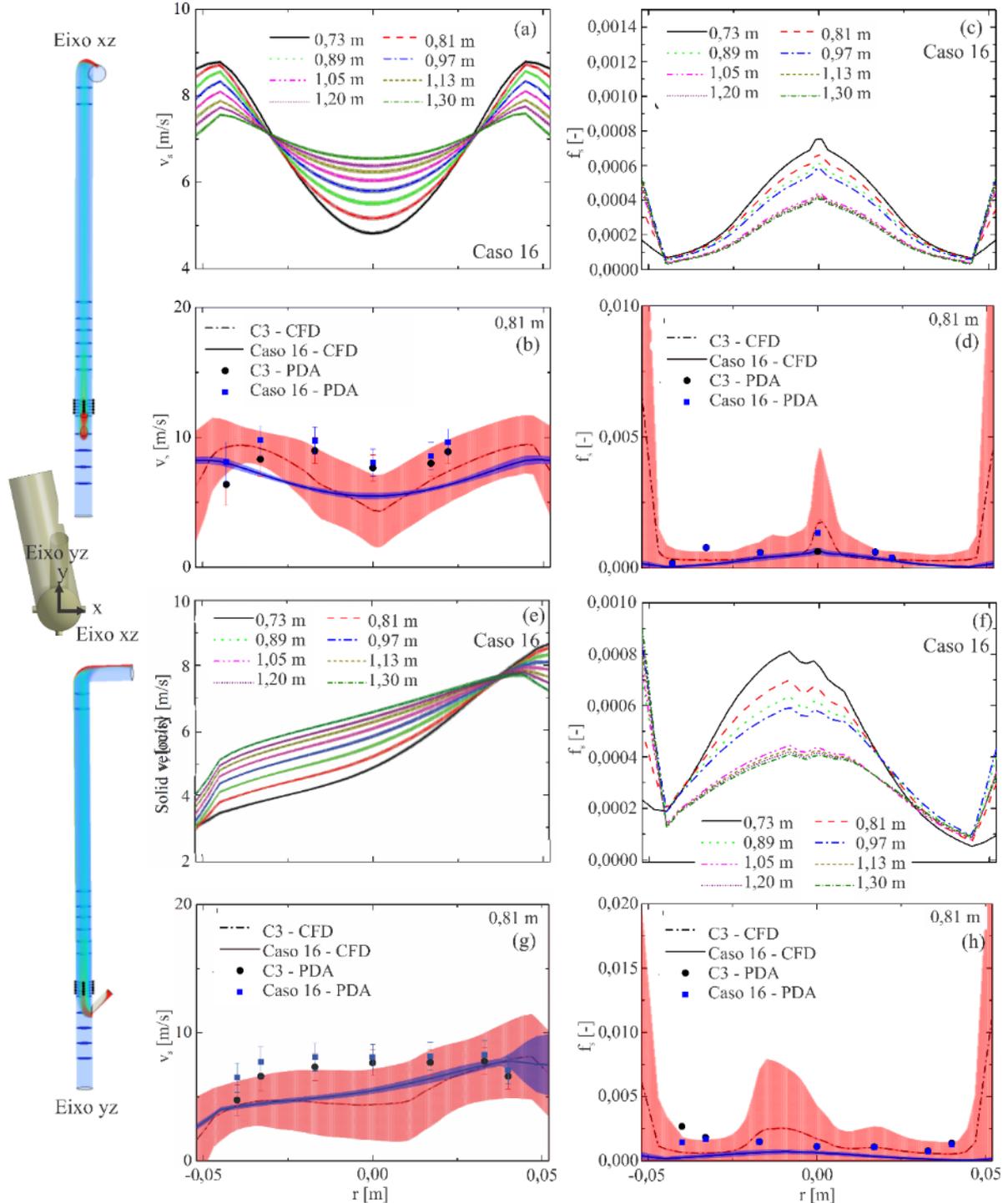
altura do *riser* e a concentração de partículas aumenta perto da parede, porém o coeficiente de dispersão de sólidos permanece baixo.

O modelo Euleriano foi validado usando dados experimentais adquiridos no *riser* de *CFB* descrito na Seção 5.2.6, usando a técnica *PDA*. As medições de velocidade, concentração e diâmetro de partículas foram realizadas nas posições de 0,65 m e 0,81 m acima da base do *riser*.

A Figura 40-b e a Figura 40-d mostram a validação dos perfis de velocidade e fração volumétrica de sólidos no eixo $-xz$ e a sua comparação com os perfis com ondas acústicas. As barras de erro são os valores de RMS para as variáveis. Os resultados experimentais mostram uma boa concordância com as simulações no caso C3, sem ondas acústicas. No Caso 16, os perfis de velocidade e fração volumétrica das simulações seguem o mesmo comportamento dos dados experimentais, mas há uma diferença entre os valores medidos. No caso C3, a concentração de sólidos próximo à parede produz o perfil *core-annulus*, que não foi observado experimentalmente devido à dificuldade de detecção de partículas próximo à parede do duto com a técnica *PDA*. No entanto, os pontos experimentais obtidos situam-se dentro da margem de flutuação dos perfis numéricos. O perfil simulado de fração volumétrica de sólidos no Caso 16, com ondas acústicas, reproduz o comportamento observado experimentalmente com uma diferença baixa entre os valores simulados e medidos.

A Figura 40-g e a Figura 40-h mostram a validação dos perfis de velocidade e fração volumétrica de sólidos no plano central do eixo $-yz$. A velocidade é menor próximo à parede devido à formação do perfil *core-annulus*. A concentração de partículas na parede oposta à entrada de sólidos foi capturada pelas simulações, mas não foi detectada experimentalmente devido às limitações do *PDA*. A comparação dos perfis simulados do Caso 16 e da condição operacional 3 mostram que a velocidade da fase sólida aumenta no centro e na parede devido às ondas acústicas. O perfil de velocidade no eixo $-yz$ se mantém anisotrópico, porém a sua velocidade aumenta na região da parede. Conseqüentemente, a fração volumétrica de sólidos diminui na parede e apresenta menor flutuação. A fração volumétrica de sólidos no plano $-yz$ diminui próximo à parede e o perfil de velocidade é suavizado sob a influência de ondas acústicas. Esta diferença não foi capturada adequadamente nos perfis de velocidade, mas a fração volumétrica de sólidos mostra uma diminuição da concentração de partículas próximo à parede com o uso de ondas acústicas. Os perfis de fração volumétrica de sólidos obtidos por simulações apresentam boa concordância com os dados experimentais.

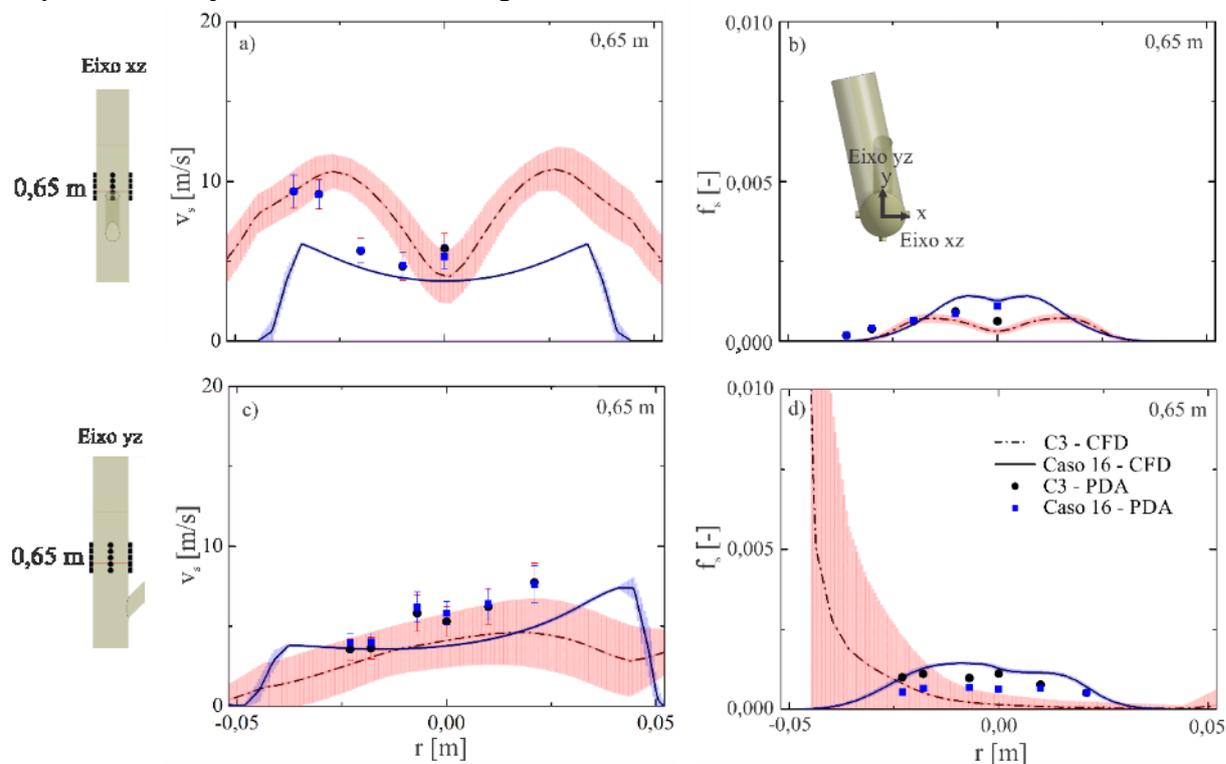
Figura 40 – Perfis de velocidade e fração volumétrica de sólidos para o Caso 16 nos eixos simétrico (a, c) e assimétrico (e, f) e comparação com dados experimentais com (Caso 16) e sem (C3) ondas acústicas nos eixos xz (b, d) e yz (g, h) do riser. *CFD* são os valores numéricos e *PDA* os pontos experimentais; as sombras representam o valor RMS das variáveis; $v_g = 8,3$ m/s e $G_s = 2,88$ kg/m²s.



Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

O escoamento gás-sólido sob a influência de ondas acústicas foi validado também na região dos transdutores. A Figura 41 mostra a validação dos perfis de velocidade e fração volumétrica de sólidos a 0,65 m de altura, que é a posição situada na metade da altura do conjunto de transdutores do Caso 16. A velocidade da fase sólida no plano $-xz$ é representada na Figura 41-a e a velocidade no plano $-yz$ é representada na Figura 41-c. No plano $-xz$, uma redução na velocidade dos sólidos é observada no centro do duto com ondas acústicas. Os perfis são similares e o seu comportamento segue a tendência observada nas simulações. A fração volumétrica de sólidos é representada no plano $-xz$, na Figura 41-b, e no plano $-yz$, na Figura 41-d. Uma boa concordância das simulações com os dados experimentais pode ser vista no plano $-xz$ e os perfis numéricos no plano $-yz$ seguem a mesma tendência das simulações. A diferença entre os dados numéricos e experimentais pode ser atribuída ao passo de tempo usado nas simulações, de 10^{-4} s, e à incerteza nas medições experimentais. Um passo de tempo maior foi adotado porque as simulações numéricas do escoamento gás-sólido para capturar o comportamento completo do campo acústico, de $1,25 \times 10^{-6}$ s, são inviáveis devido ao alto custo computacional. O modelo de jato turbulento análogo à correnteza acústica que foi adotado é uma alternativa proposta na literatura que já foi aplicada por outros autores (SAJJADI; RAMAN; IBRAHIM, 2015; TRUJILLO; KNOERZER, 2011).

Figura 41 – Validação dos perfis de velocidade (a, c) e fração volumétrica de sólidos (b, e) para o Caso 16, com ondas acústicas, e a condição operacional C3, sem ondas acústicas nos eixos xz e yz do riser. As sombras representam o valor RMS das variáveis; *CFD* são os valores numéricos e *PDA*, os valores experimentais; $v_g = 8,3$ m/s e $G_s = 2,88$ kg/m²s.



Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

A comparação quantitativa entre os dados numéricos e experimentais da Figura 40 e da Figura 41 a 0,65 m e 0,81 m de altura foram comparados quantitativamente usando o coeficiente de correlação de Pearson (r^2) e o erro médio quadrático (*EMQ*), resultando na Tabela 21. Os valores resultantes são relativos a todos os pontos nos eixos xz e yz respectivos, onde se compara os valores experimentais (*PDA*) com os numéricos (*CFD*). O erro médio quadrático da velocidade e da fração volumétrica de sólidos foi baixo em todas as regiões analisadas, apresentando sempre valores muito menores que a média das variáveis, com exceção dos perfis sem ultrassom a 0,81 m de altura que apresentam erro menor porém próximo à média. O coeficiente de correlação de Pearson mostra correlação média nos perfis a 0,65 m de altura, sendo que a correlação entre dados experimentais e numéricos nesta região é maior com ultrassom. Nas outras regiões analisadas, no entanto, a correlação é fraca e mostra a necessidade de ajuste do modelo matemático para melhorar a sua validação com dados experimentais.

Tabela 21 – Comparação estatística entre os valores numéricos (*CFD*) e experimentais (*PDA*) dos dados de fração volumétrica e velocidade da fase sólida com e sem ondas acústicas com e sem ultrassom usando o erro médio quadrático (*EMQ*) e o coeficiente de correlação de Pearson (r^2).

| yz | xz | v_s [m/s] (h = 0,65 m) | | | | f_s [-] (h = 0,65 m) | | | |
|------------|--------|--------------------------|------------|---------------|------------|------------------------|------------|---------------|------------|
| | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | |
| | | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> |
| 0 | 0 | 5,81 | 4,10 | 5,28 | 3,77 | 6,25E-04 | 1,45E-04 | 1,11E-03 | 1,27E-03 |
| -0,01 | 0 | 4,69 | 6,90 | 4,74 | 3,96 | 9,25E-04 | 8,88E-05 | 8,64E-04 | 1,35E-03 |
| -0,02 | 0 | 5,65 | 9,92 | 5,67 | 4,61 | 6,35E-04 | 2,20E-04 | 6,60E-04 | 5,28E-04 |
| -0,03 | 0 | 9,21 | 10,38 | 9,18 | 5,66 | 3,89E-04 | 2,60E-04 | 4,15E-04 | 8,34E-05 |
| -0,036 | 0 | 9,37 | 9,41 | 9,38 | 5,05 | 1,84E-04 | 2,47E-04 | 1,89E-04 | 1,07E-05 |
| 0 | 0,01 | 5,28 | 4,49 | 5,81 | 4,17 | 1,11E-03 | 8,61E-05 | 6,25E-04 | 1,14E-03 |
| 0 | 0,021 | 6,21 | 4,55 | 6,41 | 4,97 | 7,63E-04 | 4,81E-05 | 6,61E-04 | 6,83E-04 |
| 0 | -0,007 | 7,73 | 3,78 | 7,62 | 3,62 | 5,02E-04 | 2,17E-04 | 5,17E-04 | 1,43E-03 |
| 0 | -0,018 | 5,80 | 3,05 | 6,18 | 3,57 | 9,75E-04 | 5,21E-04 | 6,72E-04 | 1,28E-03 |
| 0 | -0,023 | 3,62 | 2,63 | 3,98 | 3,60 | 1,10E-03 | 7,83E-04 | 6,52E-04 | 1,01E-03 |
| r^2 | | 0,58 | | 0,68 | | 0,29 | | 0,69 | |
| <i>EMQ</i> | | 5,50 | | 6,29 | | 3,06E-07 | | 2,02E-07 | |
| yz | xz | v_s [m/s] (h = 0,80 m) | | | | f_s [-] (h = 0,80 m) | | | |
| | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | |
| | | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> |
| 0 | 0 | 7,64 | 4,38 | 8,07 | 5,48 | 1,11E-03 | 1,69E-03 | 1,13E-03 | 6,27E-04 |
| 0,017 | 0 | 7,83 | 4,57 | 1,17 | 4,90 | 1,07E-03 | 1,02E-03 | 1,06E-03 | 3,40E-04 |
| 0,033 | 0 | 6,03 | 4,68 | 1,14 | 4,46 | 7,65E-04 | 5,79E-04 | 7,19E-04 | 1,22E-04 |
| 0,04 | 0 | 4,32 | 4,32 | 1,05 | 4,22 | 1,37E-03 | 5,22E-04 | 1,27E-03 | 7,16E-05 |
| -0,017 | 0 | 7,86 | 5,64 | 1,02 | 6,42 | 1,48E-03 | 2,25E-03 | 1,48E-03 | 6,35E-04 |
| -0,033 | 0 | 7,57 | 7,33 | 0,97 | 7,46 | 1,80E-03 | 5,96E-04 | 1,68E-03 | 3,65E-04 |
| -0,04 | 0 | 6,47 | 7,92 | 0,99 | 7,75 | 2,67E-03 | 6,40E-04 | 1,42E-03 | 2,42E-04 |
| 0 | 0,017 | 8,00 | 6,70 | 8,55 | 6,01 | 6,09E-04 | 3,17E-04 | 6,15E-04 | 3,74E-04 |
| 0 | 0,022 | 8,89 | 7,36 | 9,63 | 6,33 | 3,74E-04 | 3,08E-04 | 3,94E-04 | 2,83E-04 |
| 0 | -0,017 | 8,98 | 6,70 | 9,75 | 5,98 | 5,93E-04 | 4,04E-04 | 5,74E-04 | 3,76E-04 |
| 0 | -0,033 | 8,31 | 9,15 | 9,80 | 7,19 | 7,74E-04 | 2,95E-04 | 7,66E-04 | 1,23E-04 |
| 0 | -0,043 | 6,37 | 9,24 | 8,08 | 8,02 | 1,90E-04 | 3,47E-04 | 1,68E-04 | 5,34E-05 |
| r^2 | | 0,29 | | 0,25 | | 0,32 | | 0,41 | |
| <i>EMQ</i> | | 4,02 | | 16,42 | | 6,36E-07 | | 5,79E-07 | |

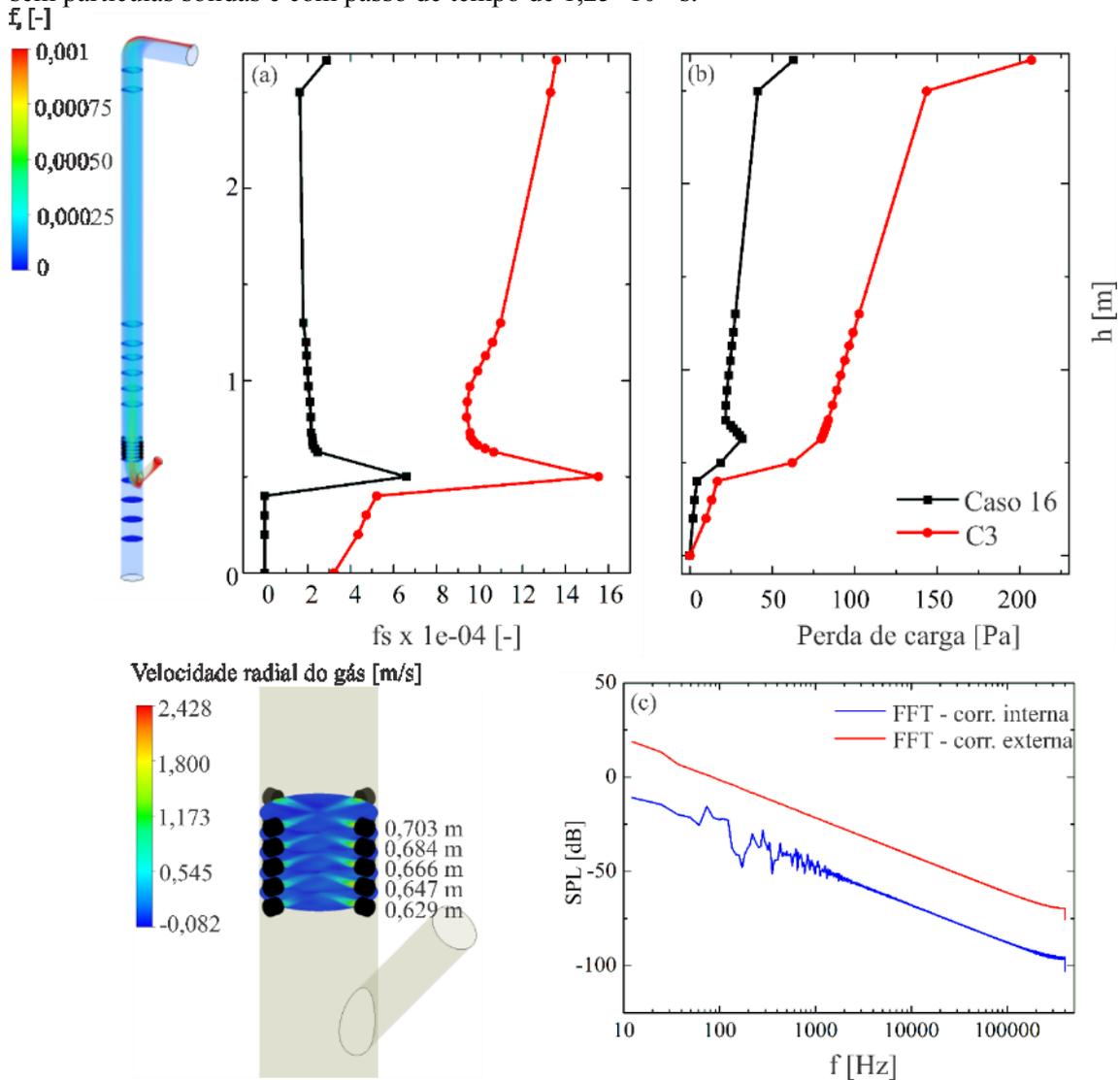
Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 42-a mostra a fração volumétrica média de sólidos nas seções transversais destacadas ao longo da altura do *riser*. Em comparação com a condição operacional 3, a concentração de sólidos no Caso 16 diminui sob a influência das ondas acústicas. O pico observado em 0,5 m de altura é causado pela entrada de sólidos com inclinação de 45° para baixo. A concentração de sólidos com ondas acústicas mantém-se aproximadamente constante

em frente aos transdutores e decresce suavemente acima de 1 m de altura. Já na condição operacional 3, sem ondas acústicas, é instável ao longo da altura do *riser*. O aumento na concentração de sólidos e seu alto valor sem ondas acústicas são atribuídos à retromistura e à grande concentração de partículas na região da parede. No escoamento gás-sólido sem ondas acústicas a perda de carga é maior e a energia do escoamento é insuficiente para carregar as partículas sólidas, causando a retromistura. A energia acústica adicionada pelos transdutores de ultrassom supre parte da perda de carga ocasionada pelo próprio escoamento, resultando em uma diminuição no tempo de residência das partículas que pode ser vista pela diminuição no inventário de sólidos. A perda de carga ao longo do riser é representada na Figura 42-b. No caso com ondas acústicas, a perda de carga diminui na região dos transdutores porque a energia acústica é somada à energia do escoamento. Acima dos transdutores, o aumento da perda de carga com a altura é muito menor com a ação das ondas acústicas.

Para capturar o efeito de ondas acústicas com frequência de 40 kHz, o Caso 16 foi simulado usando um passo de tempo de $1,25 \times 10^{-6}$ s, que atende ao critério de Nyquist. Após a estabilização do escoamento foram computados 0,15 s de média transiente, o que é suficiente para obter 60.000 ciclos completos de onda acústica. Os contornos de velocidade radial ilustrados na Figura 42 mostram valores maiores de velocidade radial do ar em frente aos transdutores. O campo de velocidade foi obtido considerando o escoamento gás-sólido sob influência de ondas acústicas. A Figura 42-c mostra a transformada rápida de Fourier (FFT) da pressão dinâmica média da fase gasosa medida nas faces dos 20 transdutores. O espectro de frequência retorna à frequência de 40 kHz aplicada ao escoamento e uma frequência de fundo em torno de 200 kHz na frente dos transdutores (correnteza interna). A mesma frequência pode ser observada no centro do *riser* e está relacionada à correnteza externa.

Figura 42 – Comportamento da fração volumétrica média de sólidos (a) e da perda de carga no *riser* (b) em relação à altura com escoamento gás-sólido e passo de tempo de 1×10^{-4} s; contornos de velocidade radial da fase gasosa e transformada rápida de Fourier (FFT) dos sinais de pressão em frente aos transdutores (correnteza interna) e no centro do *riser* (correnteza externa) com fluxo de ar estagnado, sem partículas sólidas e com passo de tempo de $1,25 \times 10^{-6}$ s.



Fonte: adaptado de Rossbach et al. (2020).

6.2 EXPERIMENTAÇÃO FÍSICA USANDO A CONFIGURAÇÃO ESCOLHIDA

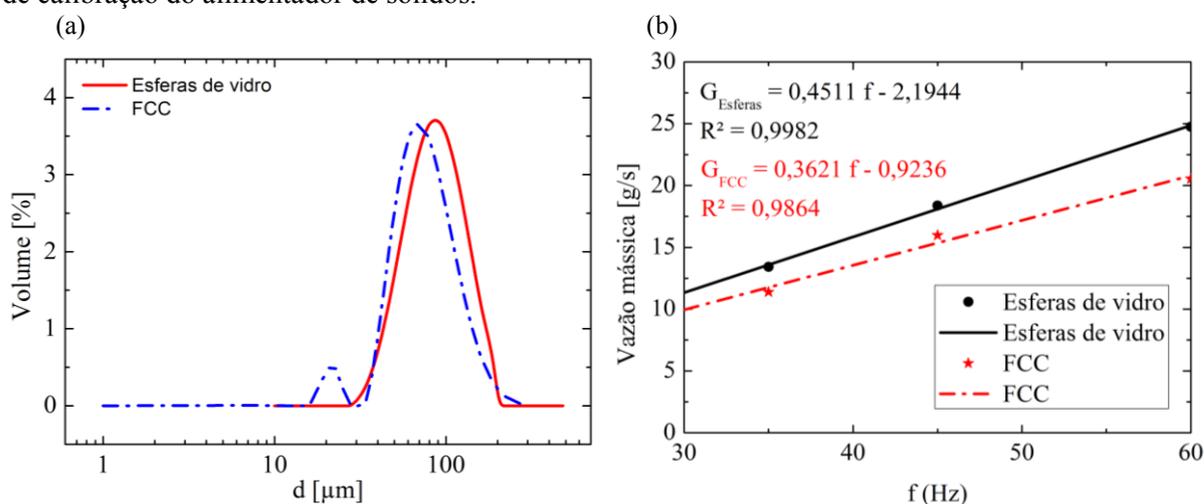
Após a calibração da unidade experimental foram realizados experimentos utilizando os planejamentos propostos no Capítulo 5.1.

6.2.1 Caracterização das partículas sólidas e calibração da UE-LCA

Os experimentos físicos foram realizados na UE-LCA utilizando esferas de vidro e catalisador de *FCC*, cuja distribuição de diâmetros está representada na Figura 43-a. Tanto as esferas de vidro quanto o catalisador de *FCC* apresentam uma distribuição normal estreita, porém a distribuição de diâmetros do catalisador de *FCC* tem distribuição binodal. Isto ocorre porque as esferas de vidro foram peneiradas e a amostra foi recolhida entre as peneiras com *mesh* entre 170 e 270, enquanto que o catalisador de *FCC* não foi peneirado.

O alimentador de sólidos da UE-LCA foi calibrado para se obter uma curva de vazão em função da frequência do inversor que é alimentada no sistema de controle de vazão. A Figura 43-b mostra a curva de calibração obtida para esferas de vidro e *FCC* com as propriedades descritas anteriormente. As medições foram tomadas em triplicata e a relação obtida pelo ajuste linear dos dados possibilitou definir as vazões de operação dos experimentos posteriores. Esta curva de calibração foi usada para se calcular que frequência de rotação deve ser aplicada à válvula alimentadora para que se obtenha a vazão mássica de sólidos desejada.

Figura 43 – (a) Análise de distribuição de diâmetros realizada no Malvern Mastersizer 2000; (b) curva de calibração do alimentador de sólidos.



Fonte: produzida pela autora (2020)

O diâmetro de Sauter (D_{32}) e a massa específica das partículas são apresentados na Tabela 22. A massa específica foi obtida através do método do picnômetro. Com estes dados foi possível classificar as partículas sólidas utilizadas no diagrama de Geldart, como ilustrado na Figura 44. O catalisador de *FCC* pertence ao Grupo A e as esferas de vidro localizam-se na

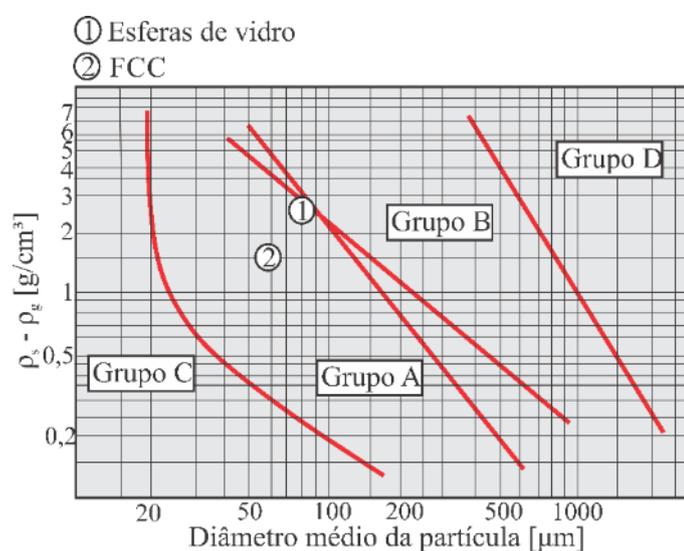
região limítrofe entre os Grupos A e B de Geldart. Embora as esferas de vidro sejam normalmente classificadas na literatura como pertencendo ao Grupo B, a amostra utilizada neste estudo apresentou comportamento próximo ao Grupo A por causa do peneiramento, que diminuiu o seu diâmetro médio.

Tabela 22 – Diâmetro de Sauter e massa específica das partículas utilizadas.

| | FCC | Esferas de Vidro |
|----------------------------|------|------------------|
| D_{32} (μm) | 58,6 | 79,9 |
| ρ (kg/m^3) | 1500 | 2450 |

Fonte: produzido pela autora (2020).

Figura 44 – Classificação das esferas de vidro e do catalisador de FCC de acordo com o diagrama de Geldart.



Fonte: adaptado de Geldart (1973).

A velocidade de entrada do ar alimentado pelo exaustor no *riser* da UE-LCA foi calibrada utilizando um tubo de Pitot ligado a uma coluna de água em U. A velocidade (m/s) do ar foi obtida através da equação de Pitot (Equação (141)):

$$v_{\text{ar}} = C_f \sqrt{2g \frac{h}{1000} \left(\frac{\rho_{\text{água}} - \rho_{\text{ar}}}{\rho_{\text{ar}}} \right)}. \quad (141)$$

onde:

$C_f = 1,0015$ (constante de Pitot)

$g = 9,80665 \text{ m/s}^2$

$\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 997 \text{ kg/m}^3$

A altura h é o deslocamento da coluna de água medido no tubo em U e a massa específica do ar foi calculada a partir da equação do gás ideal (Equação (142)):

$$\rho_{\text{ar}} = \frac{p}{R_i T}, \quad (142)$$

onde a pressão atmosférica p é igual a 1015 hPa e R_i é a constante específica do ar como gás ideal igual a 0,287 kJ/(kg·K). Para o ar ambiente a 19 °C foram obtidas as alturas de coluna de água e calculadas as velocidades correspondentes, conforme a Tabela 23. Sabendo-se que o diâmetro do duto onde está inserido o Pitot é de 98 mm e o diâmetro do *riser* é de 104 mm, a velocidade v_g na entrada do *riser* foi obtida pela Equação (143):

$$v_{\text{ar}} = v_{\text{Pitot}} \cdot \frac{98}{104}. \quad (143)$$

Tabela 23 – Calibração da velocidade do ar na base da UE-LCA

| h (mmca) | v_g (m/s) |
|------------|-------------|
| 2,2 | 5,8 |
| 4,2 | 8,3 |

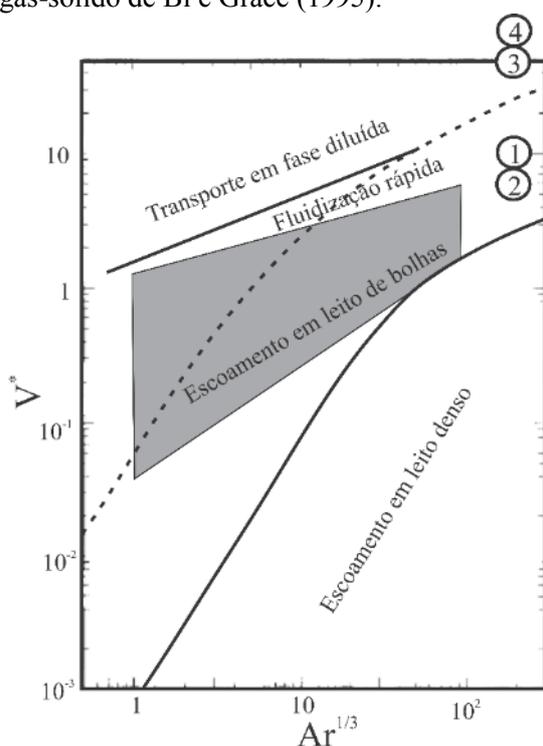
Fonte: produzido pela autora (2020).

6.2.2 Experimentos com esferas de vidro

A partir das medições feitas com a técnica de *PDA*, foram interpolados contornos das propriedades das partículas a partir dos mapas de pontos ilustrados na Figura 31. As quatro condições operacionais estudadas foram identificadas na Tabela 9 e estão posicionadas no diagrama de fluidização de Bi e Grace (1995) ilustrado na Figura 45. O cálculo dos parâmetros V^* e Ar é feito através das Equações (2) e (3) (página 44). As condições operacionais 1 e 2 são classificadas como fluidização rápida e as condições 3 e 4 como transporte em fase diluída. De acordo com Bi e Grace (1995), um regime de fluidização rápida é caracterizado por uma maior concentração de partículas na base e uma região de topo diluída. Já o regime de transporte em fase diluída pode ou não exibir um perfil core-anular. Pela sua localização no diagrama, as condições 3 e 4 pertencem ao regime de transporte homogêneo em fase diluída. No entanto,

devido às condições experimentais, o perfil *core-annulus* foi observado nestas condições. Os autores do diagrama indicam que o transporte homogêneo em fase diluída pode apresentar gradientes laterais e axiais de fração volumétrica pouco evidentes.

Figura 45 – Localização das condições operacionais adotadas no diagrama de regimes de fluidização gás-sólido de Bi e Grace (1995).

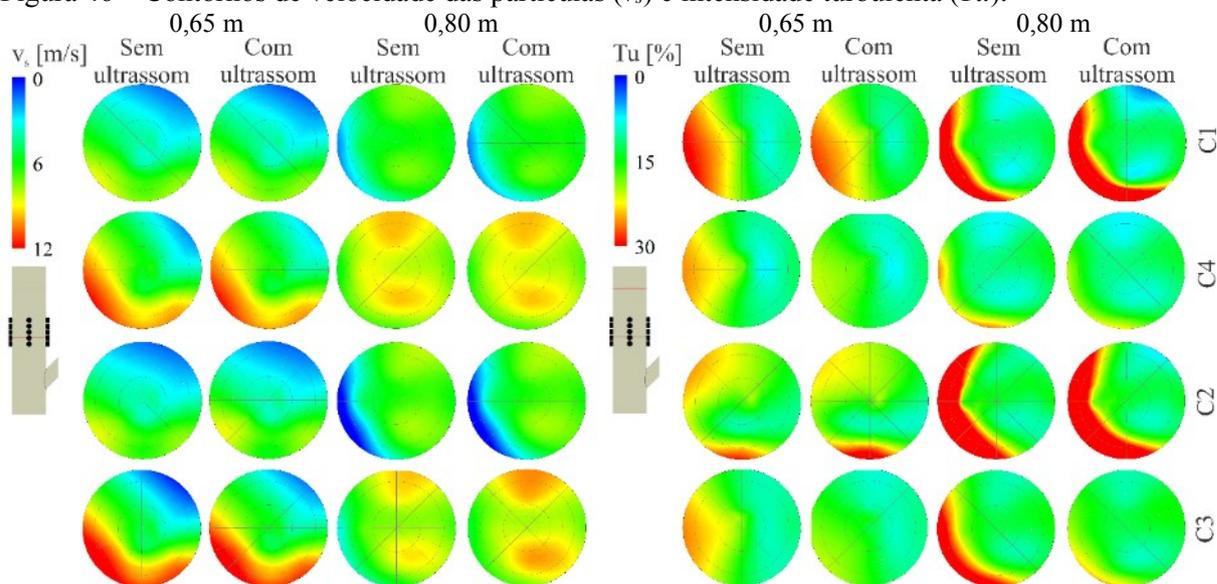


Fonte: adaptado de Bi e Grace (1995).

A Figura 46 ilustra os contornos de velocidade e intensidade turbulenta das esferas de vidro para as 4 condições operacionais com e sem ultrassom. Em geral, as variações de velocidade são pouco perceptíveis. Na condição operacional 3, há um aumento mais visível de velocidade sob influência do ultrassom na posição axial de 0,80 m. A intensidade turbulenta pode ser relacionada à temperatura granular das partículas. Na posição axial de 0,65 m há uma diminuição da turbulência na parede com o uso do ultrassom para as condições operacionais 1, 3 e 4. Somente na condição 2 há um aumento da intensidade turbulenta na parede. A 0,80 m de altura, acima dos transdutores, a intensidade turbulenta diminui com o uso de ultrassom nas condições operacionais 3 e 4. Nas condições 1 e 2 a intensidade turbulenta permanece maior na parede. Pode-se associar este comportamento à concentração de partículas na parede. Quando as partículas são retiradas da parede, a turbulência devida à presença destas diminui porque o efeito de barreira causado também diminui, deixando uma maior área livre para o escoamento

da fase gasosa. Nas condições 1 e 2, a menor velocidade e a maior turbulência nas paredes podem estar associadas à formação de clusters de partículas nestas regiões.

Figura 46 – Contornos de velocidade das partículas (v_s) e intensidade turbulenta (Tu).

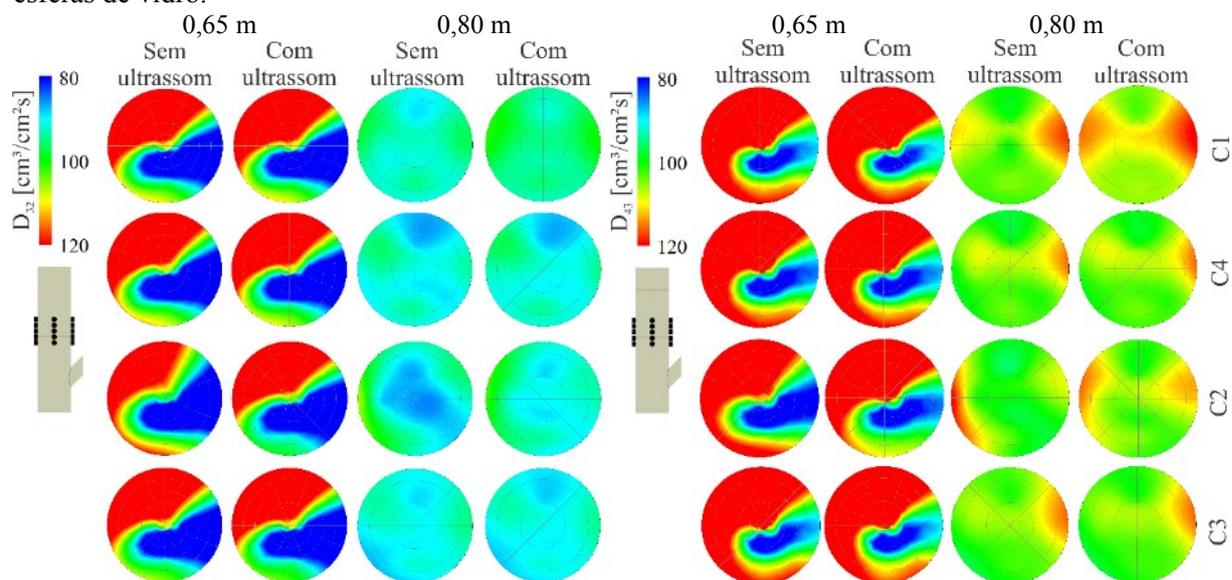


Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 47 mostra os contornos interpolados a partir do diâmetro médio das partículas medido em cada ponto mapeado. O diâmetro de Sauter relaciona a área superficial e o volume das partículas e é adequado para análises que envolvem fenômenos de superfície, como as reações catalíticas. O diâmetro de De Brouckère está relacionado às forças que agem sobre a partícula e ajuda a compreender a atuação da força de radiação acústica sobre as esferas de vidro. Na posição axial de 0,65 m não há variação significativa do diâmetro médio de Sauter sob influência do ultrassom. Por outro lado, há uma diminuição do diâmetro médio de De Brouckère das partículas na parede nas condições 2 e 3. Nas demais condições operacionais esta variação não é significativa. Na posição axial de 0,80 m há um aumento significativo do diâmetro médio de Sauter das partículas na parede com o uso de ultrassom para as condições 1 e 2. Considerando o diâmetro médio de De Brouckère, não há variação significativa para as condições 3 e 4 nesta posição. Na condição 1 há um aumento nas paredes paralela e oposta à entrada de sólidos e em 2 o diâmetro das partículas diminui na parede oposta à entrada de sólidos, mas aumenta na direção oposta e no centro. A formação de clusters de partículas em *risers* de *CFB* é associada a partículas de diâmetros maiores (CAHYADI et al., 2017). Logo,

nos casos em que há um aumento no diâmetro médio das partículas na parede ocorre a formação ou aumento do perfil *core-annulus*. Apesar de haver um aumento na formação de *clusters* nas condições 1 e 2 a 0,80 m de altura, a modificação do diâmetro médio de De Brouckère na parede para estas condições mostra que houve atuação da força de radiação acústica sobre as partículas maiores.

Figura 47 – Contornos de diâmetro médio de Sauter (D_{32}) e diâmetro médio de De Brouckère (D_{43}) das esferas de vidro.

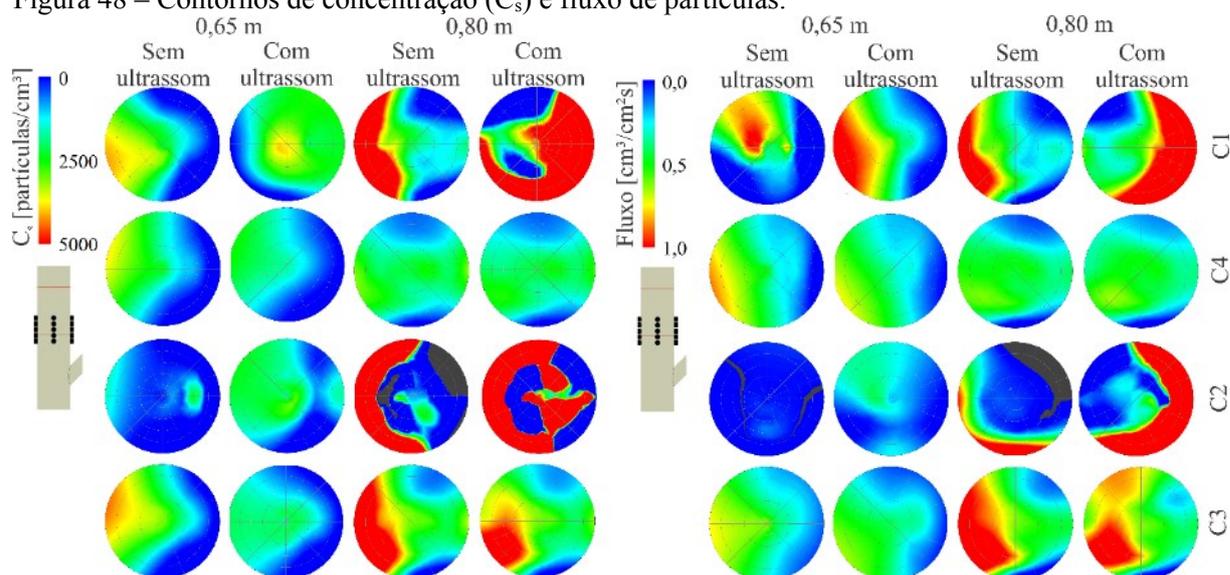


Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 48 mostra os contornos de concentração e fluxo de partículas. A concentração é o número médio de partículas que passam pelo volume de medição durante 30 s, que foi o tempo de medição fixado em cada ponto. Já o fluxo é o volume médio de partículas, em cm^3 , que passa pela área de seção transversal do volume de medição a cada segundo. Na altura de medição de 0,65 m a concentração torna-se visualmente mais homogênea em todas as condições operacionais com o uso de ultrassom. Na condição 1, vê-se claramente que as partículas antes concentradas na parede esquerda deslocam-se para o centro do duto sob influência das ondas acústicas. Na condição 2 houve um aumento de concentração de partículas, porém com maior dispersão ao longo da seção transversal. No entanto, a concentração de partículas nesta condição operacional pode não ser tão baixa. Sem ultrassom, as partículas na condição 2 podem estar concentradas muito próximo à parede, motivo pelo qual não foram detectadas nas medições. Nas condições operacionais 3 e 4 há uma diminuição da concentração na parede acompanhada por uma dispersão mais homogênea ao longo da seção transversal. Na altura de

medição de 0,80 m, acima da região acústica, a tendência de dispersão mais homogênea de partículas e a sua menor concentração na parede se manteve para as condições 3 e 4. Já nas condições 1 e 2 verificou-se que o efeito do ultrassom a montante pode ter contribuído para aumentar o tamanho dos *clusters* de partículas e do perfil *core-annulus*. Como nas condições operacionais 1 e 2 a velocidade superficial do escoamento é menor que nas condições 3 e 4, a energia cinética do escoamento não foi suficiente para manter a dispersão no sentido axial. O efeito de espalhamento da onda acústica que incide sobre as partículas, discutido na Seção 2.4.5, pode estar causando uma força acústica secundária tal que leva a condições de separação acústica, ao invés de correnteza acústica. A energia cinética perdida por colisões na região acústica faz com que não haja energia suficiente para dispersar as partículas na região superior, levando à formação de *clusters* que a baixa velocidade superficial do escoamento não é capaz de quebrar.

Figura 48 – Contornos de concentração (C_s) e fluxo de partículas.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

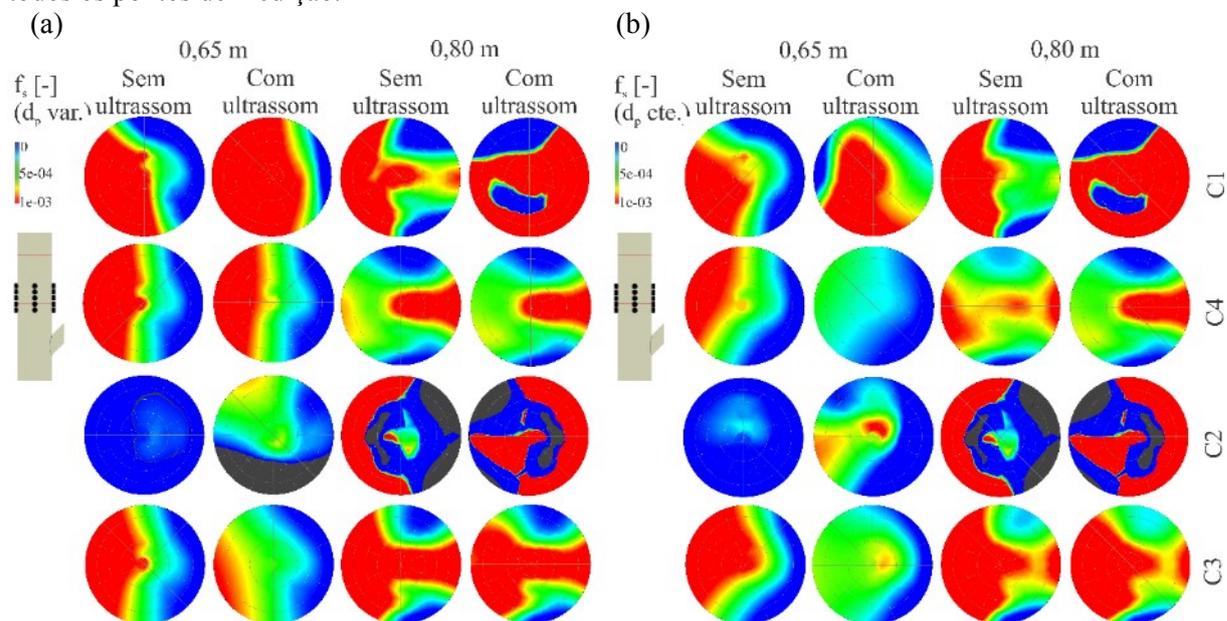
As distribuições de fluxo de partículas na Figura 48 mostram comportamento condizente com as distribuições de concentração. Em geral, o fluxo de partículas é maior nas regiões mais concentradas. Na condição 1, o fluxo de partículas em 0,65 m de altura aumenta, com o uso de ultrassom, na região onde há menor concentração de partículas. O deslocamento das partículas na parede diminui o efeito de barreira nesta região, o que pode ter contribuído

para um aumento de velocidade e de fluxo de partículas. No entanto, o aumento de fluxo é ainda maior em 0,80 m de altura, contribuindo para o aumento dos *clusters* na parede. Nas condições 1 e 2 houve um aumento do fluxo de partículas na parede em 0,80 m de altura, na mesma região onde houve aumento do tamanho dos *clusters*.

Na Figura 49 são apresentados os contornos de fração volumétrica de sólidos na seção transversal calculados de duas formas: a primeira (a) usando o diâmetro de 79,9 μm em todos os pontos e a segunda (b) usando o diâmetro de Sauter médio de cada ponto de medição. Como a população de partículas apresenta uma distribuição Gaussiana, há segregação de tamanhos de partícula, como foi mostrado na Figura 47, onde as partículas maiores concentram-se na parede esquerda do duto. Adotando-se o diâmetro de partícula variável, os contornos de fração volumétrica mostram maior concentração de partículas na parede esquerda, onde se localizam as partículas maiores. Nas condições operacionais 1 e 2, a fração volumétrica de sólidos aumenta sob a influência do ultrassom, tanto no centro como na parede do duto, nas duas alturas de medição (0,65 m e 0,80 m). Nas condições operacionais 3 e 4 a variação da fração volumétrica com e sem ultrassom é menos significativa. Somente na condição 3 percebe-se uma diminuição da fração volumétrica de sólidos na parede a 0,65 m de altura devido à influência do ultrassom.

Se a fração volumétrica de sólidos é calculada considerando que todas as partículas têm o mesmo diâmetro, percebe-se que a sua distribuição nas seções transversais é mais homogênea, pois deixa-se de ter o efeito de segregação de diâmetros de partícula. Esta abordagem é útil na comparação dos dados experimentais com simulações usando a abordagem Euler-Euler. Com esta consideração, a fração volumétrica de sólidos diminui na parede esquerda nas condições 3 e 4 a 0,65 m de altura. Nestas mesmas condições, a variação de fração volumétrica não é significativa na condição 3 e há um aumento no centro do duto na condição 4. Nas condições 1 e 2, a distribuição de partículas a 0,65 m de altura parece mais homogênea, porém a concentração na parede persiste na medição a 0,80 m de altura.

Figura 49 – Contornos de fração volumétrica de sólidos calculados (a) com diâmetro de Sauter médio em cada ponto de medição, medido pelo *PDA*, e (b) com diâmetro médio constante de $79,9 \mu\text{m}$ para todos os pontos de medição.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A partir dos dados de fração volumétrica que geraram a Figura 49, foram calculados os coeficientes de dispersão estatísticos (C_v) indicados na Tabela 24. Como explicado anteriormente, estes coeficientes são dados pela razão entre o desvio-padrão e a média da fração volumétrica nas seções transversais a 0,65 m e 0,80 m acima da base do *riser*. O coeficiente de dispersão representa a covariância da fração volumétrica na seção transversal e a sua diminuição indica uma melhor dispersão. Na tabela, os valores de C_v foram calculados para as medições experimentais com e sem ondas acústicas nas 4 condições operacionais. Os cálculos foram realizados usando o diâmetro de Sauter variável, que é diferente para cada ponto de medição, e o diâmetro de Sauter constante, que é de $79,9 \mu\text{m}$ em todos os pontos. A diferença relativa indica a porcentagem de diminuição ou aumento do coeficiente de dispersão com ondas acústicas em relação ao da mesma condição sem ondas acústicas.

Nas condições operacionais 3 e 4 houve uma melhora de 7 % a 14 % na dispersão na região acústica que se manteve na região superior, já fora da região de influência acústica. Nas condições operacionais 1 e 2, houve uma melhora nas duas condições, com redução significativa na condição 1. No entanto, nas condições 1 e 2 a dispersão de partículas a 0,80 m

de altura com ultrassom é 18,5 % e 28 % pior, respectivamente. Considerando que todas as partículas têm o mesmo diâmetro (d_{32} constante), a dispersão de partículas nas condições 1 e 2 melhora na região dos transdutores e piora na região superior. Este comportamento pode ser devido à segregação de partículas, como discutido anteriormente, sendo que nestas condições há uma concentração de partículas com diâmetro maior na parede.

Tabela 24 – Coeficientes de dispersão experimental da fração volumétrica de sólidos a 0,65 m e 0,80 m de altura calculados com D_{32} médio variável em cada ponto experimental e com D_{32} médio global, com e sem ultrassom, nas condições operacionais do planejamento experimental.

| Condição operacional | h = 0,65 m | | | | h = 0,80 m | | | |
|----------------------|--------------------------|---------------|---------------------------|---------------|--------------------------|---------------|---------------------------|---------------|
| | d ₃₂ variável | | d ₃₂ constante | | d ₃₂ variável | | d ₃₂ constante | |
| | C _v [-] | Dif. Rel. [%] | C _v [-] | Dif. Rel. [%] | C _v [-] | Dif. Rel. [%] | C _v [-] | Dif. Rel. [%] |
| 1 sem ultrassom | 0,722 | | 0,612 | | 0,948 | | 0,946 | |
| 1 com ultrassom | 0,414 | -42,8 | 0,316 | -48,4 | 1,123 | 14,7 | 1,121 | 18,5 |
| 4 sem ultrassom | 0,691 | | 0,601 | | 0,621 | | 0,426 | |
| 4 com ultrassom | 0,640 | -7,4 | 0,557 | -7,3 | 0,561 | -9,5 | 0,385 | -9,6 |
| 2 sem ultrassom | 0,857 | | 0,890 | | 2,867 | | 2,697 | |
| 2 com ultrassom | 0,723 | -15,6 | 0,677 | -23,9 | 3,589 | 25,2 | 3,456 | 28,8 |
| 3 sem ultrassom | 0,664 | | 0,567 | | 0,615 | | 0,583 | |
| 3 com ultrassom | 0,571 | -14,0 | 0,494 | -12,9 | 0,571 | -7,1 | 0,519 | -11,1 |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

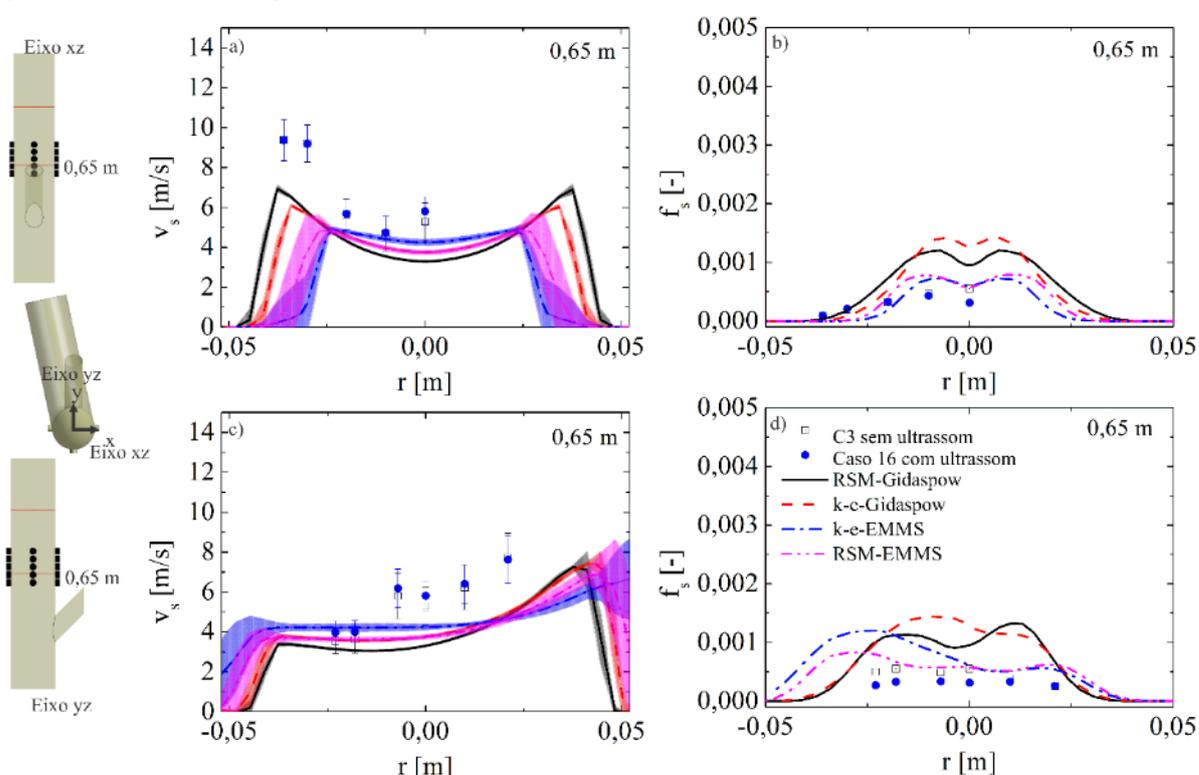
6.3 ESTUDO DE VALIDAÇÃO DA CONFIGURAÇÃO ESCOLHIDA

6.3.1 Comparação entre modelos matemáticos

Os modelos de turbulência mais usados em simulações de escoamentos gás-sólido diluídos são o $k-\varepsilon$ (ROSSBACH et al., 2016b) e o RSM (ROSSBACH et al., 2019). A transferência de quantidade de movimento entre as fases na abordagem Euleriana pode ser representada pelo modelo de Gidaspow (HUILIN; GIDASPOW, 2003) e pelo modelo *EMMS* (YANG et al., 2003). Estes 4 modelos foram usados em simulações da condição operacional 3 e comparados com dados experimentais de velocidade e fração volumétrica da fase sólida, a fim de se verificar a combinação de modelos que melhor descreve o problema estudado. Os resultados são apresentados na Figura 50, onde se verifica que o modelo *EMMS* representa os perfis de fração volumétrica de forma mais fiel que o modelo de Gidaspow. No eixo assimétrico, a melhor aproximação é obtida com a combinação dos modelos *RSM* e *EMMS*. No entanto, o perfil de fração volumétrica no eixo simétrico e os perfis de velocidade nos dois eixos são semelhantes quando se usa o *EMMS* com $k-\varepsilon$ e com *RSM*. Assim, devido ao alto custo

computacional do modelo RSM, é justificável usar a combinação de modelos $k-\varepsilon$ e $EMMS$ nas simulações numéricas. Nas seções seguintes, são apresentados estudos numéricos e de validação usando os modelos $URANS-RSM-KTGF-EMMS$ e $URANS-k-\varepsilon-KTGF-EMMS$. O primeiro modelo foi usado em estudos de validação usando dados experimentais das condições operacionais 3 e 4. Já o segundo modelo foi também validado e usado para realizar estudos numéricos mais extensos a partir de dados experimentais das condições operacionais 1 e 2.

Figura 50 – Validação de modelos matemáticos para velocidade e fração volumétrica da fase sólida na posição axial de 0,65 m ($v_s = 8,3$ m/s, $G_s = 2,88$ kg/m²s), nos eixos xz (a, b) e yz (c, d). Os pontos representam os dados experimentais e as sombras e barras de erro são os valores RMS das variáveis.



Fonte: produzido pela autora (2020).

6.3.2 Determinação da incerteza numérica

O método GCI (*Grid Convergence Index*), proposto por Roache (1994), foi usado para quantificar a incerteza na solução numérica devida à discretização espacial. As equações do modelo GCI são as mesmas usadas na análise anterior e indicadas na Seção 5.2.2. Três simulações idênticas com ondas acústicas de 40 kHz e 10 W foram comparadas usando a geometria do Caso 16 e três malhas de blocos hexaédricos não estruturados com refinamento

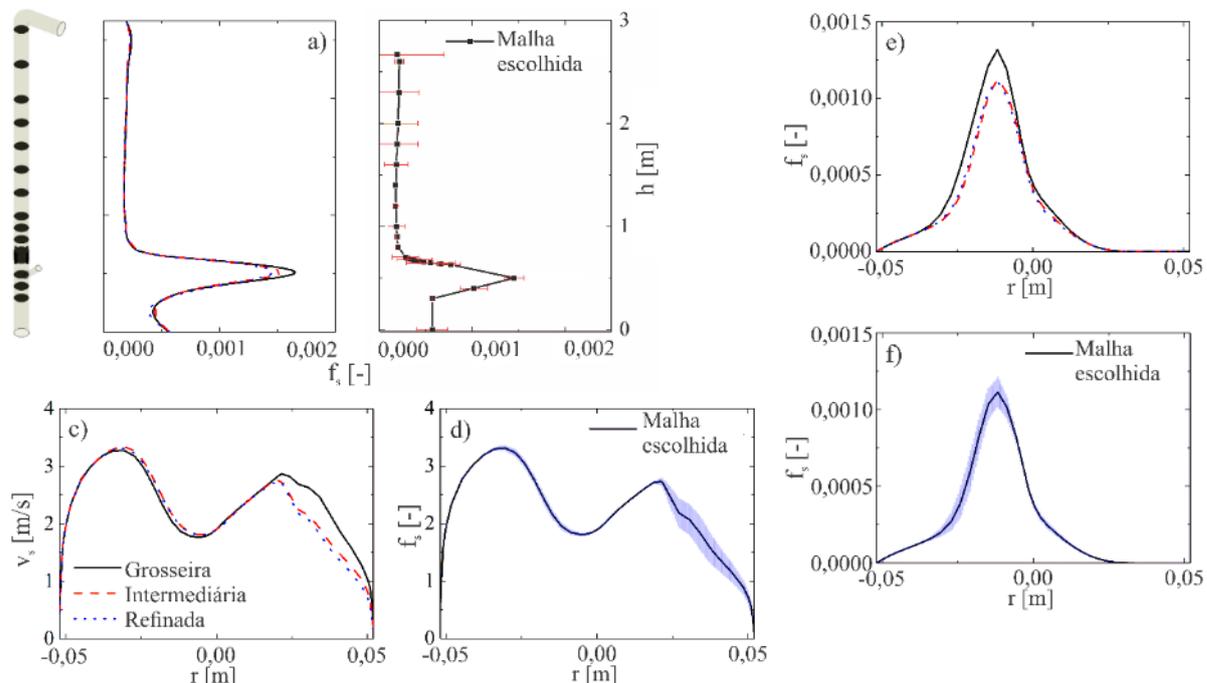
diferente. O modelo *URANS-RSM-KTGF-EMMS* foi usado nas simulações por se aproximar mais dos dados experimentais, conforme mostrado na seção anterior.

A malha grosseira tem 369.500 elementos, a intermediária tem 489.000 elementos e a refinada 525.500 elementos. A razão de refinamento entre as malhas grosseira e intermediária é de 1,10 e entre a malha refinada e a intermediária é de 1,02. A Figura 51-a,c,e apresenta, respectivamente, a comparação dos perfis de fração volumétrica de sólidos na direção axial e dos perfis de velocidade e fração volumétrica de sólidos na direção radial. Os perfis radiais foram medidos a 0,65 m acima da base do *riser*. Os resultados para a malha grosseira são sobrepreditos nos três perfis analisados, enquanto a malha intermediária e a refinada apresentam resultados semelhantes.

A malha refinada foi escolhida para realizar as simulações posteriores, de forma a manter um tamanho de elemento no mínimo três vezes menor que o comprimento de uma onda com frequência de 40 kHz. Os perfis de fração volumétrica de sólidos na direção axial e velocidade e fração volumétrica da fase sólida na direção radial para a malha escolhida são apresentados na Figura 51-b,d,f, onde as sombras e as barras de erro representam os valores de *GCI* em porcentagem multiplicados pelo valor médio da variável em cada ponto.

Os resultados mostram que a flutuação da fração volumétrica de sólidos para a malha escolhida é maior na região de entrada, onde ocorre o impacto do contato inicial entre as fases, e na região de saída, onde a malha é menos refinada. No entanto, na região onde se localizam os transdutores de ultrassom a incerteza quanto à fração volumétrica de sólidos é pequena, dados os baixos valores de *GCI*, e os perfis de fração volumétrica a 0,65 m de altura para a malha escolhida apresentam pouca flutuação. O máximo valor de *GCI* observado foi de 23 % para a velocidade da fase sólida, 20% para a fração volumétrica radial e 51 % para a fração volumétrica axial na região dos transdutores. O valor médio de *GCI* é de 4, 5%, 0,08 % e 34 % para a velocidade, a fração volumétrica radial e a fração volumétrica axial, respectivamente.

Figura 51 – Perfis de fração volumétrica de sólidos para as três malhas com passo de tempo de 1×10^{-5} s (a); GCI da fração volumétrica de sólidos na direção axial para a malha escolhida (b); velocidade da fase sólida para as três malhas (c); velocidade da fase sólida para a malha escolhida (d); perfis de fração volumétrica de sólidos para as três malhas (e); e fração volumétrica de sólidos para a malha escolhida.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

6.3.3 Escoamento gás-sólido na região de entrada do riser de CFB

Neste estudo, foram realizados experimentos físicos e simulações numéricas para estudar a influência das ondas acústicas na dispersão de sólidos em um riser de CFB em escala de laboratório. O escoamento gás-sólido nas condições operacionais adotadas é considerado diluído, mas podem ser encontradas regiões mais concentradas, com a formação de *clusters* de partículas, conforme indicado nas seções posteriores. Os dados experimentais obtidos pela técnica de *PDA* foram significativos para avaliar a influência de determinadas propriedades do escoamento sobre a dispersão de partículas. Simulações 3D transientes foram realizadas para prever as propriedades do escoamento e investigar outros aspectos que não podem ser examinados experimentalmente, como a temperatura granular e a dissipação de energia cinética turbulenta. A validação do modelo com dados experimentais permite investigar o

comportamento do escoamento e a dispersão de sólidos sob outras condições com ondas acústicas.

A região inferior de um *riser* de *CFB* apresenta um escoamento multifásico complexo, com forte turbulência. Nesta região, o contato inicial entre as fases gasosa e sólida surge porque é a posição em que se situa a entrada de sólidos. *Clusters* de partículas aparecem nessa região devido a instabilidades hidrodinâmicas e forças de interação entre as partículas (HUILIN et al., 2005). Além disso, um perfil *core-annulus* é formado, com uma região diluída de fluxo ascendente no centro do *riser* e outra região concentrada em partículas próximas à parede, que podem ter um fluxo ascendente ou descendente (SHUYAN et al., 2008b). Huilin et al. (2005) e Shuyan et al. (2008b) observaram, por meio de simulações numéricas, que *clusters* de maior diâmetro são encontrados próximos à parede da região inferior dos *risers* de *CFB*. Cahyadi et al. (2017) compararam dados experimentais de vários autores e descobriram que o diâmetro radial dos *clusters* aumenta em colunas com diâmetro estreito, pois o atrito da parede reduz a turbulência dos gases e a velocidade das partículas próximas à parede.

Devido à dificuldade de obter comportamentos detalhados da interação entre gás e partículas, simulações numéricas foram executadas para prever as propriedades de fluxo gás-sólido no *riser CFB*. O modelo Euleriano-Euleriano foi empregado devido à sua adequação e interesse em realizar estudos utilizando cinética química (ROSSBACH et al., 2019). A abordagem Euleriana possui uma semelhança com o modelo *CFD-DEM* na previsão do impacto da velocidade superficial do gás, do fluxo de massa de sólidos e do diâmetro de partículas na formação de aglomerados (TSUJI; TANAKA; YONEMURA, 1998). O uso desta abordagem requer modelos de fechamento para as propriedades da fase sólida e a força de arrasto entre as fases gasosa e sólida. O modelo *KTGF* foi empregado para calcular as propriedades da fase sólida e traz complexidade às simulações. O *EMMS* (YANG et al., 2003) é um modelo de arraste que considera a formação de *clusters* e já foi adotado em estudos anteriores (ROSSBACH et al., 2019).

6.3.4 Resultados experimentais

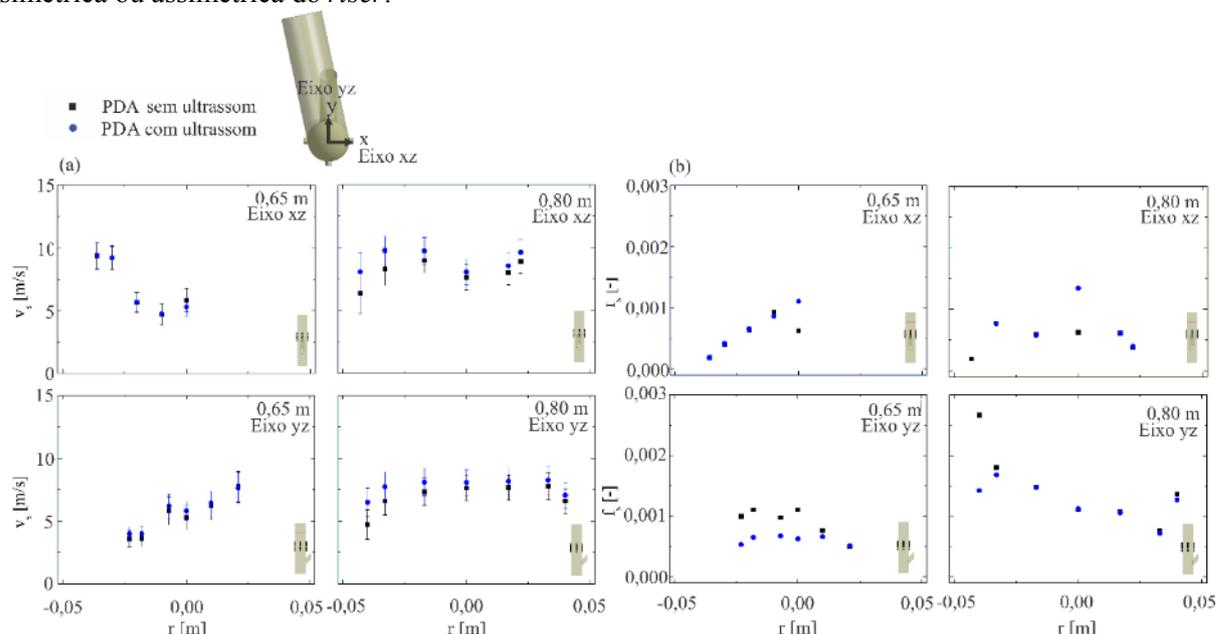
A influência das ondas acústicas sobre os perfis de velocidade e fração volumétrica de sólidos no *riser* foi avaliada através dos dados experimentais obtidos com a técnica de *PDA*. A Figura 52-a indica os perfis de velocidade com e sem ondas acústicas. O eixo simétrico é

paralelo à entrada de sólidos e o eixo assimétrico é perpendicular ao anterior e tem orientação paralela à entrada de sólidos.

A 0,65 m de altura, onde os transdutores de ultrassom foram instalados, a velocidade dos sólidos aumentou no centro sob ação das ondas acústicas. No eixo assimétrico, a velocidade aumentou em todos os pontos, mas o seu desenvolvimento foi maior perto da parede. A uma altura de 0,80 m, a velocidade dos sólidos foi maior em todos os pontos do eixo simétrico com ondas acústicas e seu desenvolvimento foi maior próximo à parede. No eixo assimétrico, a velocidade dos sólidos aumentou em todos os pontos e teve um incremento maior próximo à parede oposta à entrada de sólidos. A uma altura de 0,65 m, a velocidade dos sólidos diminuiu no centro do riser e, no eixo assimétrico, aumentou no centro e perto da parede oposta à entrada de sólidos. A uma altura de 0,80 m não houve mudança substancial na velocidade dos sólidos no eixo simétrico, mas a flutuação da velocidade diminuiu com ondas acústicas. No eixo assimétrico, a velocidade dos sólidos aumentou perto da parede, especialmente na parede oposta à entrada de sólidos.

Os perfis de fração volumétrica de sólidos são apresentados na Figura 52-b. A uma altura de 0,65 m, a fração volumétrica de sólidos diminuiu no centro do *riser* e próximo à parede oposta à entrada de sólidos, conforme ilustrado para o eixo assimétrico. A uma altura de 0,80 m, a fração volumétrica aumentou no centro do *riser* e diminuiu perto da parede oposta à entrada de sólidos. A principal diferença entre os perfis com e sem ondas acústicas foi observada na direção assimétrica. Sem ondas acústicas, as partículas se concentram perto da parede oposta à entrada de sólidos. A concentração de partículas próximo a essa parede diminuiu com o uso de ondas acústicas a 0,65 m, e o efeito é estendido para a posição superior de 0,80 m. Em geral, nestes experimentos as ondas acústicas não exerceram grande influência sobre a velocidade dos sólidos, mas produziram efeito na sua fração volumétrica e contribuíram para dispersar as partículas na seção transversal. Isso ocorreu porque apenas a componente de velocidade axial foi medida pelo *PDA*. A força acústica foi aplicada sobre as partículas sólidas na direção radial do escoamento gás-sólido. Assim, a força acústica produz um efeito na velocidade radial e na concentração de sólidos, mas a transmissão acústica produzida é absorvida pelo duto devido ao fluxo convectivo de ar.

Figura 52 – (a) Perfis experimentais de velocidade da fase sólida; (b) perfis experimentais de fração volumétrica de sólidos. As imagens dentro dos gráficos indicam se o perfil foi plotado na direção simétrica ou assimétrica do *riser*.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

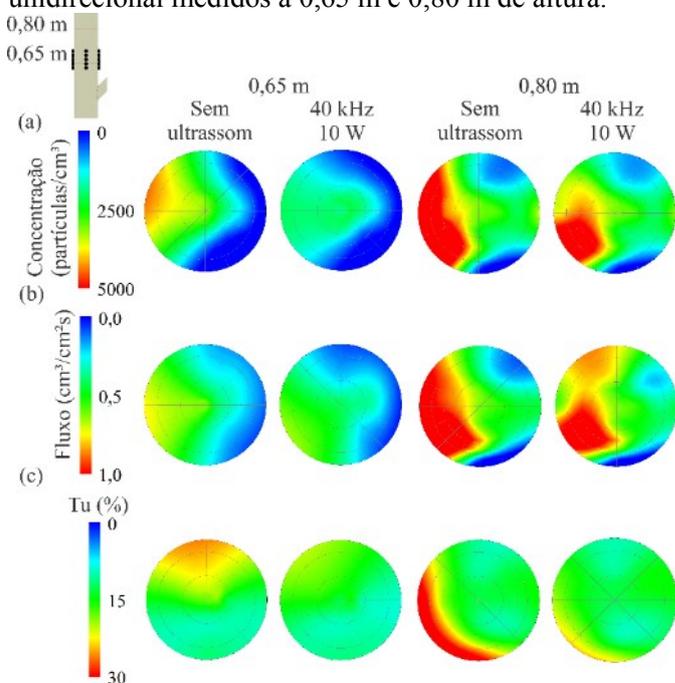
A concentração de partículas e o fluxo de sólidos unidirecionais medidos nos pontos com *PDA* foram interpolados usando os mapas de pontos para construir as seções transversais mostradas na Figura 53-a, b. A concentração de partículas é o número médio e partículas que passaram pelo volume de interseção dos feixes de *laser* durante 30 s. A uma altura de 0,65 m, áreas de maior concentração de sólidos são formadas perto da parede sem ondas acústicas. O uso de ondas de ultrassom dispersa estas regiões e a distribuição da concentração de sólidos se torna mais homogênea. A uma altura de 0,80 m, o *cluster* formado na região do dispositivo ultrassônico aumenta de tamanho e move-se para a parede oposta à entrada de sólidos. Os resultados sugerem que a dispersão de sólidos é melhor com ondas acústicas.

O fluxo de sólidos é o volume médio das partículas que passaram sobre o volume da interseção dos feixes de laser por segundo durante 30 s. A uma altura de 0,65 m, o uso de ondas acústicas reduz o fluxo de partículas próximas à parede. Como o fluxo é dado em termos de volume de partículas, é razoável concluir que o volume de partículas e o diâmetro das partículas próximas à parede é menor. Nos *risers* de *CFB*, os *clusters* que se formam próximo à parede são constituídos por partículas grandes, enquanto as partículas pequenas escoam no centro do duto (HUILIN et al., 2005; SHUYAN et al., 2008b). Assim, a diminuição do fluxo observada com o uso de ondas acústicas pode estar relacionada à quebra de um *cluster*. A uma altura de

0,80 m, a concentração diminui próximo à parede e o fluxo aumenta próximo ao centro do *riser*. O fluxo de sólidos aumenta perto da parede a 0,80 m de altura em comparação com a posição mais baixa, mas é parcialmente disperso pelas ondas acústicas.

Os *clusters* encontrados nas medições realizadas são diluídos, com uma fração volumétrica de sólidos menor que 0,1, e são quebrados pelo aumento da velocidade do gás dentro de sua estrutura (MORAN; GLICKSMAN, 2003b). Quando as partículas sólidas se movem para o centro do *riser*, o efeito de barreira que estas causam perto da parede diminui e, com uma área maior para escoar, a velocidade da fase gasosa aumenta.

Figura 53 – (a) Concentração de partículas; (b) fluxo volumétrico de partículas e (c) turbulência unidirecional medidos a 0,65 m e 0,80 m de altura.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A turbulência do escoamento é apresentada na literatura como uma das causas que contribuem para a formação de *clusters* (EATON; FESSLER, 1994). Em dutos com diâmetro pequeno, o tamanho do *cluster* aumenta porque o atrito da parede reduz a energia cinética das partículas (CAHYADI et al., 2017). A turbulência unidirecional das partículas é representada na Figura 53-c. O uso do ultrassom reduziu a turbulência das partículas próximas à parede entre os transdutores e na posição superior de 0,80 m. A uma altura de 0,65 m, a região com maior intensidade de turbulência é a mesma em que a fração volumétrica, o fluxo e a concentração de

partículas apresentam valores maiores. A 0,80 m de altura, o mesmo comportamento é observado e a concentração de sólidos nesta posição é maior. Segundo Tsuo e Gidaspow (1990), uma alta concentração de sólidos aumenta a instabilidade hidrodinâmica do fluxo e contribui para a formação de aglomerados. A intensidade da turbulência, neste caso, tem uma grande redução com o uso de ondas acústicas. Quanto maior o número de partículas, maior a intensidade da turbulência. O uso de ondas acústicas redireciona as partículas da parede para o centro e a intensidade da turbulência nas paredes diminui.

6.3.5 Resultados numéricos

Nesta seção, são apresentados os resultados numéricos das simulações com e sem ondas acústicas para o Caso 16, simulado com a condição operacional 3 ($v_g = 8,3$ m/s e $G_s = 2,88$ kg/m²s). O modelo matemático e as condições de simulação usadas, já discutidos anteriormente, encontram-se resumidos no Quadro 3. A Figura 54-a mostra os perfis de pressão absoluta nas seções transversais em frente aos transdutores. Em cada posição axial indicada, 4 transdutores liberam ondas ultrassônicas com uma frequência de 40 kHz e uma potência de 10 W. A interação destes perfis de pressão acústica e o escoamento gás-sólido produz os campos de pressão absoluta ilustrados. Nas posições mais baixas, são encontrados valores mais altos de pressão em frente aos transdutores e no centro do *riser* se observa a sua atenuação. À medida que o escoamento passa pelos sucessivos campos acústicos, recebe mais energia acústica e a pressão absoluta aumenta no centro do *riser*. No entanto, o valor máximo de pressão é menor a cada fileira de transdutores. Os jatos turbulentos análogos ao fluxo acústico entram no *riser* em fluxo cruzado em relação ao escoamento gás-sólido, o que causa uma queda de pressão. A Figura 54-b mostra a comparação da queda de pressão média axial no *riser* de *CFB* com e sem ondas acústicas. A queda de pressão na entrada de ar é maior com as ondas acústicas, porque o ar é succionado a partir da saída do *riser* e o fluxo cruzado na região dos transdutores é uma resistência ao escoamento ascendente. A queda de pressão diminui entre os transdutores porque a energia acústica é convertida em energia cinética e adicionada ao escoamento gás-sólido. No entanto, a queda de pressão após a região dos transdutores permanece maior com ondas acústicas.

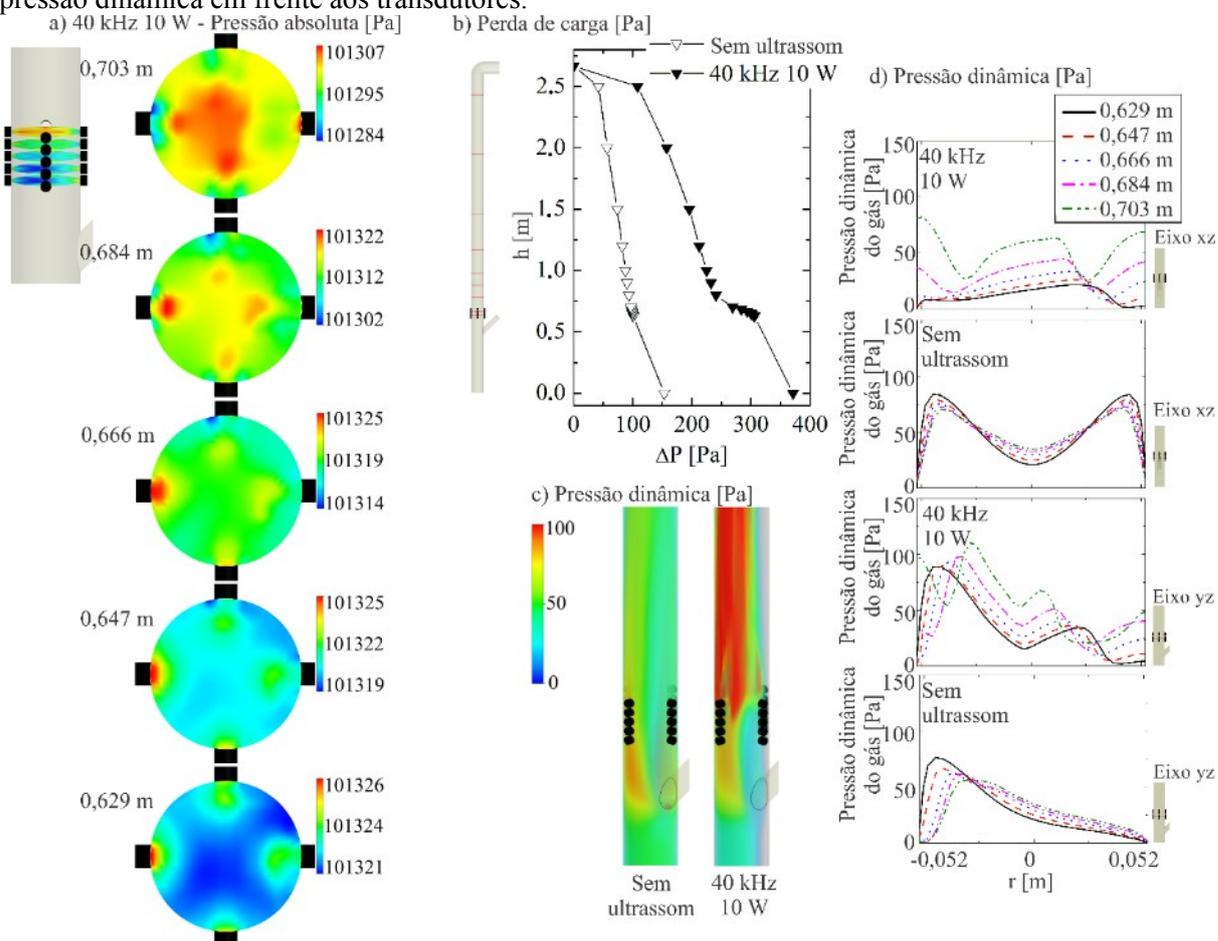
Quadro 3 – Resumo do modelo matemático e condições operacionais usados no estudo 6.1.

| | |
|------------------------------|---|
| Abordagem | Euleriana-Euleriana |
| Modelo de arraste | EMMS |
| Modelo de turbulência | k- ϵ EWT- ϵ |
| Propriedades da fase sólida | KTGF |
| Modelo acústico | Sajjadi et al. (2015) |
| Passo de tempo | 1×10^{-5} s variável ($Co < 1$) |
| Fase gasosa | Ar ambiente |
| Fase sólida | Esferas de vidro (Geldart B) |
| Condições de contorno | Não deslizamento (gás) e livre deslizamento (sólidos) |
| Condições de entrada e saída | Pressão atmosférica na entrada de ar, fluxo mássico constante na entrada de sólidos e velocidade constante na saída |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 54-c mostra isovolumes de pressão dinâmica e indica que a pressão dinâmica no *riser CFB* aumenta com ondas acústicas imediatamente acima da região dos transdutores. A Figura 54-d mostra os perfis de pressão dinâmica de gás na frente dos transdutores. No fluxo de gás sem ondas acústicas, os perfis de pressão são axissimétricos no eixo simétrico e apresentam valores mais baixos próximos à parede paralela à entrada de sólidos. Esses perfis são substancialmente modificados com o uso de ondas acústicas e a pressão dinâmica do gás aumenta perto da parede junto com a altura do *riser*. No eixo assimétrico, a pressão dinâmica é bem mais distribuída na seção transversal, o que contribui para melhorar a dispersão de sólidos.

Figura 54 – (a) Campos de pressão absoluta em frente aos transdutores; (b) perda de carga ao longo da altura do *riser*; (c) isovolumes de pressão dinâmica do gás com e sem ondas acústicas; (d) perfis de pressão dinâmica em frente aos transdutores.

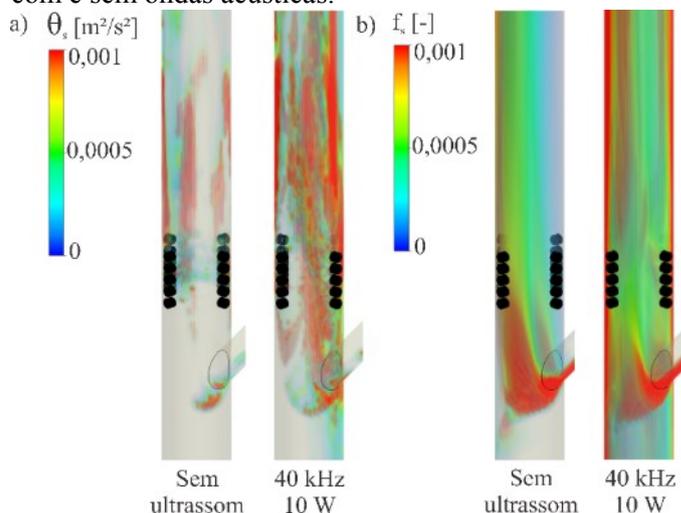


Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 55 mostra os isovolumes de temperatura granular e fração volumétrica da fase sólida no *riser* com e sem ondas acústicas. Na Figura 55-a, a temperatura granular dos sólidos é mais baixa sem ondas acústicas. A temperatura granular é calculada através do modelo *KTGF* e indica o nível de turbulência da fase sólida. Valores mais altos são desejados para melhorar a distribuição de sólidos no escoamento gás-sólido e os resultados na Figura 55-a mostram que a temperatura granular aumenta com o uso de ondas acústicas. A fração volumétrica de sólidos no *riser* também aumenta com ondas acústicas, como mostra a Figura 55-b, e pode ser associada ao aumento da temperatura granular. As ondas acústicas causam a queda de partículas na região de entrada e a formação de uma fina camada de concentração de sólidos na região anular devido ao aumento da queda de pressão. No entanto, é visível que a

dispersão de partículas no volume interno do *riser* torna-se mais homogênea e a maior concentração de partículas contribui para melhorar o contato entre as fases gasosa e sólida.

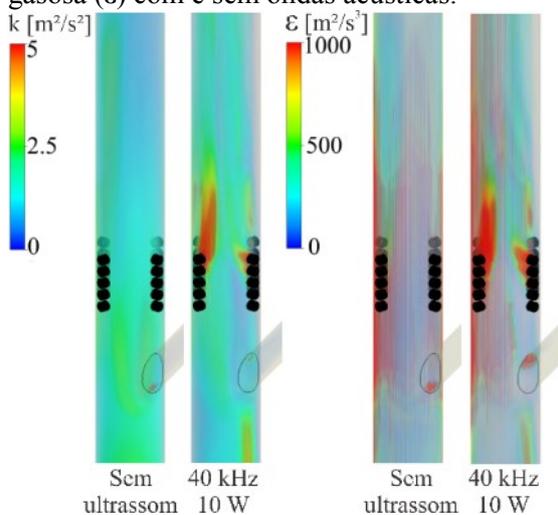
Figura 55 – (a) Isovolumes de temperatura granular; (b) isovolumes de fração volumétrica de sólidos com e sem ondas acústicas.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 56 mostra a distribuição de energia cinética turbulenta e da dissipação de energia turbulenta no *riser CFB* com e sem ondas acústicas. Os valores de energia cinética turbulenta são menores sem ondas acústicas e a sua dissipação é maior nas paredes. Os valores mais altos de energia cinética turbulenta observados perto dos transdutores no caso com ondas acústicas são devidos à energia acústica convertida em energia cinética, de acordo com a teoria de Lighthill. A dissipação de energia também é maior na região dos transdutores, o que pode estar relacionado à perda de carga ao longo da altura, conforme discutido anteriormente. O aumento da energia cinética turbulenta diminui a queda de pressão na região dos transdutores, mas sua mais alta dissipação produz uma queda de pressão maior do que no caso sem ondas acústicas na região superior.

Figura 56 – Isovolumes de energia cinética turbulenta (k) e dissipação de energia turbulenta da fase gasosa (ε) com e sem ondas acústicas.



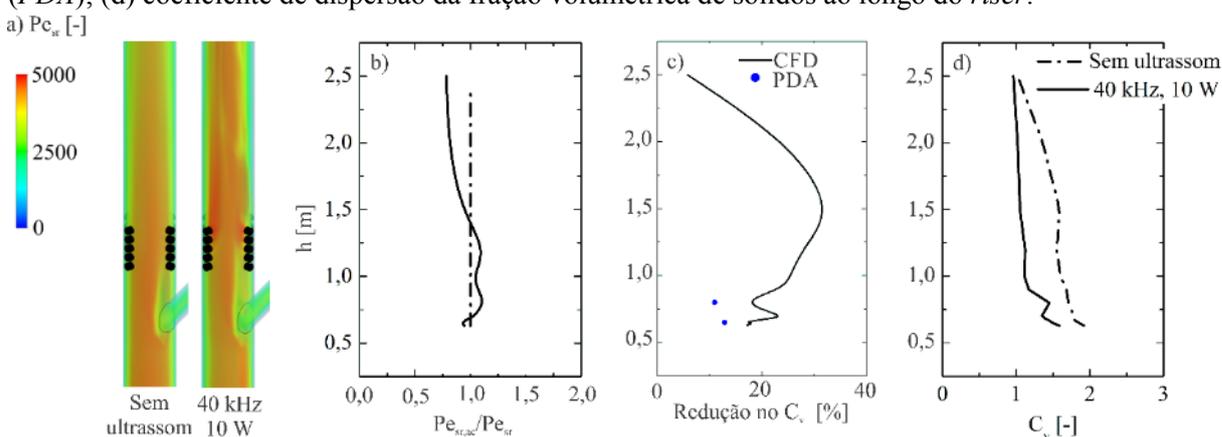
Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A dispersão de sólidos no *riser* de *CFB* foi avaliada através do coeficiente de dispersão (C_v) e do número de Péclet radial (Pe_{sr}). Conforme indicado na Figura 57-a, o número de Péclet radial aumenta na região em que o campo acústico atua e esse efeito é transportado para a posição superior. Na Figura 57-b, o número de Péclet do caso com ondas acústicas foi dividido pelo número de Péclet do caso sem ondas acústicas. A linha vertical é o número de Péclet no caso sem ondas acústicas dividida por si mesma, resultando em uma reta. Essa comparação indica que o valor de Pe_{sr} permanece maior com ondas acústicas até uma altura de 1,5 m. Acima desta posição, o Pe_{sr} é menor do que no caso sem ondas acústicas, o que pode estar relacionado à dissipação de energia cinética e à queda de pressão. No entanto, o aumento do número de Péclet radial na região de entrada indica que a dispersão gás-sólido melhorou nesta região, que é a região de interesse onde ocorre o primeiro contato entre as fases e se iniciam reações químicas. Se for desejável manter uma boa dispersão acima de 1,5 m, seria necessário colocar mais transdutores nesta posição. De qualquer forma, a análise do número de Péclet mostra que a dispersão gás-sólido melhora na região de entrada e permanece assim nas posições imediatamente superiores.

Ao contrário do número de Péclet, o coeficiente de dispersão de sólidos deve diminuir para que a dispersão da fase sólida na seção transversal seja mais homogênea. A Figura 57-c mostra a porcentagem de redução do valor do coeficiente de dispersão de sólidos no *riser* com ondas acústicas em comparação com o caso sem ondas acústicas. O coeficiente de dispersão se reduz na região dos transdutores, entre 0,5 m e 1,0 m, aumenta imediatamente acima desta

posição e diminui novamente. Perto da saída de sólidos, a redução do valor de C_v se aproxima de zero, o que indica que a energia acústica transmitida se dissipa antes da saída do *riser*. Os coeficientes de dispersão calculados com os dados experimentais mostram uma redução de 12 % a 0,65 m de altura e 10 % a 0,80 m de altura, enquanto a redução de C_v das simulações nestas posições foi de 16 % e 15 %, respectivamente. Pode-se observar na Figura 57-d que o coeficiente de dispersão de sólidos com ondas acústicas é menor do que no caso sem ondas acústicas, juntamente com a altura do *riser*. De acordo com esta análise, a distribuição de sólidos melhorou ao longo de todo o *riser* com ondas acústicas e diminuiu apenas na saída do equipamento.

Figura 57 – (a) Isovolumes para o número de Péclet radial; (b) variação do número de Péclet radial com e sem ondas acústicas; (c) redução do coeficiente de dispersão (C_v) numérico (*CFD*) e experimental (*PDA*); (d) coeficiente de dispersão da fração volumétrica de sólidos ao longo do *riser*.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

6.3.6 Validação do modelo matemático

O modelo Euleriano-Euleriano acoplado ao modelo de correnteza acústica foi validado usando dados de velocidade e fração de volume de sólidos obtidos com a técnica de *PDA*. Os perfis numéricos e experimentais com e sem ondas acústicas são apresentados na Figura 58. Os perfis numéricos de velocidade no eixo simétrico estão mais próximos dos valores experimentais no caso sem ondas acústicas, mas a predição do perfil com ondas acústicas mantém a mesma tendência observada experimentalmente, aproximando-se da margem de flutuação. No eixo assimétrico, a região com maior velocidade encontrada nos experimentos não foi prevista pelas simulações a 0,65 m de altura, onde os perfis de velocidade foram

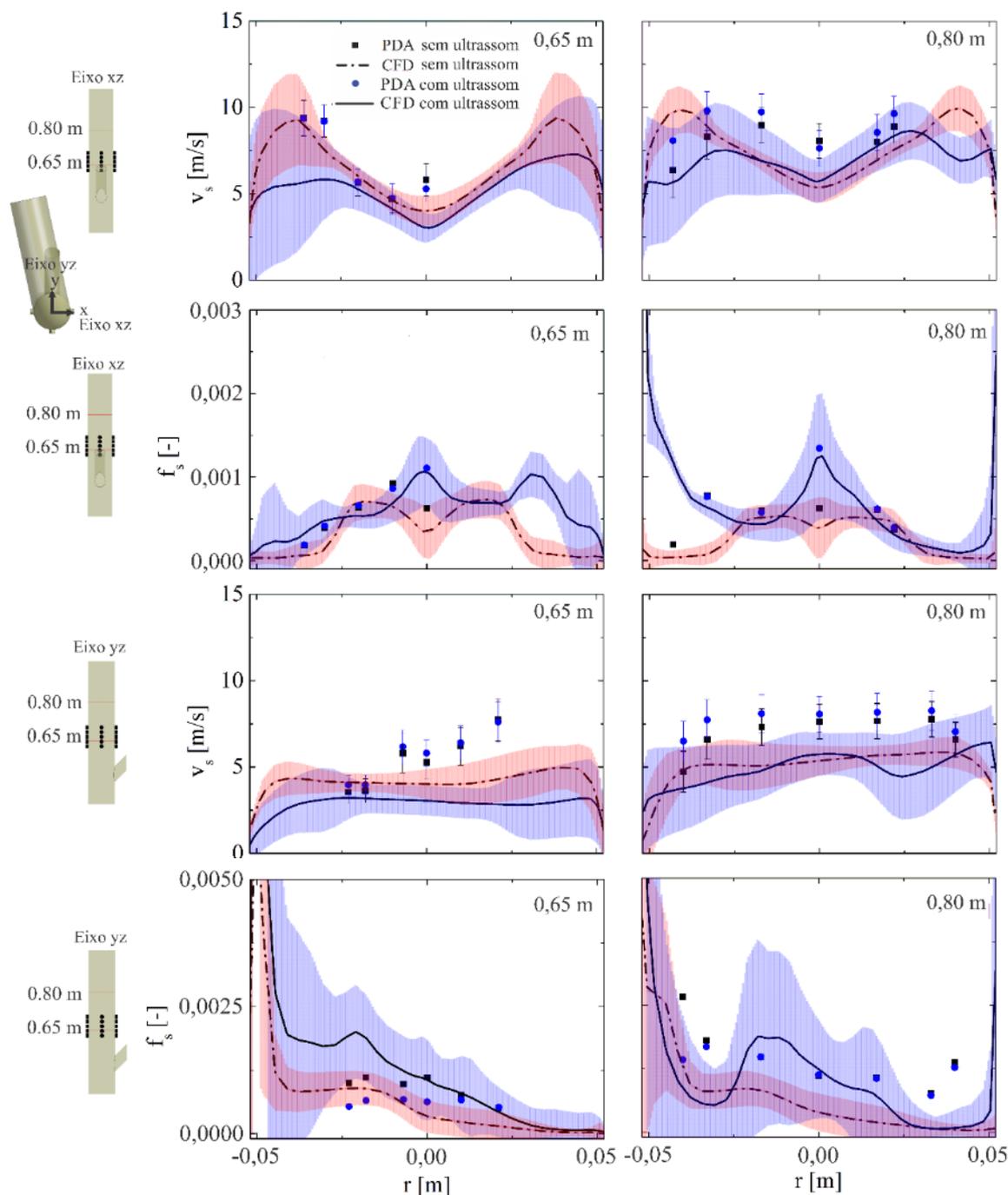
subpreditos. A uma altura de 0,80 m, os perfis experimentais com e sem ondas acústicas são semelhantes, mas uma flutuação maior é observada no perfil numérico com ondas acústicas. Este comportamento não foi capturado nos perfis experimentais devido à baixa quantidade de pontos de medição. No entanto, os dados experimentais estão próximos da margem de flutuação das simulações.

Os perfis de fração volumétrica de sólidos foram bem representados pelas simulações no eixo simétrico. O aumento da fração volumétrica de sólidos no centro do *riser* com o uso de ondas acústicas foi capturado e as medidas experimentais corroboram os perfis preditos pelas simulações. No eixo assimétrico, a fração volumétrica foi melhor representada pelas simulações a uma altura de 0,80 m, mas os pontos experimentais na posição de 0,65 m estão situados dentro da margem de flutuação das simulações.

Desta forma, foi possível validar qualitativamente o modelo Euleriano gás-sólido com e sem ondas acústicas. Os desvios observados podem ser atribuídos às simplificações realizadas nas simulações, como o maior intervalo de tempo adotado e o modelo de correnteza acústica adaptado. No entanto, estas simplificações foram necessárias para diminuir o custo computacional das simulações. Assim, considera-se que a abordagem adotada foi suficiente para descrever o comportamento do escoamento gás-sólido e a dispersão de partículas no *riser* de *CFB*.

A comparação quantitativa entre os dados experimentais e as simulações é apresentada na Tabela 25, usando os dados da Figura 58. Os valores do coeficiente de correlação de Pearson mostram uma correlação média a forte dos dados experimentais e numéricos com ondas acústicas e uma correlação forte a muito forte dos dados sem ondas acústicas. O erro médio quadrático da fração volumétrica de sólidos foi muito menor que o valor médio desta variável e para a velocidade apresentou valores próximos ao seu valor RMS. O maior valor de erro médio quadrático para a velocidade, de 7,67, foi obtido a 0,65 m de altura com ondas acústicas, porém a análise visual da Figura 58 mostra que os valores experimentais estão contidos dentro da margem de RMS da simulação e que este valor pode ser atribuído à grande flutuação de velocidade na parede. Esta análise mostra que as modificações realizadas na malha numérica e no modelo matemático em relação ao estudo 6.1 melhoraram a predição das propriedades do escoamento gás-sólido pelas simulações.

Figura 58 – Perfis numéricos (*CFD*) e experimentais (*PDA*) de velocidade e fração volumétrica de sólidos nos eixos simétrico (*xz*) e assimétrico (*yz*) do riser, a 0,65 m e 0,80 m de altura, para a condição operacional 3 com e sem ondas acústicas ($v_g = 8,3$ m/s e $G_s = 2,88$ kg/m²s, $f = 40$ kHz, potência de 10 W). As sombras e as barras de erro representam os valores de flutuação RMS, *PDA* são os valores experimentais e *CFD* são os valores numéricos.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

Tabela 25 - Comparação estatística entre os valores numéricos (*CFD*) e experimentais (*PDA*) dos dados de fração volumétrica e velocidade da fase sólida com e sem ondas acústicas com e sem ultrassom usando o erro médio quadrático (*EMQ*) e o coeficiente de correlação de Pearson (r^2).

| yz | xz | v_s [m/s] (h = 0,65 m) | | | | f_s [-] (h = 0,65 m) | | | |
|------------|--------|--------------------------|------------|---------------|------------|------------------------|------------|---------------|------------|
| | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | |
| | | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> |
| 0 | 0 | 5,28 | 4,82 | 5,81 | 2,82 | 1,11E-03 | 4,39E-04 | 6,25E-04 | 5,86E-04 |
| 0,01 | 0 | 6,21 | 5,11 | 6,41 | 3,76 | 7,63E-04 | 2,98E-04 | 6,61E-04 | 2,97E-04 |
| 0,021 | 0 | 7,73 | 5,61 | 7,62 | 4 | 5,02E-04 | 2,47E-04 | 5,17E-04 | 1,56E-04 |
| -0,007 | 0 | 5,8 | 4,67 | 6,18 | 3,91 | 9,75E-04 | 6,23E-04 | 6,72E-04 | 6,85E-04 |
| -0,018 | 0 | 3,62 | 4,09 | 3,98 | 3,19 | 1,10E-03 | 8,95E-04 | 6,52E-04 | 4,55E-04 |
| -0,023 | 0 | 3,55 | 3,62 | 3,96 | 3,22 | 9,94E-04 | 1,12E-03 | 5,33E-04 | 5,79E-04 |
| 0 | -0,01 | 4,69 | 4,64 | 4,74 | 3,53 | 9,25E-04 | 8,26E-04 | 8,64E-04 | 5,22E-04 |
| 0 | -0,02 | 5,65 | 5,56 | 5,67 | 4,76 | 6,35E-04 | 6,30E-04 | 6,60E-04 | 2,89E-04 |
| 0 | -0,03 | 9,21 | 8,49 | 9,18 | 5,71 | 3,89E-04 | 4,34E-05 | 4,15E-04 | 2,17E-04 |
| 0 | -0,036 | 9,37 | 8,95 | 9,38 | 4,18 | 1,84E-04 | 7,00E-07 | 1,89E-04 | 1,32E-04 |
| r^2 | | 0,94 | | 0,68 | | 0,79 | | 0,61 | |
| <i>EMQ</i> | | 0,81 | | 7,67 | | 1,07E-07 | | 6,03E-08 | |
| yz | xz | v_s [m/s] (h = 0,80 m) | | | | f_s [-] (h = 0,80 m) | | | |
| | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | |
| | | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> |
| 0 | 0 | 8,07 | 6,19 | 7,64 | 6,95 | 1,11E-03 | 3,29E-04 | 1,13E-03 | 3,03E-04 |
| 0,017 | 0 | 7,67 | 6,19 | 8,17 | 6,92 | 1,07E-03 | 3,43E-04 | 1,06E-03 | 1,41E-04 |
| 0,033 | 0 | 7,78 | 6,6 | 8,27 | 7,5 | 7,65E-04 | 6,27E-05 | 7,19E-04 | 1,15E-04 |
| 0,04 | 0 | 6,59 | 5,78 | 7,06 | 7,86 | 1,37E-03 | 2,71E-05 | 1,27E-03 | 6,95E-04 |
| -0,017 | 0 | 7,32 | 6,38 | 8,1 | 6,35 | 1,48E-03 | 2,82E-03 | 1,48E-03 | 4,12E-04 |
| -0,033 | 0 | 6,59 | 5,14 | 7,73 | 6,18 | 1,80E-03 | 3,27E-03 | 1,68E-03 | 3,58E-04 |
| -0,04 | 0 | 4,74 | 4,79 | 6,5 | 6,13 | 2,67E-03 | 4,10E-03 | 1,42E-03 | 2,26E-04 |
| 0 | 0,017 | 8 | 7,49 | 8,55 | 9,18 | 6,09E-04 | 5,96E-04 | 6,15E-04 | 2,31E-04 |
| 0 | 0,022 | 8,89 | 8,03 | 9,63 | 9,98 | 3,74E-04 | 2,86E-04 | 3,94E-04 | 7,94E-05 |
| 0 | -0,017 | 8,98 | 7,35 | 9,75 | 8,86 | 5,93E-04 | 6,00E-04 | 5,74E-04 | 2,20E-04 |
| 0 | -0,033 | 8,31 | 8,12 | 9,8 | 9,99 | 7,74E-04 | 6,27E-06 | 7,66E-04 | 2,44E-06 |
| 0 | -0,043 | 6,37 | 8,34 | 8,08 | 8,78 | 1,90E-04 | 6,79E-09 | 1,68E-04 | 1,04E-07 |
| r^2 | | 0,63 | | 0,78 | | 0,84 | | 0,67 | |
| <i>EMQ</i> | | 1,52 | | 0,89 | | 8,39E-07 | | 6,27E-07 | |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

6.4 ESTUDO NUMÉRICO DO COMPORTAMENTO DO ESCOAMENTO NA CONDIÇÃO OPERACIONAL 1 COM VARIAÇÃO DA FREQUÊNCIA E DA POTÊNCIA ELÉTRICA DOS TRANSDUTORES

Na Seção 6.2 foi apresentado um estudo experimental do comportamento do escoamento gás-sólido em 4 condições operacionais, sob a influência de ondas acústicas com frequência de 40 kHz e potência de 10 W. Nas condições operacionais 3 e 4 o uso de ultrassom melhorou a dispersão de partículas sólidas na seção transversal do *riser*. Um estudo numérico e de validação foi apresentado na Seção 6.3 para a condição operacional 3, na qual a concentração de sólidos é maior e o efeito do ultrassom é mais visível. Nas condições operacionais 1 e 2, a dispersão de partículas melhora na região de atuação do ultrassom, mas na região superior torna-se pior que no escoamento sem ondas acústicas. Nestes casos, verificou-se a necessidade de investigar se a dispersão de partículas nesta condição operacional é melhor utilizando outros valores de potência elétrica e frequência acústica.

Nesta seção estuda-se a influência da variação da potência e da frequência dos transdutores de ultrassom sobre a dispersão de partículas sólidas na condição operacional 1. Optou-se por analisar somente esta condição operacional devido ao tempo necessário para as simulações numéricas e à maior disponibilidade de dados experimentais, visto que na condição 2 não foi possível medir a concentração com a técnica de *PDA* em alguns pontos. O modelo matemático utilizado neste estudo é o mesmo que foi adotado no estudo 6.3 e está resumido no Quadro 4. Após a validação do modelo matemático, foram conduzidas simulações numéricas variando a frequência acústica em 20 kHz, 40 kHz e 100 kHz e a potência dos transdutores em 10 W, 30 W e 50 W.

Quadro 4 – Resumo do modelo matemático e condições operacionais usados no estudo 6.1.

| | |
|------------------------------|---|
| Abordagem | Euleriana-Euleriana |
| Modelo de arraste | EMMS |
| Modelo de turbulência | k- ϵ EWT- ϵ |
| Propriedades da fase sólida | KTGF |
| Modelo acústico | Sajjadi et al. (2015) |
| Passo de tempo | 1×10^{-5} s variável ($Co < 1$) |
| Fase gasosa | Ar ambiente |
| Fase sólida | Esferas de vidro (Geldart B) |
| Condições de contorno | Não deslizamento (gás) e livre deslizamento (sólidos) |
| Condições de entrada e saída | Pressão atmosférica na entrada de ar, fluxo mássico constante na entrada de sólidos e velocidade constante na saída |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A malha numérica utilizada neste estudo é idêntica à que se utilizou na Seção 6.3, para a qual já foi realizado um teste de independência de malha usando a metodologia *GCI*. O tamanho dos elementos da malha na região de influência do ultrassom varia entre 2 mm e 3 mm. Este tamanho de elemento foi considerado adequado, pois é menor que o comprimento de onda da maior frequência utilizada, que é igual a 3,46 mm para ondas acústicas de 100 kHz propagando-se no ar ambiente. De acordo com o critério de Nyquist, o passo de tempo mínimo a ser adotado para capturar o comportamento das ondas acústicas deve ser de $2,5 \times 10^{-5}$ s para a frequência de 20 kHz, $1,25 \times 10^{-5}$ s para 40 kHz e 5×10^{-6} s para 100 kHz. Neste estudo as simulações foram realizadas inicialmente com passo de tempo de 1×10^{-5} s para os casos com frequência acústica de 20 kHz e 40 kHz e 1×10^{-6} s para a frequência de 100 kHz, computando-se 1 s de média transiente para cada caso. Em seguida, adotou-se passo de tempo variável mantendo o número de Courant menor que 1 e conduziram-se as simulações até atingir 6 s de média transiente. Mantendo-se o número de Courant menor que 1, o passo de tempo permaneceu em torno de 5×10^{-5} s durante as simulações. O esquema de interpolação *Phase-Coupled SIMPLE (PC-SIMPLE)* foi usado para estimar o acoplamento pressão-velocidade e um esquema de segunda ordem foi aplicado para o cálculo da quantidade de movimento e da densidade. A fração volumétrica das fases foi interpolada usando o esquema *QUICK* e às demais variáveis foram aplicados esquemas de primeira ordem.

6.4.1 Validação do modelo matemático *URANS-k-ε-KTGF-EMMS*

Na Seção 6.3.1 verificou-se que somente o modelo de arraste *EMMS* representou adequadamente os dados experimentais de velocidade e fração volumétrica de sólidos. Em contrapartida, os dois modelos de turbulência testados – *RSM* e *k-ε* – apresentaram bons resultados quando associados ao *EMMS*. Desta forma, optou-se por utilizar o *k-ε*, que requer menor esforço computacional. O tempo necessário para a realização de cada simulação foi de 20 dias utilizando 8 processadores (AMD Opteron™ Processor 6366 HE 1.8 GHz).

A comparação entre perfis numéricos e experimentais de velocidade e fração volumétrica de sólidos é apresentada na Figura 59. Em geral, pode-se afirmar que o modelo matemático foi validado qualitativamente com os dados experimentais. Os perfis de velocidade experimental não apresentam variação significativa sob influência das ondas de ultrassom. Já as simulações mostram que o ultrassom modifica os perfis de velocidade da fase sólida. Esta diferença pode ser atribuída à pequena quantidade de pontos medidos experimentalmente, o que impossibilita detectar mudanças que ocorrem em pontos muito próximos. Além disso, alguns pontos experimentais estão distantes da média, porém dentro da faixa de flutuação (*RMS*) de velocidade, como ocorre a 0,65 m de altura. A melhor concordância entre os perfis numérico e experimental de velocidade é observada no eixo assimétrico a 0,65 m de altura, posição localizada no centro do dispositivo acústico.

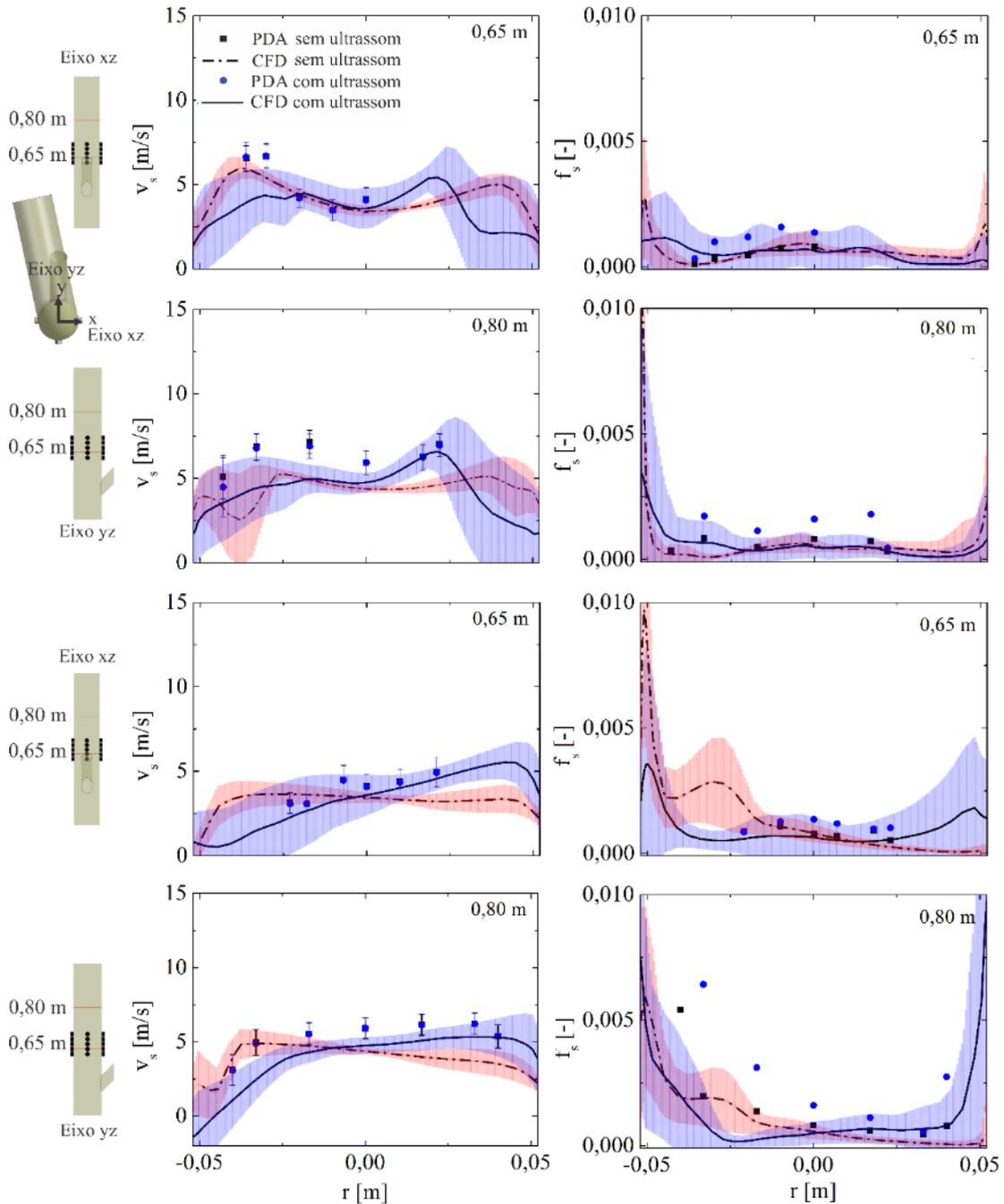
No eixo assimétrico do *riser* são observados, nas simulações sem ondas acústicas, valores de velocidade próximos de zero nas paredes. Com a ação do ultrassom estes valores de velocidade tornam-se negativos, indicando queda de partículas e retromistura. Assim, o aumento da concentração de sólidos nas paredes, observado nos perfis de fração volumétrica da Figura 59, é atribuído, dentre outros fatores, à retromistura. As possíveis causas do acúmulo de sólidos nas paredes com ultrassom serão discutidas nesta seção.

Os perfis numéricos e experimentais de fração volumétrica de sólidos apresentados na Figura 59 têm boa concordância. A validação do modelo quanto à fração volumétrica de sólidos foi melhor nos casos sem ondas acústicas, porém os pontos experimentais dos perfis com ondas acústicas encontram-se dentro da margem de flutuação da simulação. Além disso, o modelo matemático reproduziu o aumento da concentração de sólidos observado nas medições experimentais com a técnica de *PDA*.

O modelo matemático foi satisfatório para reproduzir qualitativamente o comportamento experimental do escoamento gás-sólido sob influência de ultrassom. As discrepâncias observadas podem ser atribuídas tanto ao modelo matemático quanto aos experimentos físicos. Quanto às simulações, a simplificação adotada no modelo de correnteza acústica de Sajjadi et al. (2015) pode ter produzido um ligeiro desvio de fase nas ondas acústicas emitidas pelos transdutores em relação à equação de Lighthill (1978). Marzo, Barnes e Drinkwater (2017) observaram que, quanto maior a massa específica da partícula e quanto mais irregular o seu formato, mais distantes ficavam as simulações dos experimentos. No presente estudo, os desvios dos dados experimentais em relação às simulações podem estar relacionados a este mesmo comportamento.

Uma análise quantitativa dos dados da Figura 59 foi realizada empregando a correlação de Pearson (r^2) e o erro médio quadrático (EMQ). Os resultados são apresentados na Tabela 26, onde se comparam os valores numéricos (CFD) e experimentais (PDA) nas respectivas posições radiais. Considerando que alguns pontos experimentais estão distantes da média da simulação, mas coincidem com a margem de flutuação, os valores de flutuação RMS das simulações foram usados para corrigir os respectivos valores médios de velocidade e fração volumétrica para mais ou para menos, aproximando-os dos valores experimentais. Os valores de r^2 calculados indicam uma correlação forte a muito forte entre os dados experimentais e numéricos em quase todos os casos, adotando os limites da Tabela 17. Somente a fração volumétrica do caso sem ondas acústicas apresenta correlação moderada, porém os valores numéricos apresentaram erro baixíssimo em relação ao experimentais, como se verifica na Figura 59. O erro médio quadrático (EMQ) também é pequeno em todos os casos, sendo muito menor que a fração volumétrica média e comparável à velocidade RMS das simulações.

Figura 59 – Perfis numéricos (*CFD*) e experimentais (*PDA*) de velocidade e fração volumétrica de sólidos nos eixos simétrico (*xz*) e assimétrico (*yz*) do riser, a 0,65 m e 0,80 m de altura, para a condição operacional 1 com e sem ondas acústicas ($v_g = 5,6$ m/s e $G_s = 1,55$ kg/m²s, $f = 40$ kHz, potência de 10 W). As sombras e as barras de erro representam os valores de flutuação RMS, *PDA* são os valores experimentais e *CFD* são os valores numéricos.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

Tabela 26 – Comparação estatística entre os valores numéricos (*CFD*) e experimentais (*PDA*) de fração volumétrica de sólidos com e sem ultrassom usando os dados numéricos e experimentais da Figura 59 usando o erro médio quadrático (*EMQ*) e o coeficiente de correlação de Pearson (r^2).

| x [m] | y [m] | v_s [m/s] (h = 0,65 m) | | | | f_s [-] (h = 0,65 m) | | | |
|------------|--------|--------------------------|------------|---------------|------------|------------------------|------------|---------------|------------|
| | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | |
| | | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> |
| 0 | 0 | 4,12 | 3,91 | 4,06 | 4,90 | 7,92E-04 | 8,79E-04 | 1,36E-03 | 1,37E-03 |
| 0,01 | 0 | 4,40 | 4,41 | 4,34 | 5,00 | 1,08E-03 | 7,72E-04 | 1,27E-03 | 1,47E-03 |
| 0,021 | 0 | 4,96 | 4,93 | 4,91 | 4,42 | 8,84E-04 | 4,53E-04 | 8,65E-04 | 6,11E-04 |
| -0,007 | 0 | 4,50 | 3,66 | 4,47 | 4,87 | 7,05E-04 | 6,60E-04 | 1,19E-03 | 1,11E-03 |
| -0,018 | 0 | 3,07 | 3,16 | 3,08 | 2,56 | 9,08E-04 | 1,63E-03 | 9,83E-04 | 1,22E-03 |
| -0,023 | 0 | 3,14 | 3,08 | 3,07 | 2,19 | 5,28E-04 | 1,00E-03 | 1,02E-03 | 1,42E-03 |
| 0 | -0,01 | 3,48 | 3,37 | 3,47 | 3,17 | 7,45E-04 | 7,56E-04 | 1,58E-03 | 1,52E-03 |
| 0 | -0,02 | 4,22 | 4,17 | 4,18 | 4,23 | 4,62E-04 | 3,76E-04 | 1,19E-03 | 1,06E-03 |
| 0 | -0,03 | 6,68 | 4,54 | 6,68 | 6,52 | 3,23E-04 | 2,04E-04 | 9,92E-04 | 4,47E-04 |
| 0 | -0,036 | 6,56 | 4,87 | 6,63 | 5,94 | 1,22E-04 | 1,48E-04 | 5,31E-04 | 4,44E-04 |
| r^2 | | 0,83 | | 0,91 | | 0,63 | | 0,78 | |
| <i>EMQ</i> | | 0,82 | | 0,32 | | 1,06E-07 | | 6,49E-08 | |
| x [m] | y [m] | v_s [m/s] (h = 0,80 m) | | | | f_s [-] (h = 0,80 m) | | | |
| | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | | Sem ultrassom | | Com ultrassom | |
| | | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> | <i>PDA</i> | <i>CFD</i> |
| 0 | 0 | 5,92 | 4,71 | 5,93 | 5,31 | 8,07E-04 | 8,62E-04 | 1,60E-03 | 9,82E-04 |
| -0,017 | 0 | 6,16 | 4,41 | 6,14 | 5,68 | 5,94E-04 | 5,28E-04 | 1,11E-03 | 1,22E-03 |
| -0,033 | 0 | 6,24 | 4,41 | 6,22 | 6,24 | 4,50E-04 | 9,60E-04 | 5,71E-04 | 6,28E-04 |
| -0,04 | 0 | 5,37 | 4,26 | 5,39 | 5,29 | 7,80E-04 | 1,07E-03 | 2,74E-03 | 1,89E-03 |
| 0,017 | 0 | 5,55 | 5,74 | 5,52 | 4,91 | 1,36E-03 | 3,72E-04 | 3,11E-03 | 4,75E-04 |
| 0,033 | 0 | 4,96 | 5,19 | 4,88 | 3,66 | 1,97E-03 | 2,09E-04 | 6,42E-03 | 2,34E-03 |
| 0,04 | 0 | 3,12 | 2,69 | 3,07 | 2,68 | 5,42E-03 | 1,96E-03 | 2,06E-02 | 4,32E-03 |
| 0 | 0,017 | 6,27 | 5,46 | 6,23 | 5,77 | 7,29E-04 | 6,71E-04 | 1,80E-03 | 7,85E-04 |
| 0 | 0,022 | 7,01 | 5,89 | 6,94 | 6,00 | 3,13E-04 | 2,98E-04 | 4,47E-04 | 3,64E-04 |
| 0 | -0,017 | 7,15 | 4,79 | 6,89 | 7,03 | 4,86E-04 | 4,98E-04 | 1,14E-03 | 8,16E-04 |
| 0 | -0,033 | 6,87 | 5,75 | 6,79 | 7,72 | 8,47E-04 | 7,74E-04 | 1,72E-03 | 3,34E-04 |
| 0 | -0,043 | 5,07 | 4,60 | 4,47 | 6,36 | 3,41E-04 | 3,71E-04 | - | - |
| r^2 | | 0,72 | | 0,79 | | 0,72 | | 0,92 | |
| <i>EMQ</i> | | 1,53 | | 0,68 | | 1,37E-06 | | 2,45E-05 | |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

6.4.2 Estudo numérico variando a potência elétrica e a frequência dos transdutores

Um estudo numérico foi realizado para avaliar a influência da potência elétrica e da frequência acústica sobre a dispersão de partículas no *riser* de *CFB*, seguindo o planejamento

experimental apresentado na Tabela 27. Conforme discutido anteriormente, o passo de tempo adotado no primeiro segundo de simulação é o mínimo recomendado para as frequências de 20 kHz, 40 kHz e 100 kHz, respectivamente.

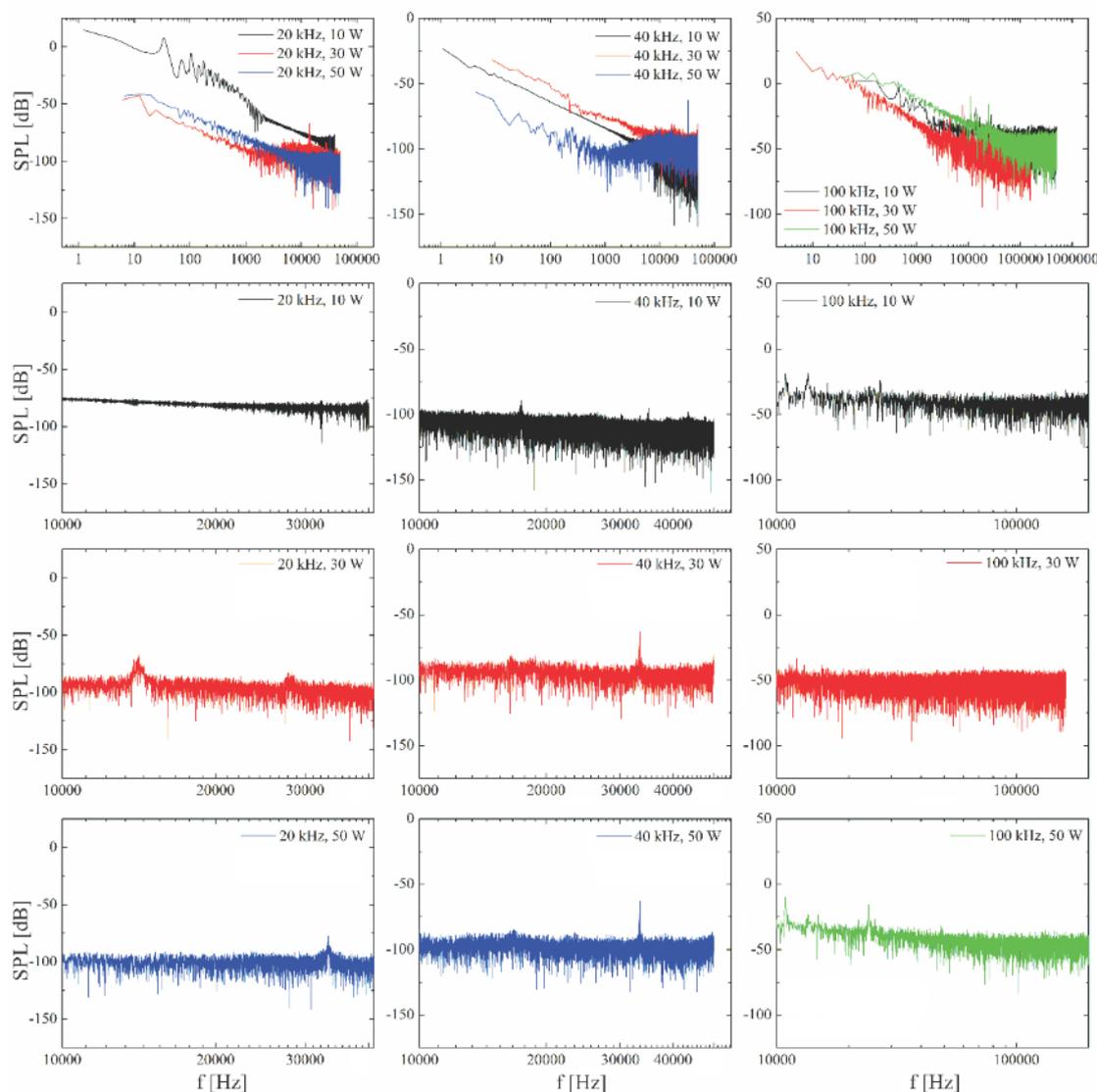
Tabela 27 – Planejamento de experimentos numéricos para avaliar a influência da frequência e da potência dos transdutores sobre a dispersão de partículas.

| Condição operacional | f [kHz] | Potência [W] | C_v [-] | $Pe_{sr, ac} / Pe_{sr}$ [-] |
|----------------------|---------|--------------|-----------|-----------------------------|
| | - | - | - | - |
| 1 | 20 | 10 | - | - |
| 1 | 20 | 30 | - | - |
| 1 | 20 | 50 | - | - |
| 1 | 40 | 10 | - | - |
| 1 | 40 | 30 | - | - |
| 1 | 40 | 50 | - | - |
| 1 | 100 | 10 | - | - |
| 1 | 100 | 30 | - | - |
| 1 | 100 | 50 | - | - |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

No primeiro 1 s de simulação transiente manteve-se o passo de tempo constante em $1,0 \times 10^{-5}$ s para as frequências de 20 kHz e 40 kHz e $1,0 \times 10^{-6}$ s para a frequência de 100 kHz. Nos últimos 0,5 s foram adquiridos os sinais de pressão dinâmica média do ar nas faces dos 20 transdutores para cada caso do planejamento de experimentos apresentado na Tabela 27. Estes sinais de pressão foram convertidos em frequência através da transformada rápida de Fourier (FFT) no *software* Origin 8.5 e os resultados são apresentados na Figura 60. Os sinais de frequência em função do nível de pressão sonora são inicialmente apresentados agrupados em função da frequência, mostrando que o sinal de pressão monitorado retorna a frequência acústica que o originou. Nota-se que a energia acústica dos casos com mesma frequência varia pouco com a potência, pois esta é uma média para 20 transdutores cuja potência individual, de 10 W, é baixa. Com frequência de 100 kHz, o nível de pressão sonora transmitido ao escoamento é maior que nas demais frequências.

Figura 60 – FFT da pressão dinâmica média da fase gasosa em frente aos 20 transdutores, dado como o nível de pressão sonora (*SPL*) em função da frequência (*f*) durante 0,5 s de simulação. Cada sinal corresponde a um par de frequência acústica e potência do planejamento de experimentos da Tabela 27.



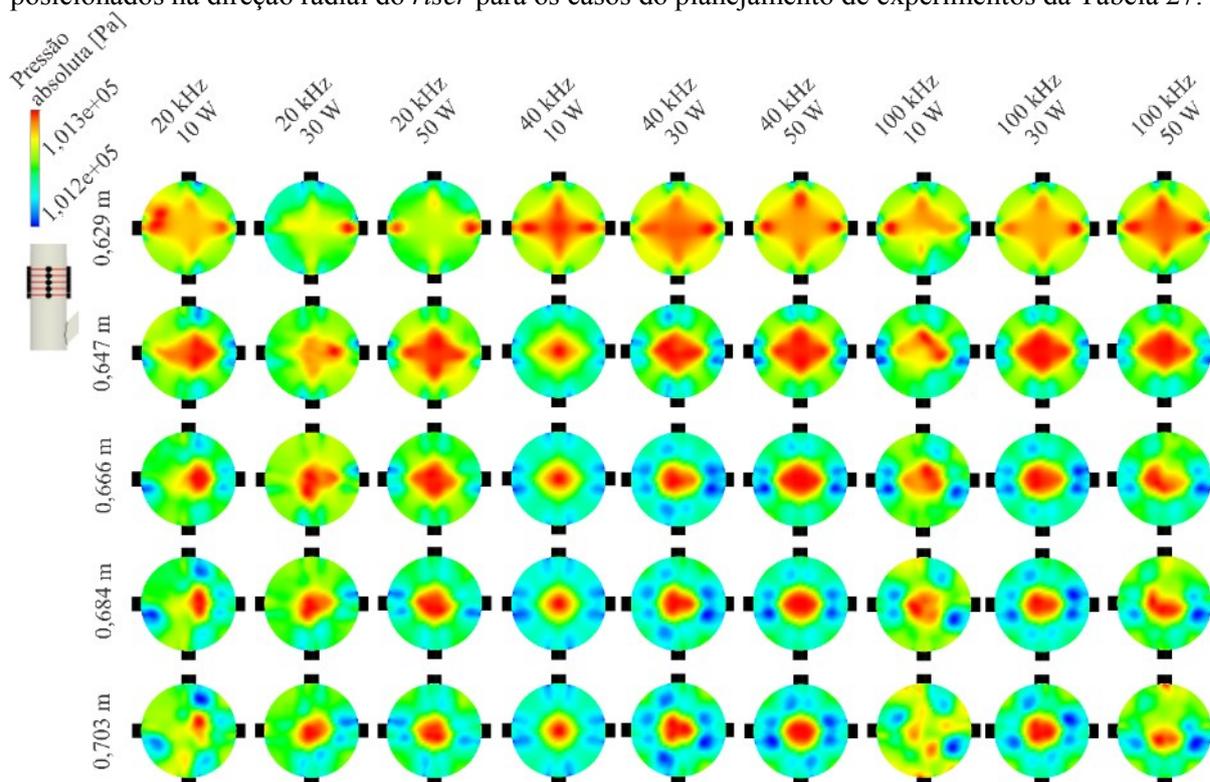
Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

Abaixo de cada grupo de sinais são apresentados os sinais individuais para cada combinação de frequência acústica e potência elétrica dos transdutores. Nota-se que existem picos positivos e negativos próximos à frequência adotada, porém nem todos coincidem com esta frequência porque os sinais apresentados são uma média dos sinais dos 20 transdutores e há influência das flutuações de pressão próprias do escoamento turbulento no *riser*.

A Figura 61 mostra os campos de pressão absoluta da fase gasosa na presença de partículas sólidas em frente às 5 fileiras de 4 transdutores. Os valores mínimo e máximo não são os mesmos em todas as imagens, porém estão compreendidos entre $1,012 \times 10^5$ Pa e

$1,013 \times 10^5$ Pa. O campo de pressão em frente à primeira fileira de transdutores (0,629 m) é bem distribuído ao longo da seção transversal, porém, nota-se uma distribuição mais desigual nas condições de 20 kHz e 30 W, 20 kHz e 50 W e 40 kHz e 10 W. Conforme o escoamento avança ao longo das fileiras seguintes, uma região concentrada de maior pressão forma-se no centro e regiões de menor pressão formam-se nas paredes do *riser*. Em campos acústicos estacionários, partículas sólidas, como as esferas de vidro, são atraídas para os nós de pressão, onde a pressão acústica é mínima. Neste estudo, no entanto, a interação com o escoamento gás-sólido provoca distorções nos campos de pressão acústica, causando diferentes efeitos sobre a dispersão de partículas. Os casos com mesma potência dos transdutores apresentam campos de pressão semelhantes, sobretudo nas posições mais superiores, como ocorre com as condições de 40 kHz e 30 W e 100 kHz e 30 W. Casos com a mesma frequência, como as condições de 40 kHz e 30 W e 40 kHz e 50 W, também apresentam distribuições de pressão semelhantes.

Figura 61 – Contornos de pressão absoluta da fase gasosa em frente aos 5 grupos de transdutores posicionados na direção radial do *riser* para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27.

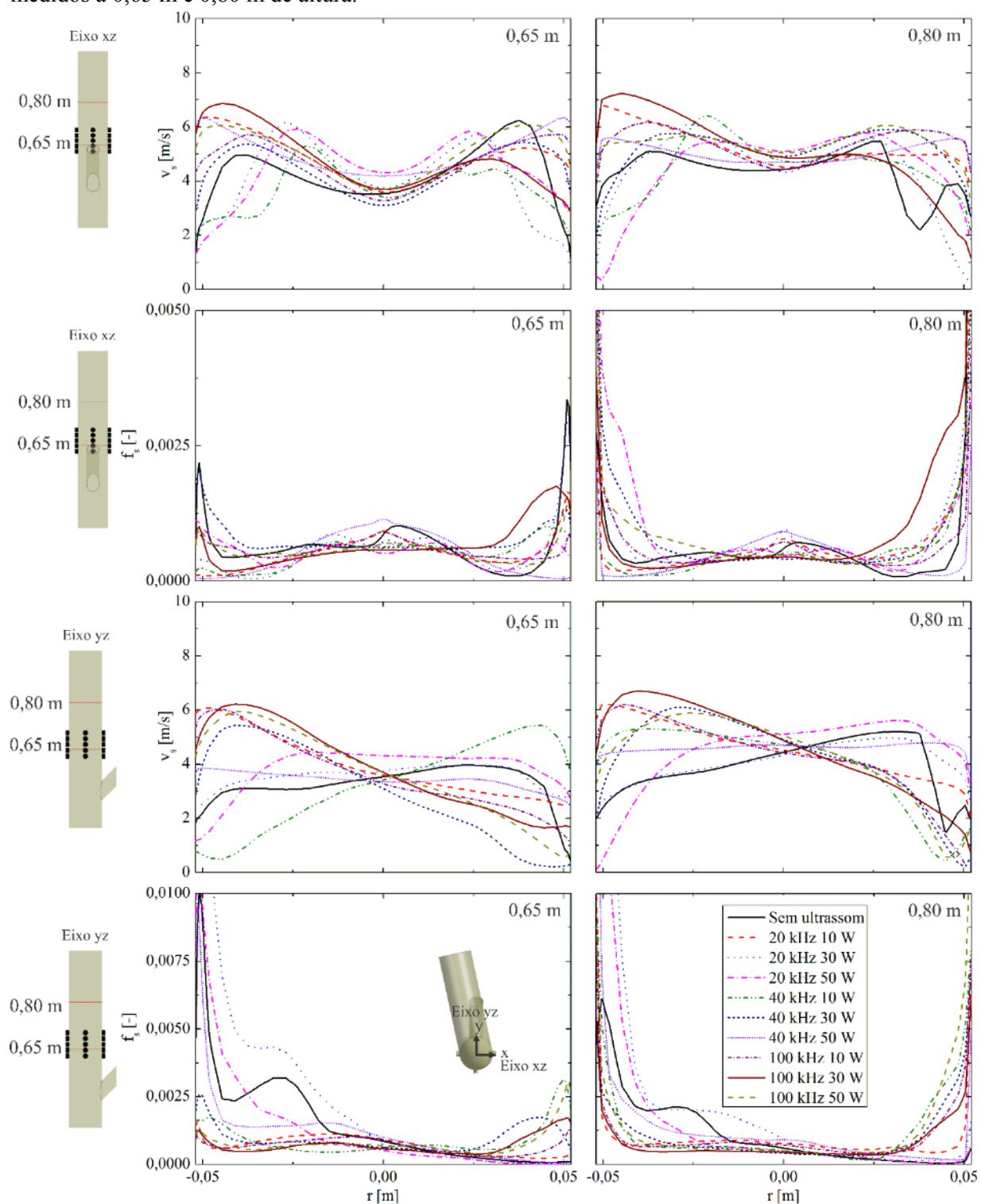


Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

Os perfis de velocidade e fração volumétrica de sólidos dos casos simulados foram comparados com os do escoamento sem a influência do ultrassom. Na Figura 62, observa-se que o ultrassom produz mudanças nos perfis de velocidade da fase sólida. No eixo simétrico do *riser* houve aumento de velocidade na parede na maioria dos casos. Porém, nas condições próximas à de 40 kHz e 10 W houve diminuição da velocidade na parede e aumento no centro do *riser*. A formação do perfil *core*-annulus continuou ocorrendo com a aplicação de ultrassom no escoamento. A concentração de partículas nas paredes diminui em 0,65 m de altura, onde se localizam os transdutores, mas na posição superior (0,80 m) mantém-se praticamente inalterada. Em alguns casos, como nas condições de 100 kHz e 30 W e 20 kHz e 50 W, o tamanho dos *clusters* de partículas próximos à parede aumenta nesta posição. No eixo assimétrico os perfis de velocidade têm formato semelhante ao do caso sem ondas acústicas. Porém, em algumas condições a região de maior velocidade muda de posição. Regiões de baixa velocidade próximo à parede são observadas também com a influência de ondas acústicas. A concentração de partículas nas paredes diminui em 0,65 m de altura, porém aumenta para as condições de 20 kHz e 30 W e 20 kHz e 50 W, nas quais o mesmo comportamento é observado a 0,80 m de altura.

Os resultados sugerem que a correnteza acústica produzida pelo ultrassom “empurra” as partículas em direção ao centro do *riser*, produzindo um efeito semelhante ao de uma redução no duto. Após a passagem pela redução ocorre a dispersão do fluxo na direção radial. No entanto, se a redução tiver diâmetro muito pequeno em relação ao diâmetro do duto cria-se uma resistência ao escoamento que provoca perda de carga axial, queda de partículas e o seu acúmulo nas paredes. Rossbach et al. (2015) estudaram a influência de internos sobre a dispersão de partículas em *risers* e mostraram que internos com área aberta maior, ou seja, quando a redução de diâmetro do duto não é tão grande, produzem melhor dispersão radial de partículas. Assim, a condição ideal de frequência e potência dos transdutores que causa a melhor dispersão de sólidos deve produzir efeito equivalente ao de uma redução suave no duto.

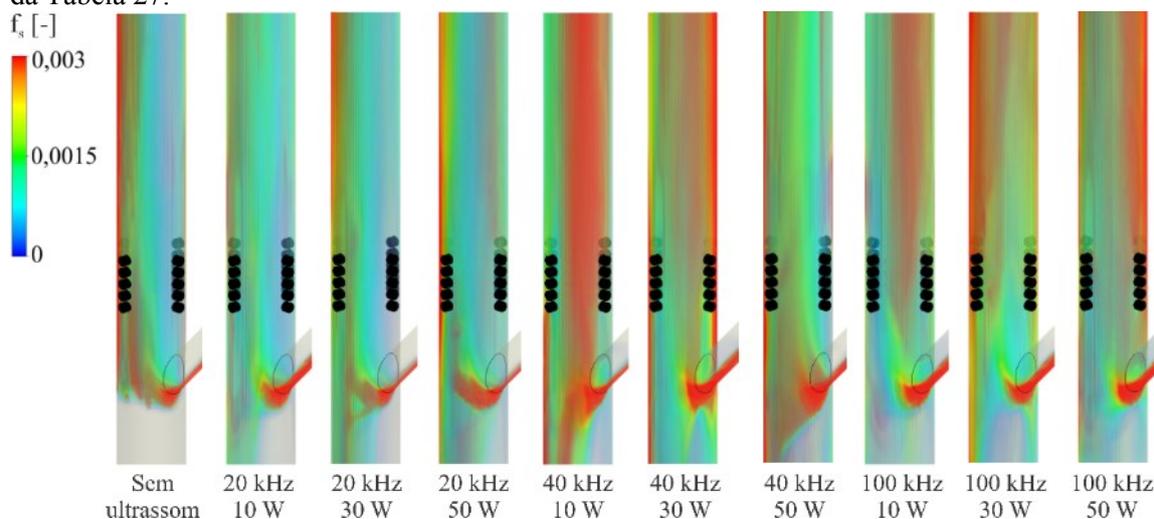
Figura 62 – Perfis de velocidade e fração volumétrica da fase sólida com ondas acústicas para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27 nos eixos simétrico (xz) e assimétrico (yz) do riser medidos a 0,65 m e 0,80 m de altura.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 63 compara a distribuição volumétrica da fração volumétrica de sólidos entre os casos estudados. Em relação ao caso sem ondas acústicas, o fato mais notável é o aumento da concentração de sólidos com ondas acústicas, o que condiz com os resultados experimentais para o caso com 40 kHz e 10 W. O aumento de concentração poderia significar o aumento do tempo de residência das partículas no *riser*. No entanto, este atraso implicaria em uma diminuição na velocidade das partículas, que não ocorre. Na Figura 62 mostrou-se que há um ligeiro aumento de velocidade na maior parte dos casos, indicando que o aumento da fração volumétrica está ligado ao aumento do fluxo de partículas. O perfil *core-annulus* só foi quebrado nas condições de 20 kHz e 10 W. Porém, se nota uma melhor distribuição da fase sólida ao longo do *riser*. Nota-se também que as ondas acústicas causam queda de partículas na região inferior à entrada de sólidos devido à perda de carga gerada. Este comportamento é mais proeminente com frequência de 40 kHz.

Figura 63 – Isovolumes de fração volumétrica de sólidos para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27.

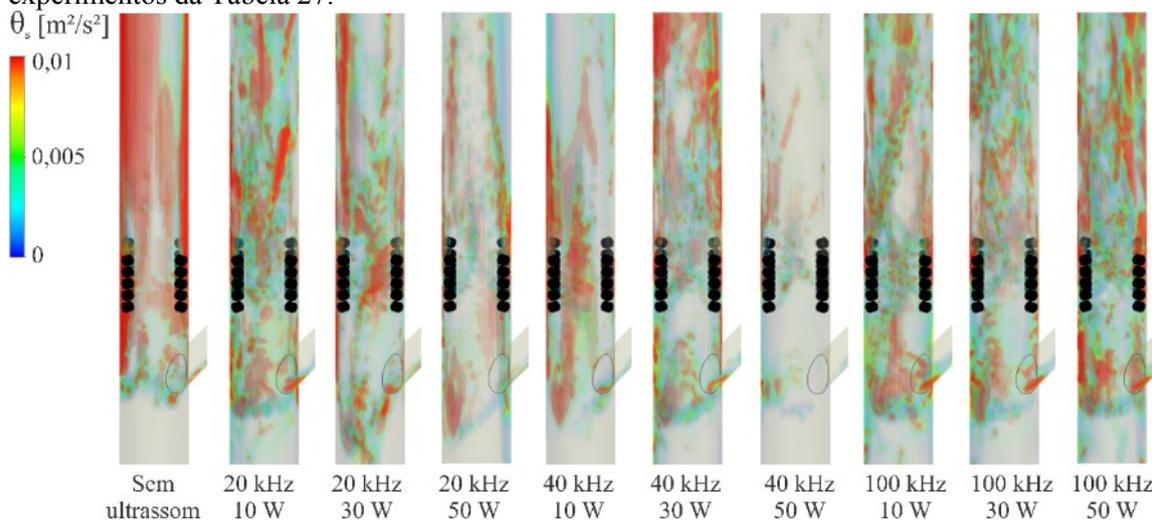


Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 64 ilustra a distribuição da temperatura granular da fase sólida no interior do *riser*. No caso sem ondas acústicas, a temperatura granular é maior nas paredes, onde há mais partículas acumuladas. Já nos casos com ondas acústicas, há uma distribuição de temperatura granular mais homogênea, indicando que o grau de mistura do escoamento aumentou devido à adição de energia acústica. O comportamento das distribuições indica também que o ultrassom aumenta a flutuação das partículas no escoamento. Uma melhor distribuição da temperatura

granular é observada nas condições 20 kHz e 10 W, 40 kHz e 30 W e em todas as condições com frequência de 100 kHz.

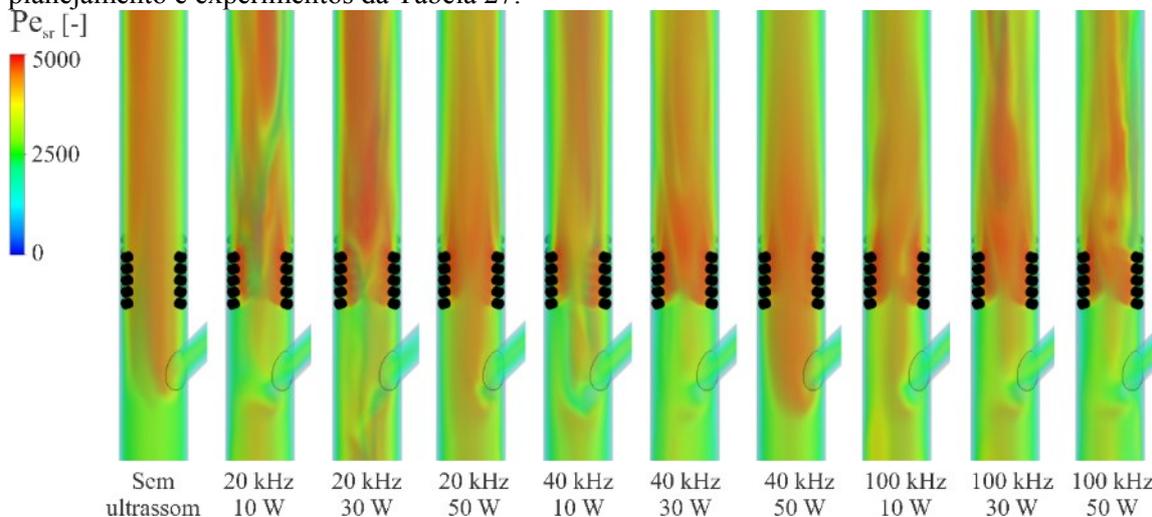
Figura 64 – Isovolumes de temperatura granular da fase sólida para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

O número de Péclet radial foi calculado para toda a região interior do *riser*, como ilustrado na Figura 65. Em relação ao caso sem ondas acústicas, houve um aumento do número de Péclet em frente aos transdutores e na região superior ao dispositivo ultrassônico. As melhores distribuições são observadas com potência de 30 W. O aumento do número de Péclet indica um aumento do contato gás-sólido na região de entrada do *riser*. Este parâmetro pode ser usado como base para avaliar o contato entre fases em escoamentos reativos, onde se avalia posteriormente o número de Schmidt, que é a razão entre a difusividade de quantidade de movimento e de massa.

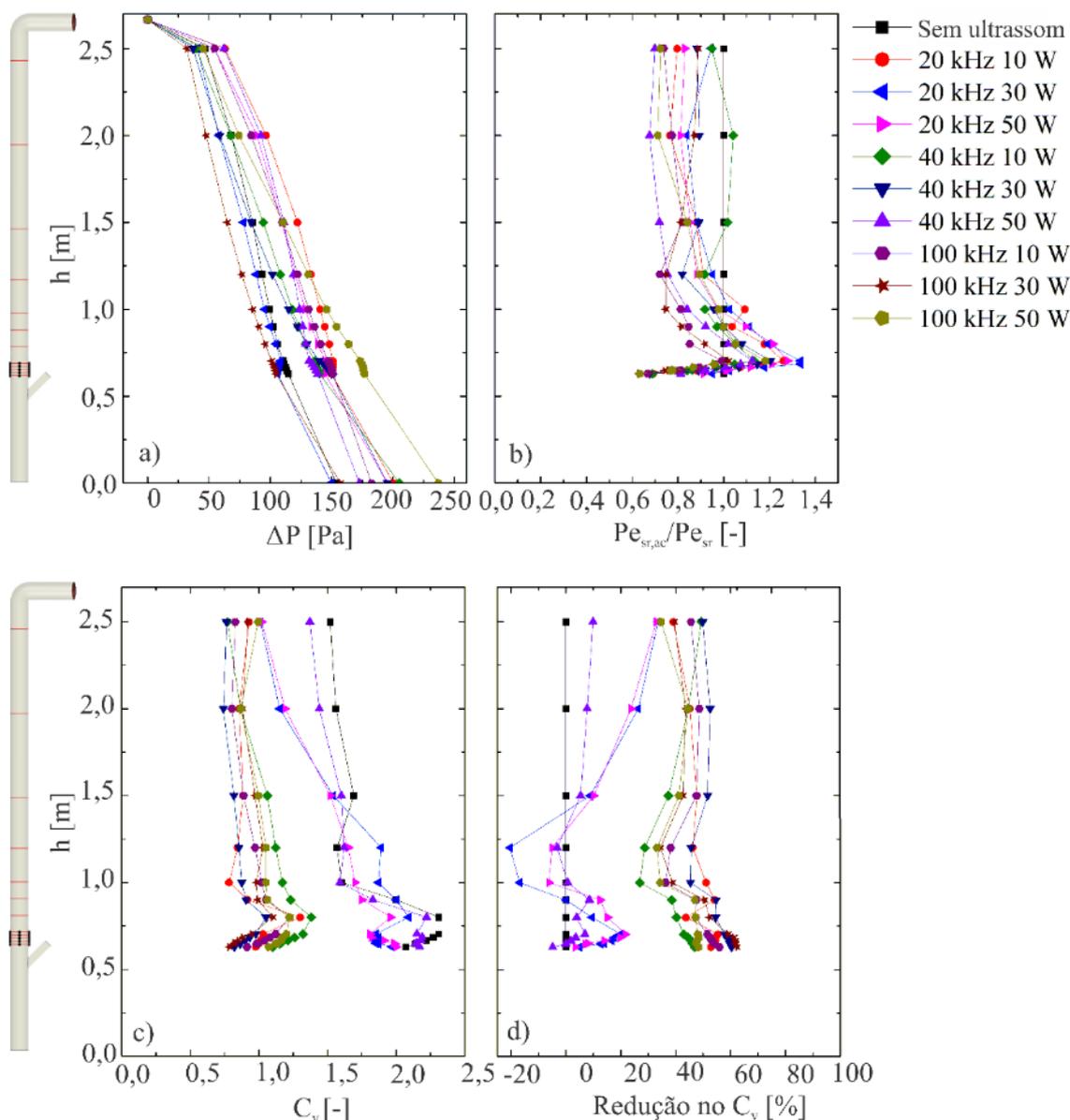
Figura 65 – Isovolumes para o número de Péclet radial do escoamento gás-sólido para os casos do planejamento e experimentos da Tabela 27.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 66 mostra o comportamento de 4 propriedades do escoamento ao longo da altura do *riser*. A perda de carga (a) tem um aumento médio global de 18 % quando se aplica o campo acústico, porém nos casos com 20 kHz e 30 W e 100 kHz e 30 W há uma diminuição de 5 % a 8 % da perda de carga entre os transdutores. Na Figura 66-b o número de Péclet radial dos casos com ondas acústicas ($Pe_{sr,ac}$) foi dividido pelo número de Péclet radial do caso sem ondas acústicas (Pe_{sr}). O caso sem ondas acústicas é representado por uma linha reta e um aumento do $Pe_{sr,ac}$ é verificado para os casos com ondas acústicas na região dos transdutores, estendendo-se até cerca de 1 m de altura do *riser*. Acima desta posição, o valor de $Pe_{sr,ac}$ diminui em relação ao caso sem ondas acústicas, porém os valores maiores são observados na região de entrada, onde ocorre o primeiro contato entre as fases e, em escoamentos reativos, iniciam-se as reações químicas. A análise do coeficiente de dispersão (C_v) na Figura 66-c mostra que todos os casos apresentaram melhor dispersão de partículas que no caso sem ondas acústicas. A Figura 66-d mostra que esta melhora foi de 40 % a 60 %. O coeficiente de dispersão médio no caso sem ondas acústicas é de 1,95 e o pior resultado obtido com ondas acústicas foi nas condições de 40 kHz e 50 W, em que o coeficiente de dispersão foi de 1,89. Os casos com 20 kHz e 10 W, 40 kHz e 30 W e 100 kHz e 30 W apresentaram valores de coeficiente de dispersão entre 0,87 e 0,99, sendo estes os melhores resultados obtidos. No entanto, o coeficiente de dispersão considera apenas a fração volumétrica de sólidos e o número de Péclet inclui também a velocidade da fase gasosa. Assim, os dois parâmetros devem ser analisados em conjunto.

Figura 66 – Gráficos de: (a) perda de carga média (ΔP) ao longo da altura; (b) número de Péclet radial com ondas acústicas ($Pe_{sr,ac}$) normalizado pelo número de Péclet sem ondas acústicas (Pe_{sr}); (c) coeficiente de dispersão da fração volumétrica de sólidos (C_v); (d) redução percentual de C_v em relação ao escoamento sem ondas acústicas.

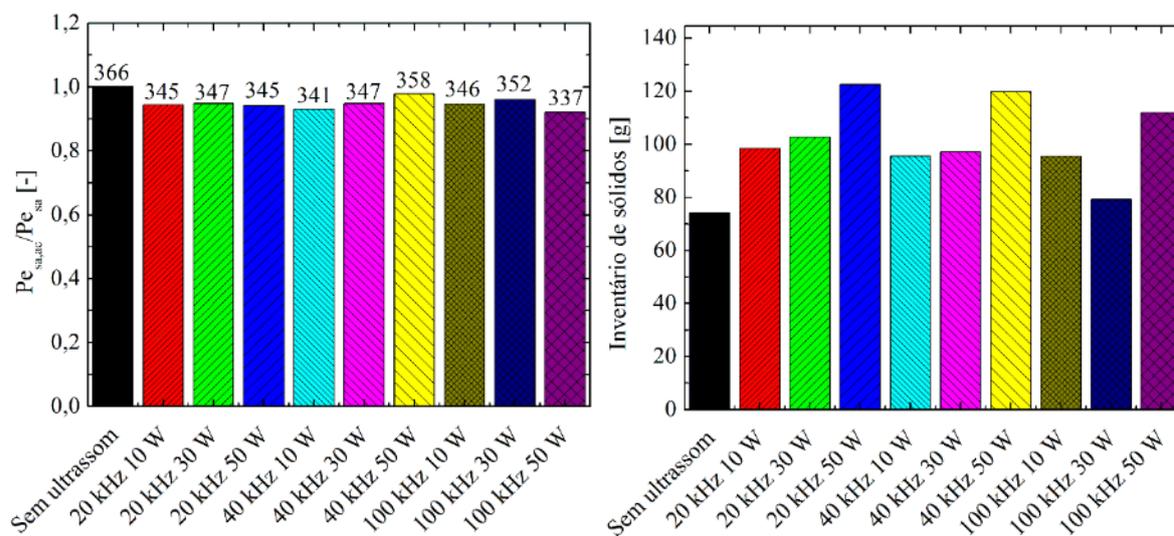


Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

O número de Péclet axial foi calculado para todos os casos considerando o número de Reynolds turbulento e a fração volumétrica de sólidos global no *riser*, como apresentado na Figura 67. Em todos os casos, houve diminuição da dispersão axial de sólidos, porém ainda assim o uso de ultrassom é uma alternativa para melhorar o contato gás-sólido localmente na região de interesse. A Figura 67 traz também o inventário de sólidos no *riser*, que aumenta com o uso de ondas acústicas. O aumento do inventário de sólidos, combinado a uma melhor

distribuição e ao aumento da temperatura granular, contribui para aumentar o rendimento de reações químicas que podem ser realizadas em leitos fluidizados circulantes.

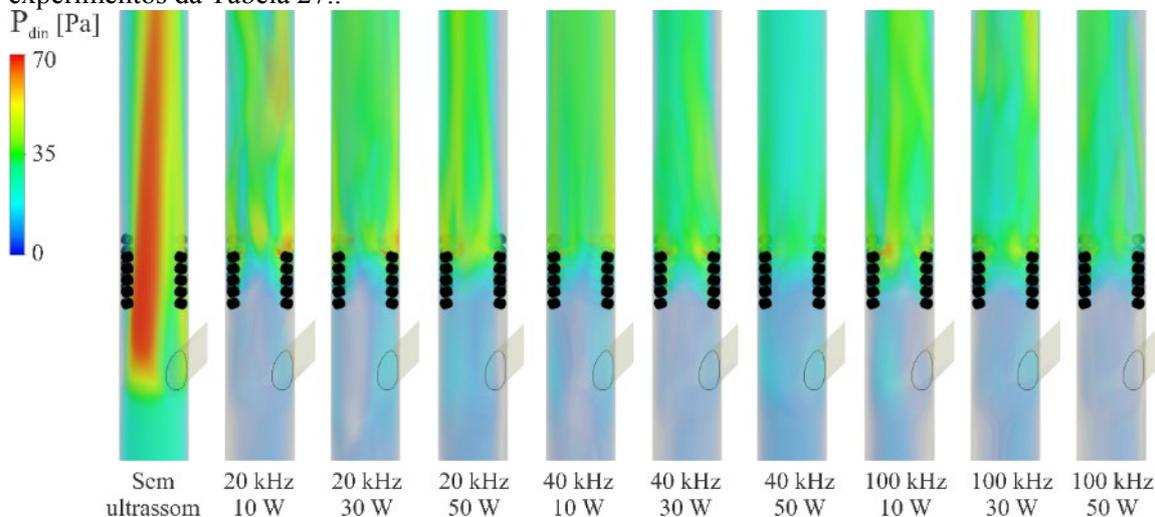
Figura 67 – Número de Péclet axial com ondas acústicas ($Pe_{sa,ac}$) normalizado pelo número de Péclet sem ondas acústicas (Pe_{sa}) e inventário de sólidos no riser. Os valores sobre as barras são o valor numérico do número de Péclet axial nos respectivos casos.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

Na Figura 68 são ilustrados os contornos de pressão dinâmica da fase gasosa no riser. Os valores de pressão diminuem em todos os casos com ondas acústicas, porém um aumento é observado acima do conjunto de transdutores. Este aumento de pressão se deve à energia acústica adicionada ao escoamento e nota-se que, nos três casos com frequência acústica de 20 kHz, a pressão dinâmica é mais homogeneamente distribuída e tem maior valor em relação aos demais casos. Apesar de os valores de pressão dinâmica em todos os casos com ultrassom serem menores que no caso sem ultrassom, a distribuição é mais homogênea ao longo da seção transversal. Assim, evita-se a formação de regiões de menor pressão em relação às vizinhanças que levam à formação de *clusters*. A diminuição da pressão dinâmica em relação ao caso sem ultrassom é devida à perda de carga no riser causada pelo aumento das colisões entre partículas e pelo efeito análogo ao de uma redução de diâmetro produzido pela passagem do escoamento através dos transdutores de ultrassom.

Figura 68 – Isovolumes de pressão dinâmica da fase gasosa para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27..

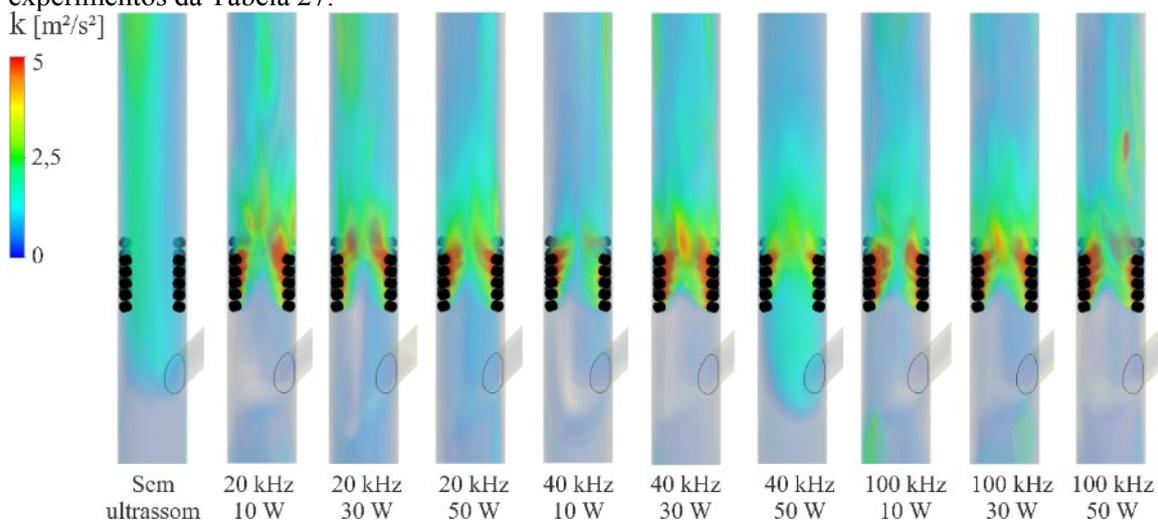


Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

Os campos de energia cinética turbulenta do gás são apresentados na Figura 69 e a dissipação da energia cinética turbulenta é ilustrada na Figura 70. A energia acústica é transferida ao fluido e transformada em energia cinética, que modifica os tensores de Reynolds e aumenta a turbulência da fase gasosa. No entanto, a dissipação de energia cinética turbulenta também aumenta devido às colisões entre partículas e destas com as paredes e devido ao efeito da viscosidade do fluido. Uma alta taxa de dissipação pode levar à formação de novos *clusters* de partículas ou ao aumento dos já existentes. Visualmente, o maior aumento de energia cinética turbulenta ocorre nas condições de 40 kHz e 30 W, causando também grande dissipação de energia. Os valores máximos de energia cinética turbulenta alcançados sem ultrassom são próximos a $2 \text{ m}^2/\text{s}^2$, enquanto que nos casos com ultrassom os valores de energia cinética turbulenta em frente aos transdutores são em torno de $5 \text{ m}^2/\text{s}^2$, o que significa um aumento maior que 100 % desta variável nas paredes onde o ultrassom é aplicado. Ocorre também uma concentração de energia cinética turbulenta no centro do *riser* devido ao direcionamento dos transdutores para esta região. No entanto, nota-se que logo acima dos transdutores os valores de energia cinética turbulenta voltam a flutuar em torno de $2 \text{ m}^2/\text{s}^2$, indicando a sua dissipação. Nos contornos de dissipação de energia cinética turbulenta nota-se justamente este comportamento, pois a energia transmitida ao fluido pelas ondas acústicas é dissipada logo em frente aos transdutores e na parede imediatamente superior. O aumento da dissipação de energia turbulenta nesta região é maior que 100 % em relação ao caso sem ondas acústicas.

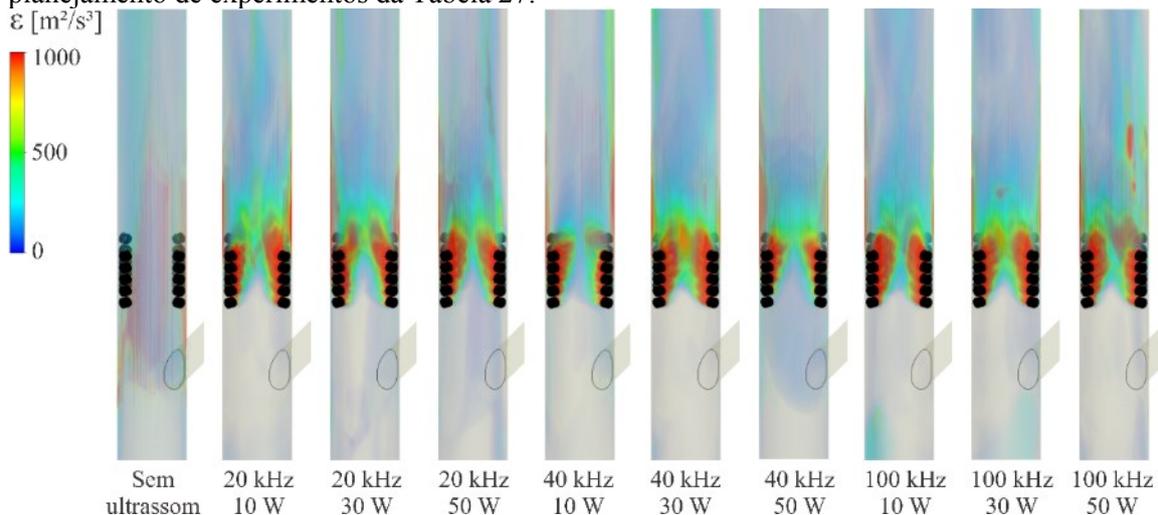
A distribuição de fração volumétrica para este caso, apresentada na Figura 63, mostra um aumento da espessura da camada anular de concentração de sólidos. No entanto, o coeficiente de dispersão global nestes casos melhorou 55 % em relação ao caso sem ondas acústicas e o número de Péclet radial teve um aumento máximo de 20 % após a passagem do escoamento pelos transdutores.

Figura 69 – Isovolumes de energia cinética turbulenta da fase gasosa para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

Figura 70 – Isovolumes de dissipação da energia cinética turbulenta da fase gasosa para os casos do planejamento de experimentos da Tabela 27.



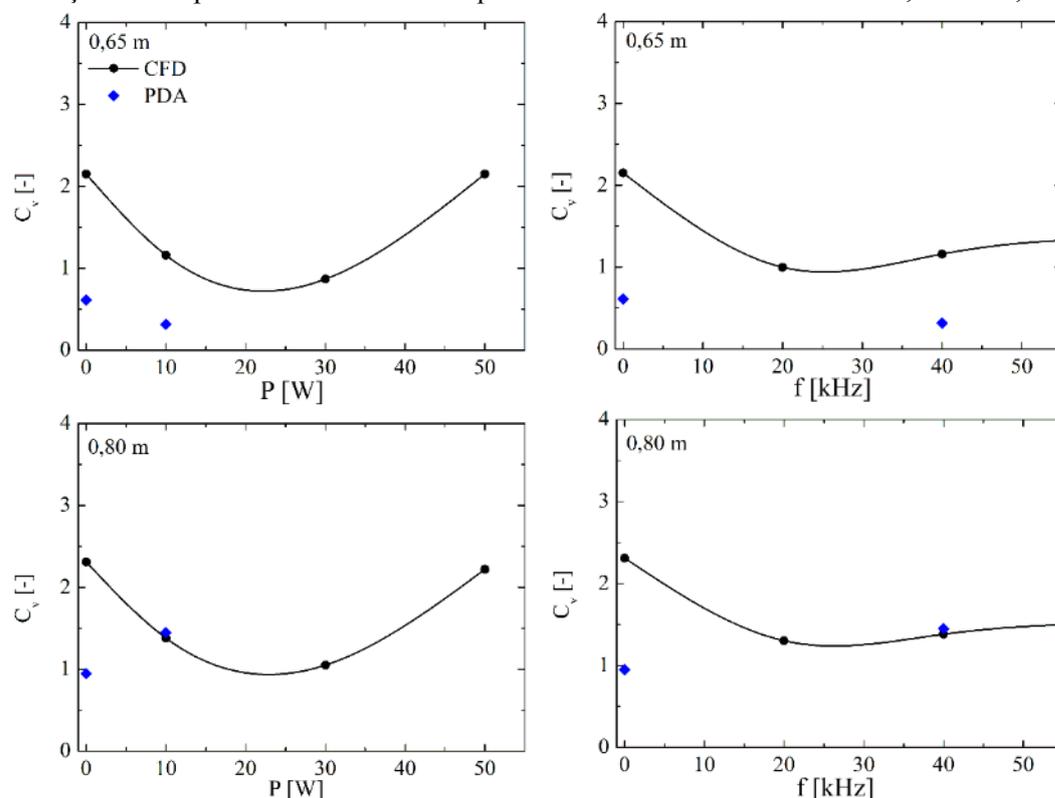
Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

Na Figura 71 tem-se uma curva de tendência (*CFD*) construída com os coeficientes de dispersão da fração volumétrica de sólidos na seção transversal a 0,65 m e 0,80 m de altura. Os

pontos experimentais (*PDA*) são os coeficientes de dispersão dos contornos de fração volumétrica calculados a partir da concentração fornecida pela técnica de *PDA* e com diâmetro de partícula igual a 79,9 μm . Os coeficientes de dispersão experimentais seguem a tendência das simulações em 0,65 m, porém apresentam valores menores devido ao menor número de pontos experimentais. Aumentando-se a potência dos transdutores até 20 W, o coeficiente de dispersão de sólidos diminui, indicando que a dispersão melhora. Se a potência de cada transdutor for aumentada acima de 20 W, ocorre uma piora do coeficiente de dispersão porque a energia acústica transmitida ao fluido torna-se excessiva e causa grande dissipação turbulenta que leva à formação de *clusters*. Na posição de 0,80 m de altura, o coeficiente de dispersão experimental coincide com o numérico para o experimento com ondas acústicas. O mesmo comportamento da dispersão em relação à potência é observado a 0,65 m e 0,80 m de altura.

O coeficiente de dispersão tem menor sensibilidade com o aumento da frequência do que com o aumento da potência dos transdutores. As linhas de tendência mostram que o coeficiente de dispersão de sólidos diminui ligeiramente aplicando-se ultrassom com frequência de até 20 kHz, porém não apresenta variação significativa com o aumento da frequência. Isto ocorre porque frequências maiores que 20 kHz capturam nos nós de pressão partículas cada vez menores, em torno de 5 μm , e as partículas sólidas do presente estudo têm diâmetro de 79,9 μm . Em contrapartida, a dispersão de partículas é muito mais sensível à variação da potência, apresentando melhor resultado se forem aplicadas ondas acústicas com frequência de 20 W em cada transdutor. Como os transmissores utilizados neste estudo têm frequência fixa de 10 W, uma alternativa seria utilizar o dobro de transmissores, ou seja, 40 unidades.

Figura 71 – Coeficientes de dispersão de sólidos (C_v) experimentais (*PDA*) e numéricos (*CFD*) e sua variação com a potência elétrica e a frequência acústica dos transdutores a 0,65 m e 0,80 m de altura.

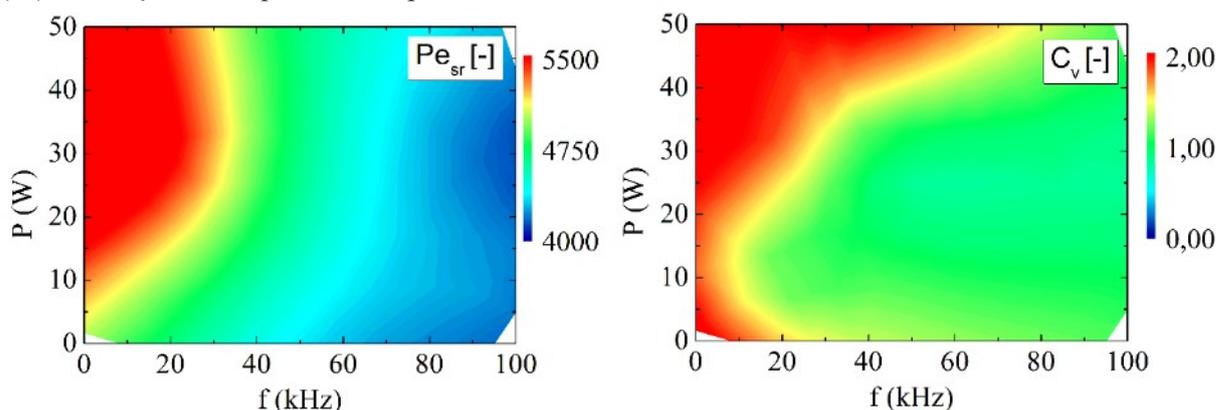


Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 72 traz os mapas de dispersão de partículas em função da frequência e da potência dos transdutores construídos a partir dos resultados do planejamento experimental proposto. Para que haja uma boa dispersão, o número de Péclet radial deve aumentar e o coeficiente de dispersão de sólidos deve diminuir. Os resultados mostram que, para as condições de velocidade e vazão de sólidos estudadas, o máximo número de Péclet pode ser obtido com frequência acústica de até 20 kHz e potência em torno de 30 W. Já o coeficiente de dispersão mínimo é obtido com frequências maiores que 10 kHz e potências menores que 50 W. Com frequência de 100 kHz bons resultados em todos os valores de potência foram obtidos. No entanto, estes resultados podem ter dispersão numérica porque não foi possível manter o passo de tempo de 5×10^{-6} s até o final das simulações. A região de convergência em que se obtêm bons resultados para os dois coeficientes situa-se em torno de 20 kHz e 20 W. Novamente, observa-se aqui que a frequência acústica teve pouca influência e a potência teve grande influência sobre a dispersão de partículas. Estudos anteriores sobre a aplicação da correnteza acústica em fluidos propuseram a variação da potência dos transdutores com frequência fixa e em torno de 20 kHz (LEE; YOUN; KIM, 2019; SAJJADI et al., 2017b;

SAJJADI; RAMAN; IBRAHIM, 2015). Lee et al. (2019) utilizaram uma abordagem análoga à deste estudo nas simulações numéricas e também concluíram que o efeito da potência sobre a correnteza acústica é maior que o da potência elétrica dos transdutores.

Figura 72 – Mapas de dispersão do número de Péclet radial (Pe_{sr}) e do coeficiente de dispersão de sólidos (C_v) em função da frequência e da potência dos transdutores.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A baixa influência da frequência acústica sobre a dispersão pode ser atribuída à relação entre o valor da frequência e o tamanho das partículas que podem ser atraídas aos nós de pressão. Merrel e Sailor (2017) realizaram um estudo de separação acústica definindo que ondas com frequência de 29 kHz seriam capazes de capturar partículas com diâmetro médio de 5 μm nos seus nós de pressão. Sabendo-se que quanto maior a frequência acústica, menor é o tamanho das partículas capturadas, pode-se estimar que ondas de 20 kHz capturem partículas de 7,25 μm de diâmetro, ondas de 40 kHz capturem partículas de 3,63 μm e ondas de 100 kHz capturem as partículas de 1,45 μm de diâmetro. Além disso, partículas maiores também têm sua trajetória alterada pelo campo acústico, mesmo que não cheguem a ser capturadas nos nós de pressão. Para capturar as partículas de FCC e as esferas de vidro utilizadas neste estudo, seria necessário usar transdutores com frequência de 2 kHz a 3 kHz. O uso de uma grande quantidade de transdutores de 40 kHz também produz um campo acústico capaz de levitar uma esfera de vidro de diâmetro em torno de 100 μm e massa específica elevada (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017). Este efeito provavelmente é devido à soma das potências dos transdutores, pois Merrel e Sailor (2017) também afirmaram que a eficiência da coleta de partículas para uma mesma frequência aumentou com o aumento da potência dos transdutores. Nas condições apresentadas, no entanto, há uma grande quantidade de partículas e a presença

do escoamento, que modificam o campo acústico produzido pelos transdutores. Além disso, a quantidade de transdutores é menor que a utilizada por Marzo, Barnes e Drinkwater (2017). Assim, a energia acústica produzida é capaz apenas de modificar a trajetória das partículas, deslocando-as em direção ao centro do duto e aumentando o número de colisões.

O estudo da influência da frequência e da potência dos transdutores sobre a dispersão de partículas mostrou que a potência apresenta maior influência sobre a dispersão e que valores menores de frequência ultrassônica e uma potência unitária em torno de 20 W para os transdutores produz os melhores resultados. O aumento excessivo da potência causaria o efeito contrário, pois levaria a um grande número de colisões entre partículas e à perda de energia do escoamento. A correnteza acústica afeta diferentes propriedades do escoamento, aumentando a turbulência e a perda de carga. No entanto, mesmo nestas condições se consegue melhorar a dispersão de partículas em *risers* de *CFB*. Assim, com base nestas análises e nos limites operacionais fixados, para uma condição operacional com velocidade superficial de 5,6 m/s e vazão mássica de sólidos de 1,55 kg/m²s a melhor dispersão de partículas sólidas na seção transversal do duto e a melhor dispersão lateral segundo o número de Péclet podem ser obtidos com frequência acústica de 20 kHz e potência elétrica dos transdutores variando de 10 W a 50 W. No entanto, os melhores resultados podem ser obtidos com potência em torno de 20 W.

6.5 ESTUDO EXPERIMENTAL DA INFLUÊNCIA DE ONDAS ACÚSTICAS SOBRE A FLUIDIZAÇÃO DE DIFERENTES TIPOS DE PARTÍCULAS

Neste estudo, avaliou-se experimentalmente a dispersão de partículas de *FCC* e esferas de vidro sob a influência de ondas acústicas. A técnica de *PDA* foi utilizada para medir a velocidade e a turbulência das partículas na posição axial de 0,65 m entre os transdutores usando o mapa de pontos definido na Figura 31. As ondas de ultrassom aplicadas sobre o escoamento têm frequência de 40 kHz, potência de 10 W e *SPL* de 110 dB a 120 dB. As 4 condições operacionais adotadas foram descritas anteriormente na Tabela 10. A razão de carga e o carregamento mássico das 4 condições operacionais são apresentados na Tabela 28.

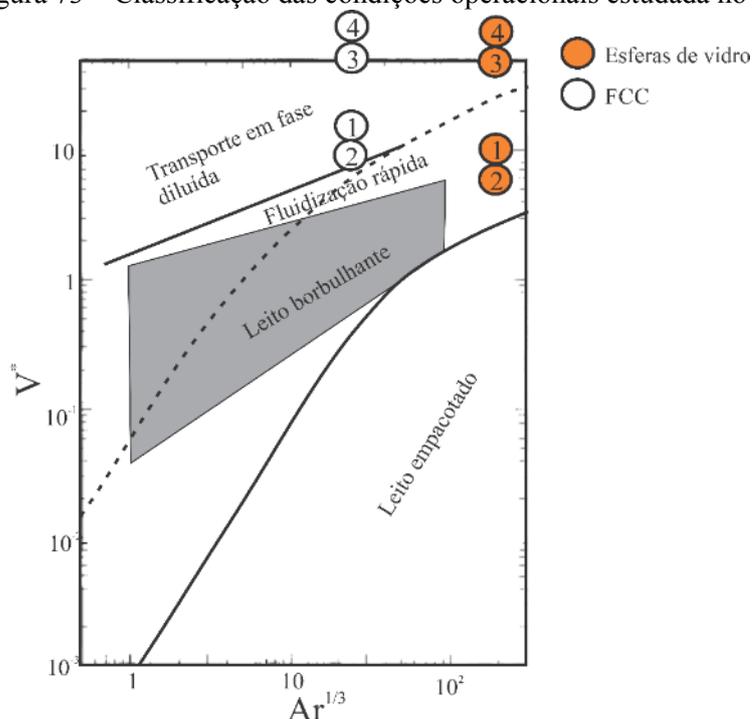
Tabela 28 – Razão de carga e carregamento mássico dos experimentos com esferas de vidro e FCC.

| Condição operacional | Razão de carga [g sól./m ³ ar] | Carregamento mássico [g sól./kg ar] |
|----------------------|---|-------------------------------------|
| 1 | 22,43 | 18,70 |
| 2 | 39,72 | 33,09 |
| 3 | 27,27 | 22,73 |
| 4 | 15,40 | 12,84 |

Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

As 4 condições operacionais foram posicionadas no diagrama de Bi e Grace (1995), como ilustrado na Figura 73. Com partículas de FCC, todas as condições operacionais são classificadas como transporte em fase diluída, podendo ou não apresentar perfil core-anular de concentração de partículas sólidas.

Figura 73 – Classificação das condições operacionais estudada no diagrama de Bi e Grace.



Fonte: adaptado de Bi e Grace (1995).

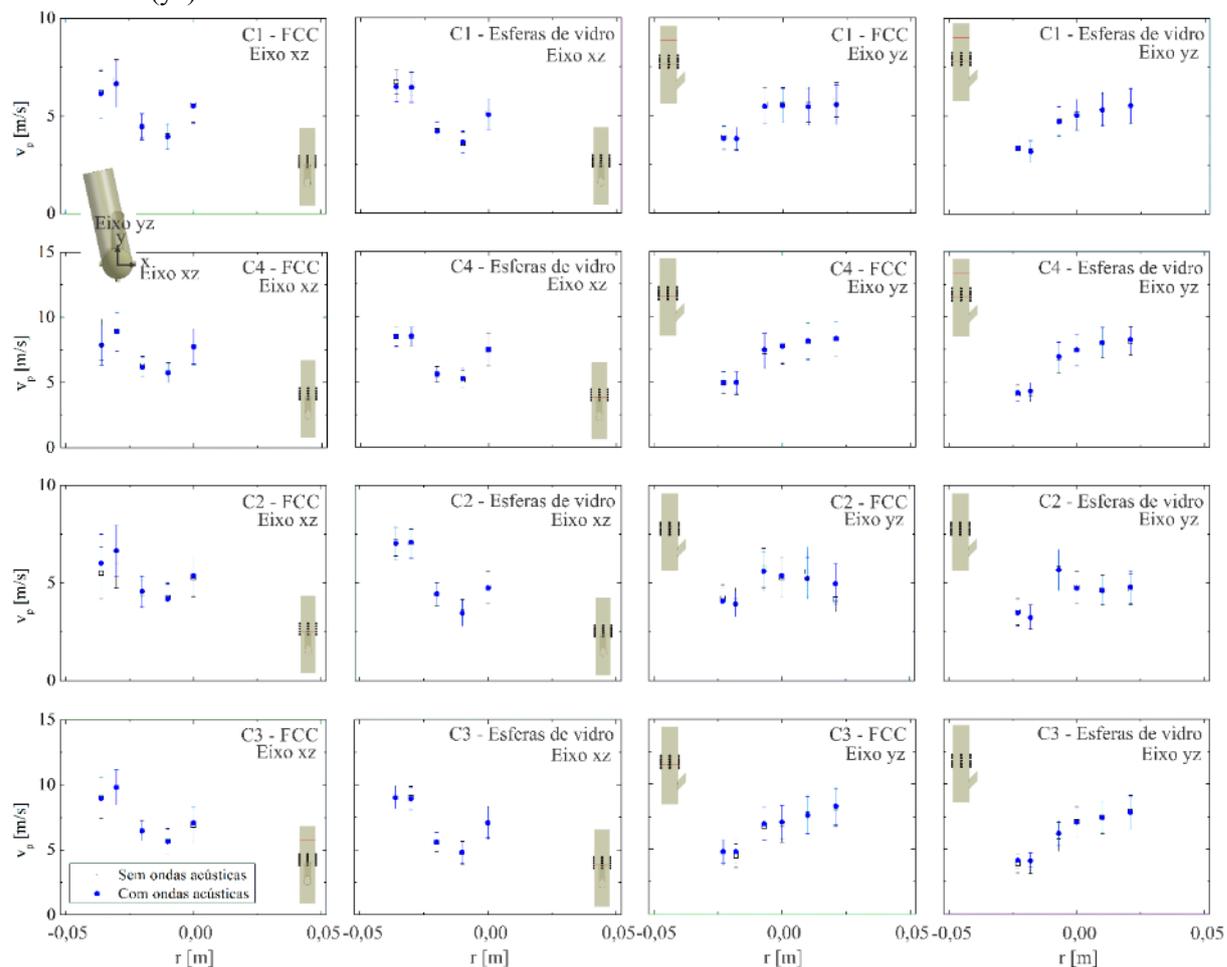
Quando se usam esferas de vidro como fase sólida, as condições operacionais 1 e 2 passam a ter comportamento de fluidização rápida. Partículas do Grupo A de Geldart normalmente não mudam para o regime de fluidização rápida com o aumento do fluxo de sólidos, comportamento verificado para as partículas de FCC no diagrama. Assim, embora as partículas de FCC usadas se situem na região limítrofe entre os Grupos A e B e tenham sido

classificadas como Grupo B segundo os critérios de Geldart, o seu comportamento no diagrama de Bi e Grace é mais próximo das partículas do Grupo A. As esferas de vidro pertencem ao Grupo B de Geldart e, quando pertencentes ao regime de transporte diluído, apresentam comportamento de fluidização rápida com o aumento da carga de sólidos.

Inicialmente, serão descritos os perfis de velocidade das partículas no eixo simétrico, que tem direção perpendicular à entrada de sólidos e estão ilustrados à esquerda na Figura 74. Na condição operacional 1 com ultrassom, as partículas de *FCC* apresentam flutuação de velocidade na parede maior que a das esferas de vidro. Na condição operacional 2 observa-se o mesmo comportamento e há um aumento considerável de velocidade das partículas de *FCC* na região de parede, enquanto as esferas de vidro apresentam ligeira diminuição de velocidade. Nestas duas condições operacionais, a velocidade das partículas de *FCC* na parede é menor que a das esferas de vidro, mesmo com o aumento de velocidade causado pelas ondas acústicas. Na condição operacional 3 com o uso de ultrassom, as partículas de *FCC* apresentam velocidade menor que a das esferas de vidro na região de parede e com maior flutuação. No entanto, a variação de velocidade com o uso de ultrassom não é significativa para os dois tipos de partículas. Na condição operacional 4, o uso de ultrassom não produz variação de velocidade significativa para as esferas de vidro. Já para as partículas de *FCC* a velocidade diminui na parede e apresenta maior flutuação.

A descrição seguinte se aplica aos perfis de velocidade no eixo assimétrico, que são paralelos à entrada de sólidos e estão ilustrados à direita na Figura 74. Na condição operacional 1, a velocidade das partículas de *FCC* com uso de ultrassom é ligeiramente maior que a das esferas de vidro na parede oposta à entrada de sólidos. Na condição operacional 2, o ultrassom não produz variação significativa sobre o perfil de velocidade das esferas de vidro, mas para as partículas de *FCC* há uma pequena diminuição de velocidade na parede oposta à entrada de sólidos e um grande aumento de velocidade na mesma parede da entrada de sólidos. Na condição operacional 3, esferas de vidro e partículas de *FCC* apresentam comportamento semelhante com o uso de ultrassom, com diminuição de velocidade na parede oposta à entrada de sólidos. Na condição operacional 4, observa-se o mesmo comportamento da condição 3. Assim, pode-se afirmar que as partículas de *FCC* respondem mais às ondas acústicas alterando seu perfil de velocidade porque têm menor tamanho e massa específica e, portanto, menor resistência ao movimento.

Figura 74 – Perfis de velocidade de esferas de vidro e catalisador de *FCC* para as 4 condições operacionais da Tabela 28 (C1, C2, C3 e C4) com e sem ondas acústicas nos eixos simétrico (xz) e assimétrico (yz) do *riser*.

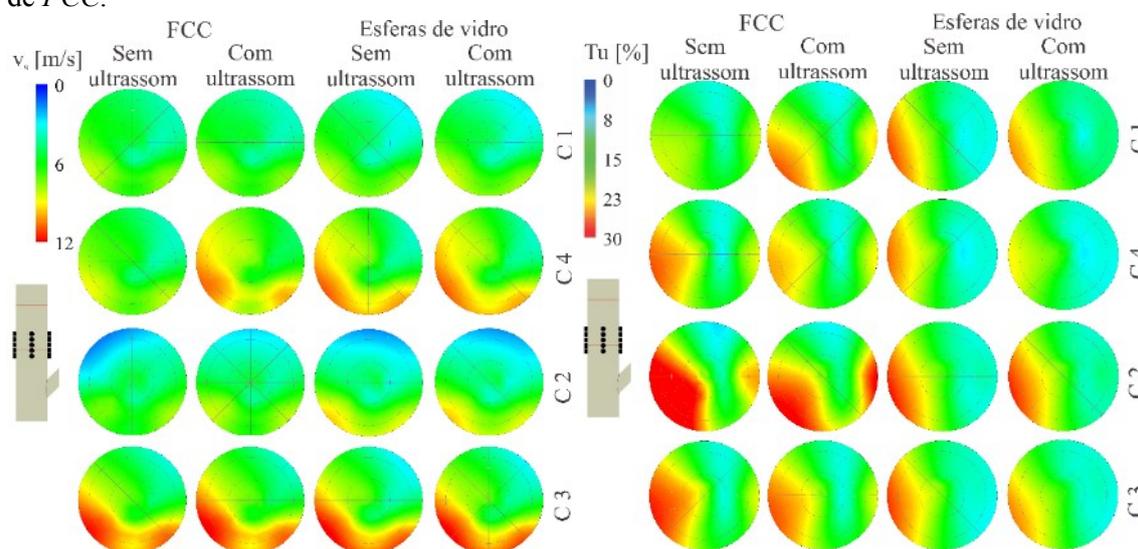


Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

A Figura 75 mostra os contornos de velocidade e intensidade turbulenta das partículas interpolados nas seções transversais. Na condição operacional 1, o uso de ultrassom leva a uma pequena diminuição da velocidade das partículas de *FCC* no terceiro quadrante, enquanto a velocidade das esferas de vidro não tem variação significativa. O aumento da turbulência na parede é grande para as partículas de *FCC* e pequeno para as esferas de vidro. Na condição operacional 2, há um grande aumento de velocidade das partículas de *FCC* no terceiro quadrante e não há variação significativa para as esferas de vidro. Com o uso de ultrassom, a turbulência das partículas de *FCC* diminui na parede esquerda e aumenta na parede direita, tornando-se mais distribuída, enquanto os valores de turbulência para esferas de vidro não sofrem mudança. Como as condições operacionais 1 e 2 apresentam a mesma velocidade

superficial do ar, de 5,7 m/s, a maior resposta ao ultrassom pode estar relacionada ao aumento na carga de sólidos. Quanto maior a carga de sólidos, maior é a frequência de choques entre partículas, o que leva ao maior espalhamento da energia acústica. Na condição operacional 3, há um aumento de velocidade das partículas de *FCC* no terceiro quadrante e não há variação significativa para as esferas de vidro. Já na condição 4 há um grande aumento de velocidade das partículas de *FCC* em vários pontos e um pequeno aumento de velocidade das esferas de vidro no terceiro quadrante. Nas condições operacionais 3 e 4, a turbulência diminui na parede para os dois tipos de partícula quando se aplica ultrassom. Em alguns casos, principalmente nas condições 3 e 4, verifica-se uma diminuição da turbulência das partículas nas regiões onde a sua velocidade aumenta, normalmente, próximo à parede. Este comportamento pode refletir o deslocamento de partículas da parede em direção ao centro, reduzindo o perfil *core-anular* e diminuindo o efeito de barreira de partículas que impede o aumento de velocidade nestas regiões.

Figura 75 – Contornos de velocidade (v_s) e intensidade turbulenta (Tu) para esferas de vidro e partículas de *FCC*.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

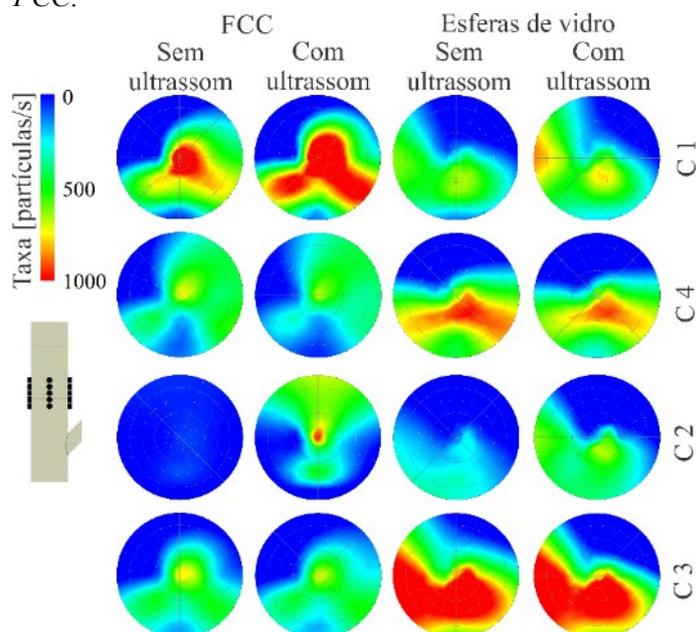
Marzo, Barnes e Drinkwater (2017) realizaram o estudo que serviu de base para a construção do dispositivo ultrassônico usado neste estudo. Os autores compararam a força de levitação acústica exercida sobre diferentes partículas e verificaram que a instabilidade destas partículas no campo acústico é devida ao seu formato irregular, à grande massa específica e ao fato de alguns materiais absorverem ondas acústicas. Tanto as esferas de vidro quanto as de

FCC usadas no presente estudo têm formato irregular e massa específica comparável à das partículas empregadas por Marzo, Barnes e Drinkwater (2017). Além disso, o catalisador de *FCC* é poroso e comporta-se como absorvedor acústico (MAREZE et al., 2019). As esferas de vidro, por outro lado, não são porosas e absorvem pouca energia acústica (MÜLLER et al., 2015).

A maior resposta das partículas de *FCC* ao ultrassom e a baixa resposta das esferas de vidro podem também ser explicadas com base na composição destas partículas. As partículas de *FCC* contêm em sua composição o alumínio, que é um material com características piezoelétricas (XI; CHUNG, 2019). Considerando que o efeito piezoelétrico é proporcional ao nível de organização da estrutura cristalina do material, pode-se dizer que as esferas de vidro não apresentam propriedades piezoelétricas (ÖZTÜRK; SARILMAZ, 2020). A reflexão de onda pelos dois tipos de partícula é semelhante, pois depende da diferença de impedância entre as superfícies (KINSLER et al., 2000). Considerando a propagação da onda do ar para o alumínio e para o vidro, as diferenças de impedância alumínio-ar e vidro-ar são semelhantes, pois as impedâncias do alumínio e do vidro são 17,33 MPa/(s·m) e 10,1-18,9 MPa/(s·m), respectivamente. No entanto, a diferença de massa específica é maior para as esferas de vidro do que para o alumínio (THOMAS D. ROSSING, 2007a).

Não foi possível obter perfis de fração volumétrica para o *FCC* pois, devido à opacidade e à baixa esfericidade destas partículas, a técnica de *PDA* não é capaz de calcular o seu diâmetro. No entanto, podem ser feitas estimativas de concentração de partículas através da sua taxa de detecção, como ilustrado na Figura 76. Na condição experimental 1, a concentração dos dois tipos de partículas aumenta no centro do duto quando se aplica ultrassom, mas o aumento é muito maior para as partículas de *FCC*. O mesmo comportamento pode ser observado para a condição experimental 2. Nas condições experimentais 3 e 4, as partículas de *FCC* já se concentram no centro na ausência de ultrassom devido à convecção do ar ascendente com velocidade maior que nas condições 1 e 2. Com o uso de ultrassom, há pouca alteração neste comportamento. Com esferas de vidro, o uso de ultrassom também apresenta pouca influência sobre a concentração de partículas, que permanece maior em uma das laterais do duto.

Figura 76 – Taxa de detecção de partículas pela técnica de *PDA* para esferas de vidro e partículas de *FCC*.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

O comportamento da distribuição de partículas nesta análise mostra que, para velocidades superficiais mais baixas, em torno de 5 m/s, ondas acústicas com frequência de 40 kHz e potência de 10 W têm efeito sobre a dispersão de partículas no escoamento. Já para velocidades maiores, em torno de 8 m/s, o efeito do ultrassom é minimizado e prevalece a influência da convecção forçada do ar sobre a distribuição de partículas. Assim, é necessário investigar se ondas acústicas com maior frequência ou potência são capazes de produzir um efeito mais pronunciado sobre a dispersão.

6.6 COMPARAÇÃO DA DISPERSÃO DE PARTÍCULAS SÓLIDAS EM *RISERS* DE *CFB* PROPORCIONADA POR TRANSDUTORES DE ULTRASSOM E DEFLETORES AERODINÂMICOS

A melhoria da dispersão de partículas em *risers* de *CFB* foi estudada por Rossbach et al. (2016b, 2019) usando a mesma unidade experimental e as mesmas condições operacionais deste trabalho. O *riser* com anéis defletores é ilustrado na Figura 77. As partículas utilizadas pelos autores foram esferas de vidro pertencentes à classe B de Geldart. Assim, foi possível comparar os dados experimentais de velocidade e fração volumétrica de sólidos obtidos pelos autores usando defletores aerodinâmicos com os dados obtidos no presente trabalho. Em ambos

os casos foi usada a técnica de *PDA* e as medições foram realizadas a 0,80 m acima da base do *riser*. No *riser* com anéis defletores, esta posição de medição localiza-se acima do conjunto de anéis e com ultrassom localiza-se acima do conjunto de transdutores, como indicado na Figura 77.

Figura 77 – Posição de medição ($h = 0,80$ m) dos pontos na seção transversal do *riser* com ultrassom e com anéis defletores.



Fonte: produzido pela autora (2020).

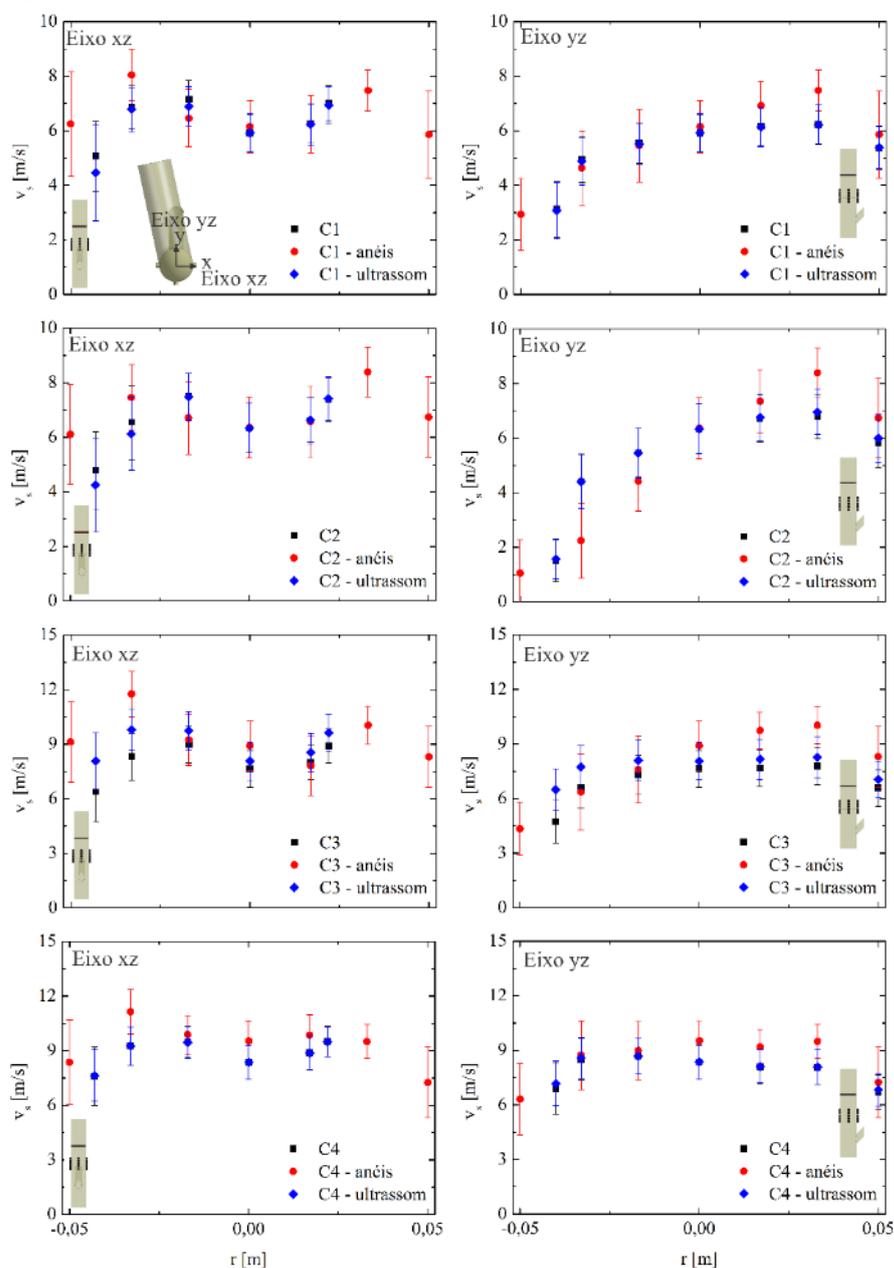
Na Figura 78 os perfis de velocidade da fase sólida com ultrassom são comparados com os perfis de velocidade do *riser* de *CFB* com anéis defletores. Ambos os casos são comparados com os perfis de velocidade na ausência de ondas de ultrassom e anéis defletores, que são chamados de casos-padrão. As quatro condições operacionais são assumidas como sendo as indicadas na Tabela 29, sendo que os experimentos com anéis defletores foram realizados em condições de velocidade e vazão de sólidos que não diferem ou diferem em menos de 3 % das utilizadas com ultrassom.

Tabela 29 – Planejamento de experimentos físicos com esferas de vidro.

| Condição operacional | v_g (m/s) | G_s (g/s) | G_s (kg/m ² ·s) | CM (kg sól./kg gás) | RC (kg sól./m ³ gás) |
|----------------------|-------------|-------------|------------------------------|------------------------|------------------------------------|
| 1 | 5,7 | 11,8 | 1,38 | 0,28 | 0,23 |
| 2 | 5,7 | 20,8 | 2,45 | 0,51 | 0,43 |
| 3 | 8,3 | 20,8 | 2,45 | 0,35 | 0,29 |
| 4 | 8,3 | 11,8 | 1,38 | 0,19 | 0,16 |

Fonte: produzido pela autora (2020).

Figura 78 – Comparação entre perfis experimentais de velocidade da fase sólida com e sem ondas acústicas e com anéis defletores nos eixos simétrico (xz) e assimétrico (yz) do *riser*. As barras de erro representam o valor RMS das variáveis.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

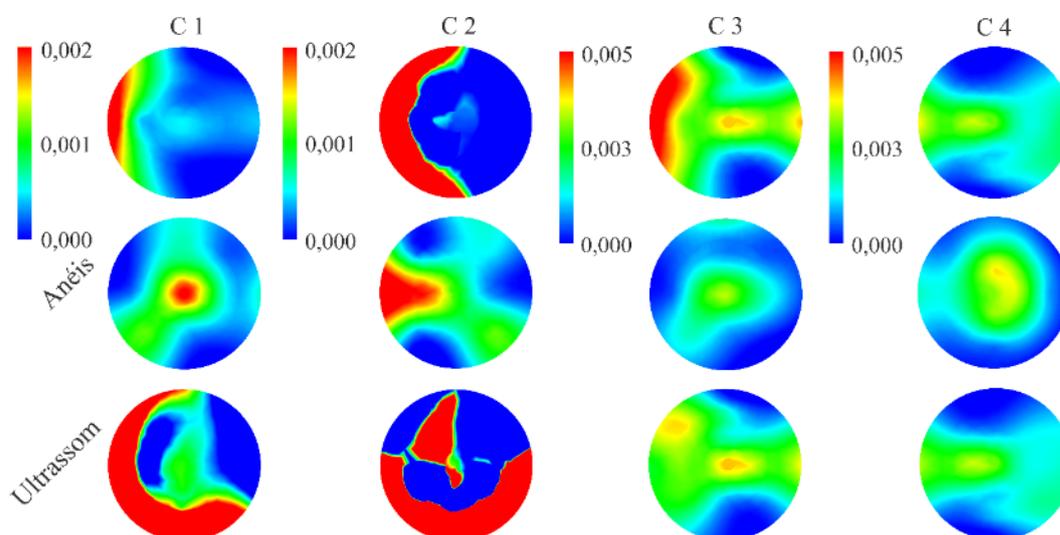
No eixo de simetria do *riser*, os perfis de velocidade são semelhantes e apresentam um ligeiro deslocamento da simetria no lado esquerdo das figuras devido à maior concentração de partículas sólidas nesta região. Nos casos com anéis defletores este desvio é menor e os perfis são mais simétricos, com velocidades maiores que nos casos-padrão e com ondas acústicas. Nas condições C1 e C2 a velocidade das partículas diminui em relação aos casos-padrão, causando

efeito contrário ao desejado sobre a sua dispersão, como já discutido nas seções anteriores. Na condição C3 o aumento de velocidade em relação ao caso-padrão ocorreu com anéis e com ultrassom e foi maior com anéis na parede esquerda. Na condição C4 houve variação de velocidade apenas com o uso de anéis defletores.

No eixo assimétrico do *riser*, uma variação de velocidade em relação aos casos-padrão em todas as condições operacionais foi observada. Na condição C1 houve uma variação de velocidade pequena com ultrassom. Com anéis, a variação de velocidade foi maior na parede da entrada de sólidos, porém, o aumento de velocidade na parede oposta à entrada, onde se acumulam mais partículas, foi semelhante para os dois casos. Na condição C2 houve diminuição de velocidade com o uso de anéis na parede oposta à entrada de sólidos e aumento de velocidade na outra parede. A variação de velocidade com ultrassom foi menor que com anéis, porém, o comportamento de ambos os casos é semelhante na parede oposta à entrada de sólidos. Nas condições C3 e C4 os perfis de velocidade não são tão assimétricos devido à maior velocidade superficial, que torna o escoamento mais diluído e diminui a espessura do perfil *core-annulus*. Na condição 3 nota-se uma assimetria maior no perfil de velocidade com anéis, que apresenta diminuição de velocidade na parede em relação ao caso-padrão. Já com o uso de ultrassom há um aumento de velocidade na mesma região e uma maior uniformidade na distribuição de velocidades. Na condição C4 os perfis de velocidade são semelhantes, porém há um aumento de velocidade com o uso de anéis que não é observado com o ultrassom.

Na Figura 79 comparam-se os contornos de fração volumétrica dos três casos a 0,80 m acima da base do *riser*, calculados usando a concentração de partículas e o diâmetro médio de Sauter fornecidos pela técnica de *PDA* em cada ponto de medição. Nas condições operacionais 1 e 2, os anéis defletores apresentam melhores resultados quanto à dispersão de sólidos, diminuindo a concentração de partículas na região anular e melhorando a dispersão ao longo da seção transversal. Nestes casos, o uso de ultrassom aumentou a concentração de partículas na região anular e prejudicou a dispersão. Nas condições operacionais 3 e 4 tanto os anéis quanto o ultrassom contribuíram para melhorar a dispersão de sólidos. Nos casos com anéis, as partículas são direcionadas para o centro do *riser*, acumulando-se nesta posição. Com ondas acústicas há um leve acúmulo de partículas no centro e a sua dispersão ao longo da seção transversal é semelhante à dos casos com anéis.

Figura 79 – Comparação entre contornos de fração volumétrica de sólidos com anéis defletores e ondas acústicas nas condições operacionais C1, C2, C3 e C4 com e sem ultrassom e com anéis defletores.



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

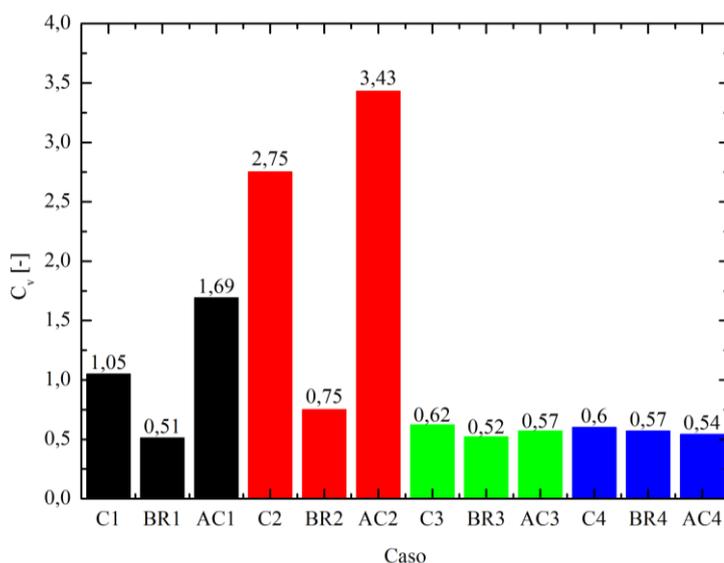
Para quantificar a dispersão de sólidos foram calculados os coeficientes de dispersão da fração volumétrica de sólidos nestas regiões e os valores são comparados na Figura 80. Na condição 1 o coeficiente de dispersão diminui em 51 % com anéis e aumentou em 60 % com ultrassom. Na condição 2, houve uma diminuição de 72 % com anéis e 24 % com ultrassom. Nas condições 3 e 4 houve diminuição do coeficiente de dispersão nos dois casos. Com anéis, a diminuição foi de 5 % com anéis e 8 % com ultrassom. Já na condição 4, foi de 16 % com anéis e 10 % com ultrassom.

O uso de anéis defletores melhora a dispersão de sólidos nos 4 casos estudados, enquanto com ultrassom obtém-se efeito semelhante apenas nas condições de maior velocidade. No entanto, o uso prolongado dos anéis leva à sua erosão e o aumento de velocidade axial pode resultar em diluição do leito, reduzindo o número de partículas sólidas em contato com a fase gasosa (ROSSBACH et al., 2019). A frequência de 40 kHz e a potência elétrica de 10 W aplicadas sobre o escoamento neste estudo não foram capazes de manter a boa dispersão de partículas acima do conjunto de transdutores, apesar de melhorarem a dispersão na região acústica, como discutido anteriormente. Uma hipótese para este comportamento é que a velocidade axial do escoamento não é suficiente para balancear a correnteza acústica produzida na direção radial e a dissipação de energia gerada pelo aumento das colisões entre partículas faz com que não haja energia suficiente para carregar todas as partículas junto à fase gasosa. A

resolução deste problema requer o estudo de diferentes frequências e potências para adaptação da unidade experimental. Algumas das vantagens de se usar ultrassom para melhorar a dispersão de partículas são:

- evita erosão do dispositivo como ocorre com os anéis;
- versatilidade de operação, podendo-se alterar a intensidade do ultrassom ou mesmo desativá-lo sem a necessidade de parar a operação de plantas industriais;
- no caso das partículas serem catalisadores sólidos, a energia acústica absorvida intensifica as reações químicas que ocorrem na sua superfície.

Figura 80 – Comparação entre coeficientes de dispersão de sólidos com anéis defletores e ondas acústicas (C1, C2, C3 e C4: casos-padrão; AC1, AC2, AC3 e AC4: casos com ultrassom; BR1, BR2, BR3 e BR4: casos com anéis defletores).



Fonte: desenvolvido pela autora (2020).

6.7 FECHAMENTO

Os estudos numéricos e experimentais realizados permitiram validar um modelo matemático para descrever o escoamento gás-sólido sob a ação de ondas acústicas. As simulações permitiram realizar o projeto do sistema de ultrassom e avaliar propriedades do escoamento que não podem ser medidas experimentalmente, como a dissipação de energia cinética turbulenta e a temperatura granular. Tanto as simulações quanto os experimentos físicos permitiram avaliar diferentes condições operacionais, mostrando que a potência dos

transdutores tem maior influência sobre a dispersão de partículas e o efeito da correnteza acústica é mais visível quando a concentração de sólidos é maior. Além disso, verificou-se que esferas de vidro e partículas de *FCC* têm respostas diferentes à ação do ultrassom e comparou-se a eficiência de anéis defletores internos e ondas de ultrassom sobre a dispersão de partículas em *risers* de *CFB*.

7 CONCLUSÕES

7.1 CONCLUSÕES

Esta tese abrangeu o estudo do comportamento do escoamento gás-sólido, desde o projeto orientado por simulação numérica até a realização de experimentos físicos, a validação de modelos matemáticos e investigações numéricas em outras condições operacionais. O emprego de simulações numéricas, alicerçadas pelos experimentos físicos, possibilitou ampliar o leque de possibilidades de investigação do problema.

Quanto ao projeto da unidade experimental, verificou-se que as simulações numéricas previram qualitativamente quais seriam as melhores características geométricas e condições operacionais para melhorar a dispersão de partículas dentre as condições estudadas, mostrando uma redução de 50 % no coeficiente de dispersão e de 70 % na perda de carga. Os experimentos físicos confirmaram que as condições indicadas pelo planejamento de experimentos melhoram a dispersão de partículas, com redução máxima de 48 % no coeficiente de dispersão de sólidos. A partir dos estudos de validação, concluiu-se que o modelo matemático *URANS-k-ε-KTGF-EMMS* com tratamento de parede (*EWT*), associado a modelos de interação e dispersão turbulenta, é o que melhor descreve o comportamento do escoamento com ou sem ondas acústicas, resultando em uma correlação forte dos dados experimentais com as simulações. O modelo de correnteza acústica e a sua implementação como condição análoga a um jato turbulento também produziram resultados condizentes com os medidos experimentalmente. Observou-se que, mesmo que o ultrassom não quebre o perfil *core-annulus* na região de entrada do *riser*, há um aumento e melhor distribuição da temperatura granular de sólidos, que aumenta até 100 % na região central do *riser*. A análise do número de Péclet radial e do coeficiente de dispersão de sólidos também indicam que a dispersão se torna mais homogênea na região de entrada. Os coeficientes de dispersão calculados com os dados experimentais mostram redução de 10 % a 12 %, enquanto nas simulações esta redução foi de 15 % a 16 %.

Considerando as condições de velocidade e vazão de sólidos estudadas, verificou-se que a turbulência e a baixa vazão de sólidos dificultam a validação do modelo, pois as condições mais concentradas e com menor velocidade foram melhor reproduzidas nas simulações com malha de 525.500 elementos e passo de tempo de 1×10^{-5} s. No entanto, a comparação do efeito

de dispersão de partículas produzido por ondas de ultrassom e anéis defletores mostra que as duas técnicas produzem resultados semelhantes com velocidades superficiais maiores.

Os experimentos com a técnica de *PDA* possibilitaram a investigação do comportamento do escoamento gás-sólido com ondas acústicas em outras condições operacionais e com diferentes partículas, apontando que, com velocidade superficial menor do escoamento, a dispersão de sólidos piora em até 48 %. Nestes experimentos, houve uma redução média de 55 % no coeficiente de dispersão de sólidos e de 20 % no número de Péclet em frente aos transdutores de ultrassom. A perda de carga global aumentou em média 18 % ao se utilizar o modelo validado *URANS-KTGF-k-epsilon-EMMS* com tratamento de parede, porém houve redução de até 8 % da perda de carga em frente aos transdutores. A variação da frequência e da potência dos transdutores nestas condições mostrou que ondas acústicas com potência em torno 20 W e frequência de 20 kHz ou menor possibilitam uma melhor dispersão de partículas. A potência produziu maior efeito sobre a dispersão porque as frequências de onda aplicadas, de 20 kHz a 100 kHz, têm maior efeito sobre partículas muito menores que o diâmetro médio, de 79,9 μm , das que foram utilizadas. O ultrassom produz também um efeito similar ao de uma restrição em um duto, e por isso a sua frequência e potência devem ser reguladas de modo a produzir um efeito similar ao de uma restrição suave, causando menor queda de pressão.

Assim, em relação aos objetivos propostos verificou-se que o uso de ondas de ultrassom na direção radial do escoamento aumenta a dispersão de partículas na seção transversal do *riser* e diminui a formação do perfil *core-annulus* na região dos transdutores. No entanto, devido à perda de carga gerada pela correnteza acústica transversal ao escoamento, as partículas sólidas voltam a se concentrar na região anular acima dos transdutores. Este comportamento foi observado nas simulações com o modelo *URANS-k-epsilon-KTGF-EMMS* com tratamento de parede, que foi validado com dados experimentais. As hipóteses levantadas se mostraram válidas e os dados experimentais mostram grande diferença de dispersão com a aplicação de uma força acústica produzida por ondas de uma frequência baixa, de 40 kHz.

A comparação experimental do comportamento do escoamento gás-sólido no *riser* com esferas de vidro e catalisador de *FCC* mostrou que as partículas de *FCC* são mais sensíveis ao ultrassom, pois têm alumínio em sua composição e a sua porosidade faz com que absorvam a energia acústica. Este fato é interessante porque reações químicas ocorrem na superfície do catalisador de *FCC* e a absorção de energia pelas partículas pode intensificar estas reações. No entanto, a completa compreensão deste fenômeno exige a realização de estudos de

caracterização de materiais que não fazem parte do escopo desta tese, sendo assim sugeridos como trabalhos futuros.

Este estudo é um passo importante para a compreensão do comportamento do escoamento gás-sólido em *risers* de *CFB* com ondas acústicas e abre uma gama de possibilidades para novos estudos. Além disso, introduz o uso de ultrassom, que antes só era visto em leitos fluidizados nos processos realizados em leitos fluidizados circulantes.

7.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Com base nos estudos realizados nesta tese de doutorado, as seguintes sugestões de trabalhos futuros são propostas:

- estudos numéricos e experimentais com mais transdutores, como forma de aumentar a potência total pela soma das potências dos transdutores.
- simulação Euler-Lagrange do escoamento gás-sólido, simulando o escoamento gasoso sujeito ao campo acústico com passo de tempo adequado. Em seguida, o campo Euleriano é congelado para simular o escoamento da fase sólida com abordagem Lagrangeana e acoplamento de uma via, adotando um passo de tempo maior. Assim, pretende-se aumentar a resolução do campo acústico e ao mesmo tempo reduzir o custo computacional da simulação ao aumentar o passo de tempo.
- caracterização das esferas de vidro e do catalisador de *FCC* para determinar propriedades físicas e acústicas destes materiais que influenciam a sua resposta ao campo acústico.
- simulação do escoamento gás-sólido reativo para avaliar a influência do campo acústico sobre a transferência de calor e de massa e sobre a seletividade e o rendimento de reações químicas.
- validação do campo acústico em frente aos transdutores e obtenção do comportamento dinâmico do transdutor.

7.3 TRABALHOS PUBLICADOS EM DECORRÊNCIA DESTA TESE

As publicações seguintes foram realizadas durante o período de doutoramento e fazem parte da formação da candidata, sendo que todas estão direta ou indiretamente ligadas a esta tese.

1. ROSSBACH, VIVIEN; PADOIN, NATAN; MEIER, HENRY FRANÇA; SOARES, CINTIA. Numerical and experimental study of the influence of acoustic waves on the solids dispersion in a *CFB* riser. Artigo submetido para publicação no *AICHe Journal* em 12/2019.
2. ROSSBACH, VIVIEN; PADOIN, NATAN; MEIER, HENRY F.; SOARES, CINTIA. Influence of acoustic waves on the solids dispersion in a gas-solid *CFB* riser: Numerical analysis. *Powder Technology*, v. 359, p. 292-304, 2020.
3. ROSSBACH, VIVIEN; UTZIG, JONATHAN; DECKER, RODRIGO KOERICH; NORILER, DIRCEU; SOARES, CINTIA; MARTIGNONI, WALDIR PEDRO; MEIER, HENRY FRANÇA. Gas-solid flow in a ring-baffled *CFB* riser: Numerical and experimental analysis. *Powder Technology*, v. 345, p. 521-531, 2019.
4. ROSSBACH, VIVIEN; UTZIG, J.; NORILER, DIRCEU; DECKER, R. KOERICH; MEIER, HENRY F. Numerical gas-solid flow analysis of ring-baffled risers. *Powder Technology (Print)*, v. 297, p. 320-329, 2016.
5. ROSSBACH, VIVIEN; UTZIG, JONATHAN; PADOIN, NATAN; MEIER, HENRY F.; SOARES, CINTIA. Efeito do ultrassom sobre o escoamento gás-sólido na região de entrada de um riser de *CFB*. In: IV Simpósio Paranaense de Modelagem, Simulação e Controle de Processos - SIMPROC, 2019, Curitiba. IV Simpósio Paranaense de Modelagem, Simulação e Controle de Processos - SIMPROC, 2019.
6. ROSSBACH, VIVIEN; PADOIN, NATAN; UTZIG, JONATHAN; MEIER, HENRY F.; SOARES, CINTIA. Influência da correnteza acústica sobre a dispersão de partículas em um *riser* de *CFB*. In: XXII Congresso Brasileiro de Engenharia Química, 2018, São

- Paulo. Blucher Chemical Engineering Proceedings. São Paulo: Editora Blucher, 2018. p. 818.
7. ROSSBACH, VIVIEN; UTZIG, JONATHAN; FURIGO JR, AGENOR; MEIER, HENRY F.; SOARES, CINTIA. Estudo numérico da polimerização de polietileno em fase gasosa em um reator de *CFB*. In: Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados - ENEMP, 2017, Maringá.
 8. ROSSBACH, V.; UTZIG, J.; DECKER, RODRIGO K.; MEIER, H. F. Experimental analysis of the gas-solid flow in a ring-baffled *CFB* riser using Laser-Doppler Anemometry (LDA) and Phase-Doppler Anemometry (*PDA*). In: X Escola de Primavera de Transição e Turbulência, 2016, São José dos Campos. Proceedings EPTT, 2016.
 9. ROSSBACH, V.; DECKER, R. K.; UTZIG, J.; MEIER, H. F. ANÁLISE NUMÉRICA DE UM RISER DE *CFB* COM ANÉIS DEFLETORES NA REGIÃO DE ENTRADA. In: Congresso Brasileiro de Engenharia Química - COBEQ, 2016, Fortaleza. Anais do Congresso Brasileiro de Engenharia Química, 2016. v. 1.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABOLHASANI, M. et al. *CFD modeling of heat transfer by 1.7MHz ultrasound waves*. **Numerical Heat Transfer; Part A: Applications**, 2012.

AKTAS, M. K.; FAROUK, B. Numerical simulation of acoustic streaming generated by finite-amplitude resonant oscillations in an enclosure. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 116, n. 5, p. 2822, 2004.

ALAN D. PIERCE. Basic linear acoustics. In: THOMAS D. ROSSING (Ed.). **Springer handbook of acoustics**. Stanford: Springer, 2007. p. 25–108.

AMIRI DELOUEI, A. et al. The simultaneous effects of nanoparticles and ultrasonic vibration on inlet turbulent flow: An experimental study. **Applied Thermal Engineering**, 2019.

ANDRADE, M. A. B. **Estudo da força de radiação acústica em partículas produzida por ondas progressivas e estacionárias**. São Paulo: Universidade de São Paulo, 2010.

ANDRADE, M. A. B.; BUIOCHI, F. C.; ADAMOWSKI, J. Finite element analysis and optimization of a single-axis acoustic levitator. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, v. 57, n. 2, p. 469–479, 2010.

ANDRADE, M. A. B.; PEREZ, N.; ADAMOWSKI, J. C. **Analysis of a non-resonant ultrasonic levitation device**. Physics Procedia. **Anais...2015**

ANDRADE, M. A. B.; PÉREZ, N.; ADAMOWSKI, J. C. Particle manipulation by a non-resonant acoustic levitator. **Applied Physics Letters**, v. 106, n. 1, p. 014101, 5 jan. 2015.

ANDRADE, M.; BUIOCHI, F.; ADAMOWSKI, J. C. Finite element analysis of a piezoelectric acoustic levitator. **2008 IEEE Ultrasonics Symposium**, p. 1413–1416, 2008.

ANSYS INC. (US). **ANSYS Fluent Theory Guide**. Canonsburg, PA: [s.n.]. v. Release 14

ARMELLINI, V. A. D. et al. Effect of different gas-solid drag models in a high-flux circulating fluidized bed riser. **Chem. Eng. Transac.**, v. 43, n. 1987, p. 1627–1632, 2015.

ARORA, J. S. **Introduction to Optimum Design**. [s.l.: s.n.].

BAKAR, S. A. et al. Autocatalytic set of chemical reactions of circulating fluidized bed boiler. **Proceedings of the 2012 International Conference on System Engineering and Technology, ICSET 2012**, 2012.

BALTUSSEN, M. W. et al. **Multiscale Modelling of Dense Gas–Particle Flows**. 1. ed. [s.l.] Elsevier Inc., 2018. v. 53

BARMATZ, M.; COLLAS, P. Acoustic radiation potential on a sphere in plane, cylindrical, and spherical standing wave fields. **Acoustical Society of America**, v. 77, n. March, p. 928–945, 1985.

BASTOS, J. C. S. C. et al. Modelling and simulation of a gas-solids dispersion flow in a high-flux circulating fluidized bed (HFCFB) riser. **Catalysis Today**, v. 130, n. 2–4, p. 462–470, 2008.

BENES, E. et al. Ultrasonic separation of suspended particles. **2001 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium (Cat. No.01CH37263)**, v. 1, p. 649–659, 2001.

BI, H. T.; GRACE, J. R. Flow regime diagrams for gas-solid fluidization and upward transport. **International Journal of Multiphase Flow**, 1995.

BINEV, D.; SEIDEL-MORGENSTERN, A.; LORENZ, H. Study of crystal size distributions in a fluidized bed crystallizer. **Chemical Engineering Science**, v. 133, p. 116–124, 2015.

BOONPRASOP, S.; CHALERMSINSUWAN, B.; PIUMSOMBOON, P. Circulating turbulent fluidized bed regime on flow regime diagram. **Powder Technology**, v. 350, p. 146–153, 2019.

BOROSA, D.; KARETH, S.; PETERMANN, M. Apparatur zur Untersuchung der Stofftransportmechanismen an schwebenden Tropfen unter erhöhten Drucken. **Chemie-Ingenieur-Technik**, v. 84, n. 1–2, p. 145–148, 2012.

BRANDT, E. H. Suspended by sound. **Nature**, v. 413, n. October, p. 474–475, 2001.

BREAULT, R. W. A review of gas-solid dispersion and mass transfer coefficient correlations in circulating fluidized beds. **Powder Technology**, 2006.

BREAZEALE, M. A.; PHERSON, M. M. Physical acoustics. In: THOMAS D. ROSSING (Ed.). **Springer handbook of acoustics**. Stanford, CA: Springer, 2007. p. 207–237.

BURR, R. F.; POPHAM, V. W. **Acoustic fluidized bed** US United States Patents, 2006.

CABEZAS GÓMEZ, L.; MILIOLI, F. E. Numerical study on the influence of various

physical parameters over the gas–solid two-phase flow in the 2D riser of a circulating fluidized bed. **Powder Technology**, v. 132, n. 2–3, p. 216–225, 2003.

CAHYADI, A. et al. Review of cluster characteristics in circulating fluidized bed (CFB) risers. **Chemical Engineering Science**, v. 158, n. September 2016, p. 70–95, 2017.

CAI, J. et al. Numerical simulation on enhancement of natural convection heat transfer by acoustic cavitation in a square enclosure. **Applied Thermal Engineering**, 2009.

CELIK, I. B. et al. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in *CFD* Applications. **J. Fluids Eng.**, v. 130, n. 7, p. 1–4, 2008.

ČERVENKA, M.; BEDNAŘÍK, M. Variety of acoustic streaming in 2D resonant channels. **Wave Motion**, v. 66, p. 21–30, 2016.

CHALERMSINSUWAN, B. et al. Computational fluid dynamics of circulating fluidized bed downer: Study of modeling parameters and system hydrodynamic characteristics. **Chemical Engineering Journal**, v. 189–190, p. 314–335, 2012.

CHEN, H. C.; PATEL, V. C. Near-wall turbulence models for complex flows including separation. **AIAA Journal**, 2008.

CHEW, J. W. et al. Species segregation of binary mixtures and a continuous size distribution of Group B particles in riser flow. **Chemical Engineering Science**, 2011.

COCCO, R. et al. Particle clusters in and above fluidized beds. **Powder Technology**, 2010.

COKLJAT, D.; SLACK, M.; VASQUEZ, S. A. Reynolds-stress model for Eulerian multiphase. **Progress in Computational Fluid Dynamics**, v. 6, n. 1–2, p. 168–178, 2006.

COURTNEY, C. R. P. et al. Manipulation of particles in two dimensions using phase controllable ultrasonic standing waves. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, v. 468, n. 2138, p. 337–360, 2012.

COVEZZI, M.; MEI, G. The multizone circulating reactor technology. **Chemical Engineering Science**, v. 56, n. 13, p. 4059–4067, 2001.

DANILOV, S. D.; MIRONOV, M. A. Mean force on a small sphere in a sound field in a viscous fluid. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 107, n. 1, p. 143, 2000a.

DANILOV, S. D.; MIRONOV, M. A. Mean force on a small sphere in a sound field in a viscous fluid. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 107, n. 1, p. 143, 2000b.

DARU, V. et al. Inertial effects on acoustic Rayleigh streaming flow: Transient and established regimes. **Wave Motion**, v. 74, p. 1–17, 2017.

DEHBANI, M. et al. *CFD* modeling of convection heat transfer using 1.7 MHz and 24 kHz ultrasonic waves: A comparative study. **Heat and Mass Transfer/Waerme- und Stoffuebertragung**, 2014.

DEVENDRAN, C. et al. Acoustic resonator optimisation for airborne particle manipulation. **Physics Procedia**, v. 70, p. 6–9, 2015.

DOINIKOV, A. Theory of acoustic radiation pressure for actual fluids. **Physical Review E**, v. 54, n. 6, p. 6297–6303, 1996.

DRON, O.; AIDER, J. L. **Varying the agglomeration position of particles in a micro-channel using Acoustic Radiation Force beyond the resonance condition.** Ultrasonics. **Anais...**2013

EATON, J. K.; FESSLER, J. R. Preferential concentration of particles by turbulence. **International Journal of Multiphase Flow**, 1994.

ECKART, C. Vortices and streams caused by sound waves. **Physical Review**, v. 73, n. 1, p. 68–76, 1948a.

ECKART, C. Vortices and streams caused by sound waves. **Physical Review**, v. 73, n. 1, p. 68–76, 1948b.

EDGAR, T. F.; HIMMELBLAU, D. M.; LASDON, L. S. Optimization of Chemical Processes. In: **Optimization of Chemical Processes**. [s.l: s.n.].

EISENER, J. et al. **Characterization of acoustic streaming beyond 100 MHz.** Physics Procedia. **Anais...**2015

ERGUN, S. Fluid flow through packed columns. **Chemical Engineering Progress**, 1952.

ESCUDERO, D.; HEINDEL, T. J. Minimum fluidization velocity in a 3D fluidized bed modified with an acoustic field. **Chemical Engineering Journal**, v. 231, p. 68–75, 2013.

ESCUDERO, D. R.; HEINDEL, T. J. Characterizing Jetting in an Acoustic Fluidized Bed Using X-Ray Computed Tomography. v. 243, p. 1–7, 2014.

EVEREST, F. A.; POHLMANN, K. C. **Master handbook of acoustics**. 5. ed. New York: McGraw Hill, 2009.

FAN, L.-S.; ZHU, C. **Principles of Gas–Solid Flows**. [s.l: s.n.].

FAN, Y. et al. Core-Annulus radial solids concentration distribution in riser. **Chemical Engineering Science**, v. 192, p. 318–334, 2018.

FENG, H. et al. Numerical simulation of nonlinear acoustic streaming in a resonator using gas-kinetic scheme. **Journal of Applied Physics**, v. 112, n. 8, 2012.

FULLMER, W. D.; HRENYA, C. M. The Clustering Instability in Rapid Granular and Gas-Solid Flows. 2017.

GAIKWAD, S. K.; WANKHEDE, U. S. Heat transfer in sound assisted fluidized bed of fine particles: a review. **International Journal of Research in Engineering and Technology**, v. 5, n. 3, p. 307–314, 2016.

GELDART, D. Types of gas fluidization. **Powder Technology**, 1973.

GIBSON, M. M.; LAUNDER, B. E. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. **J. Fluid Mech.**, v. 86, p. 491–511, 1978.

GIDASPOW, D. (ILLINOIS I. OF T. C. et al. Hydrodynamics of circulating fluidized beds: Kinetic theory approach. **7th Fluidization Conference**, 1992.

GODFROY, L.; LARACHI, F.; CHAOUKI, J. Position and velocity of a large particle in a gas/solid riser using the radioactive particle tracking technique. **Canadian Journal of Chemical Engineering**, 1999.

GOLDHIRSCH, I.; ZANETTI, G. Clustering instability in dissipative gases. **Physical Review Letters**, 1993.

GOR'KOV, L. P. On the forces acting on a small particle in an acoustical field in an ideal fluid. **Soviet Physics - Doklady**, v. 6, p. 773–775, 1962.

GUÍO-PÉREZ, D. C.; PRÖLL, T.; HOFBAUER, H. Solids residence time distribution in the secondary reactor of a dual circulating fluidized bed system. **Chemical Engineering Science**, v. 104, p. 269–284, 2013.

GUO, Q. et al. Agglomerate size in an acoustic fluidized bed with sound assistance. **Chemical Engineering and Processing: Process Intensification**, v. 46, n. 4, p. 307–313, 2007.

GUPTA, S.; FEKE, D. L.; MANAS-ZLOCZOWER, I. Fractionation of mixed particulate solids according to compressibility using ultrasonic standing wave fields. **Chemical Engineering Science**, v. 50, n. 20, p. 3275–3284, 1995.

HARTGE, E. U. et al. *CFD*-simulation of a circulating fluidized bed riser. **Particuology**, v. 7, n. 4, p. 283–296, 2009.

HELLAND, E. et al. Drag reduction and cluster formation in a circulating fluidised bed. **Chemical Engineering Science**, 2007.

HELLAND, E.; OCCELLI, R.; TADRIST, L. Numerical study of cluster formation in a gas-particle circulating fluidized bed. **Powder Technology**, 2000.

HOSSEINI, S. H. et al. The effect of ring baffles on the hydrodynamics of a gas–solid bubbling fluidized bed using computational fluid dynamics. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science**, v. 223, n. 10, p. 2281–2289, 1 out. 2009.

HOWARD, C. Q.; CAZZOLATO, B. S. **Acoustic analyses using MATLAB (R) and ANSYS (R)**. Boca Raton (FL): CRC Press, 2015.

HUILIN, L. et al. Numerical study of particle cluster flow in risers with cluster-based approach. **Chemical Engineering Science**, 2005.

HUILIN, L.; GIDASPOW, D. Hydrodynamics of binary fluidization in a riser: *CFD* simulation using two granular temperatures. **Chemical Engineering Science**, 2003.

ILSSAR, D.; BUCHER, I. On the slow dynamics of near-field acoustically levitated objects under High excitation frequencies. **Journal of sound and vibration**, v. 354, p. 154–166, 2015.

JAKOBSEN, H. A. **Chemical reactor modeling: Multiphase reactive flows: Second edition**. [s.l: s.n.].

JIANG, P. et al. Baffle effects on performance of catalytic circulating fluidized bed reactor Jiang, P., Bi, H., Jean, R.H., Fan, L.S., 1991. Baffle effects on performance of catalytic circulating fluidized bed reactor. *AIChE J.* 37, 1392–1400. **AIChE Journal**, v. 37, n. 9, p. 1392–1400, 1991.

JOHANSSON, L. et al. Cavitation and non-cavitation regime for large-scale ultrasonic standing wave particle separation systems - In situ gentle cavitation threshold determination and free radical related oxidation. **Ultrasonics Sonochemistry**, v. 28, p. 346–356, 2016.

JONGEN, T. **Simulation and Modeling of Turbulent Incompressible Flows**. [s.l.] EPF Lausanne, 1992.

KING, L. V. On the radiation acoustic pressure on spheres. **Proceedings of the Royal Society of London Series A**, p. 212–240, 1934.

KINSLER, L. E. et al. **Fundamentals of acoustics 4th edition**. [s.l: s.n.].

KNOOP, C. et al. Agglomerate fragmentation in high-intensity acoustic standing wave fields. **Powder Technology**, v. 291, p. 214–222, 2016a.

KNOOP, C. et al. Agglomerate fragmentation in high-intensity acoustic standing wave fields. **Powder Technology**, v. 291, p. 214–222, 2016b.

KNOOP, C.; FRITSCHING, U. Dynamic forces on agglomerated particles caused by high-intensity ultrasound. **Ultrasonics**, v. 54, n. 3, p. 763–769, 2014.

KOKLU, M.; SABUNCU, A. C.; BESKOK, A. Acoustophoresis in shallow microchannels. **Journal of Colloid and Interface Science**, v. 351, n. 2, p. 407–414, 2010.

KOZUKA, T. et al. Noncontact acoustic manipulation in air. **Japanese Journal of Applied Physics, Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers**, v. 46, n. 7 B, p. 4948–4950, 2007.

KUTTRUFF, H. Ultrasound. In: MULLER, G.; MOSER, M. (Eds.). . **Handbook of engineering acoustics**. Heidelberg: Springer, 2013. p. 637–650.

LASDON, L. S.; FOX, R. L.; RATNER, M. W. Nonlinear optimization using the generalized reduced gradient method. **Revue française d'automatique, informatique, recherche opérationnelle. Recherche opérationnelle**, 1974.

LAWN, C. J.; WILLIAMS, T. C.; SCHEFER, R. W. The response of turbulent premixed flames to normal acoustic excitation. **Proceedings of the Combustion Institute**, 2005.

LEE, Y. K.; YOUN, J. IL; KIM, Y. J. Modeling of the Effect of Ultrasonic Frequency and Amplitude on Acoustic Streaming. In: [s.l: s.n.]. v. 1p. 1573–1578.

LENSHOF, A. et al. Acoustic whole blood plasmapheresis chip for prostate specific antigen microarray diagnostics. **Analytical Chemistry**, v. 81, n. 15, p. 6030–6037, 2009.

LENSHOF, A.; LAURELL, T. Continuous separation of cells and particles in microfluidic systems. **Chemical Society reviews**, v. 39, n. 3, p. 1203–1217, 2010.

LEWIS, W. K.; GILLILAND, E. R.; BAUER, W. C. Characteristics of Fluidized Particles. **Industrial & Engineering Chemistry**, 2005.

LI, J. et al. Modeling characterization and optimization design for PZT transducer used in Near Field Acoustic Levitation. **Sensors and Actuators, A: Physical**, v. 171, n. 2, p. 260–265, 2011.

LIGHTHILL, S. J. Acoustic streaming. **Journal of Sound and Vibration**, v. 61, n. 3, p. 391–418, 1978.

LIM, K. S.; ZHU, J. X.; GRACE, J. R. Hydrodynamics of gas-solid fluidization. **International Journal of Multiphase Flow**, 1995.

LIPKENS, B. et al. **Separation of micron-sized particles in macro-scale cavities by ultrasonic standing waves**. Physics Procedia. **Anais...**2010

LIU, F. et al. Study on the *FCC* process of a novel riser-downer coupling reactor (III): Industrial trial and-*CFD* modeling. **Industrial and Engineering Chemistry Research**, v. 47, n. 22, p. 8582–8587, 2008.

LIU, H.; GIBBS, B. M. Modelling of NO and N₂O emissions from biomass-fired circulating fluidized bed combustors. **Fuel**, v. 81, n. 3, p. 271–280, 2002.

LORD RAYLEIGH, W. S. Theory of Sound. **London: Macmillan, Reprinted in 1945, New York: Dover**, v. C, p. 504, 1896.

LU, X. et al. Flow structures in the downer circulating fluidized bed. **Chemical Engineering Journal**, v. 112, n. 1–3, p. 23–31, 2005.

LUO, X. et al. **Phase separation technology based on ultrasonic standing waves: A review** **Ultrasonics Sonochemistry**, 2018.

MAREZE, P. H. et al. Modeling of acoustic porous material absorber using rigid multiple micro-ducts network: Validation of the proposed model. **Journal of Sound and Vibration**, v. 443, p. 376–396, mar. 2019.

MARINHO, M. R. M.; CASTRO, W. B. Planejamento Fatorial: Uma ferramenta poderosa para os pesquisadores. **XXXIII - Congresso Brasileiro de ensino de Engenharia**, 2005.

MARKAUSKAS, D.; KAČIANAUSKAS, R.; MAKNICKAS, A. Numerical particle-based analysis of the effects responsible for acoustic particle agglomeration. **Advanced Powder Technology**, v. 26, n. 3, p. 698–704, 2015.

MARZO, A.; BARNES, A.; DRINKWATER, B. W. TinyLev: A multi-emitter single-axis acoustic levitator. **Review of Scientific Instruments**, v. 88, n. 8, 2017.

MATSUO, E. et al. Holding characteristics of planar objects suspended by near-field acoustic levitation. **Ultrasonics**, v. 38, n. 1, p. 60–63, 2000.

MEIER, H. F. Introdução à turbulência em escoamentos multifásicos. In: MANSUR, S. S.; VIEIRA, E. D. R.; NETO, A. DA S. (Eds.). . **Turbulência**. v. 7 ed. Rio de Janeiro: ABCM, 2010. p. 95–160.

MERRELL, T. M.; SAYLOR, J. R. Demisting using an ultrasonic standing wave field. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 141, n. 1, p. 172–182, jan. 2017.

MIAO, Q. et al. Fluidization of sawdust in a cold model circulating fluidized bed : Experimental study. **Chemical Engineering Journal**, v. 167, n. 1, p. 335–341, 2011.

MITOME, H. The Mechanism of Generation of Acoustic Streaming. **Electronics and communications in Japan**, v. 81, n. 10, p. 1–8, 1998.

MOLUGARAM, K.; RAO, G. S. ANOVA (Analysis of Variance). In: **Statistical Techniques for Transportation Engineering**. [s.l.] Elsevier, 2017. p. 451–462.

MORAN, J. C.; GLICKSMAN, L. R. Experimental and numerical studies on the gas flow surrounding a single cluster applied to a circulating fluidized bed. **Chemical Engineering Science**, v. 58, n. 9, p. 1879–1886, 2003a.

MORAN, J. C.; GLICKSMAN, L. R. Experimental and numerical studies on the gas flow surrounding a single cluster applied to a circulating fluidized bed. **Chemical Engineering Science**, 2003b.

MOREAU, S.; BAILLIET, H.; VALIÈRE, J.-C. Measurements of inner and outer streaming vortices in a standing waveguide using laser doppler velocimetry. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 123, n. 2, p. 640–7, 2008.

MOSER, M.; MULLER, G. Fundamentals. In: MOSER, M.; MULLER, G. (Eds.). . **Handbook of engineering acoustics**. Heidelberg: Springer, 2013. p. 11–22.

MÜLLER, P. et al. Acoustic evaluation of the impact of moist spherical granules and glass beads. **Powder Technology**, v. 278, p. 138–149, jul. 2015.

NABAVI, M.; SIDDIQUI, K.; DARGAHI, J. Analysis of regular and irregular acoustic streaming patterns in a rectangular enclosure. **Wave Motion**, v. 46, n. 5, p. 312–322, 2009.

NAMKUNG, W.; KIM, S. D. Gas backmixing in a circulating fluidized bed. **Powder Technology**, 1998.

NYBORG, W. L. Acoustic Streaming due to Attenuated Plane Waves. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 25, n. 1, p. 68–75, 1953.

NYBORG, W. L. Acoustic Streaming near a Boundary. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 30, p. 329, 1958.

OHKAWA, T. **Acoustically fluidized bed of fine particles** US United States Patents, , 1990.

ÖZTÜRK, E.; SARILMAZ, E. The investigation of the photoluminescent and piezoelectric effect of Eu³⁺ doped Y₂Ti₂O₇ and Sm₂Ti₂O₇ host crystals. **Materials Chemistry and Physics**, v. 239, p. 122085, jan. 2020.

PADOIN, N. et al. Numerical simulation of isothermal gas-liquid flow patterns in microchannels with varying wettability. **Chemical Engineering Research and Design**, 2016.

PENG, B.; ZHANG, C.; ZHU, J. Numerical study of the effect of the gas and solids distributors on the uniformity of the radial solids concentration distribution in CFB risers. **Powder Technology**, v. 212, n. 1, p. 89–102, set. 2011.

PENG, Y. et al. Simulating the nonlinear acoustic oscillations in a resonator by gas-kinetic scheme. **Applied Mathematics and Computation**, v. 250, p. 451–462, 2015.

PETERSSON, F. et al. Separation of lipids from blood utilizing ultrasonic standing waves in microfluidic channels. **The Analyst**, v. 129, n. 10, p. 938–943, 2004.

PETERSSON, F. et al. Free flow acoustophoresis: Microfluidic-based mode of particle and cell separation. **Analytical Chemistry**, v. 79, n. 14, p. 5117–5123, 2007.

RAHIMI, M. et al. Computational fluid dynamics modeling of micromixing performance in presence of microparticles in a tubular sonoreactor. **Computers and Chemical Engineering**, 2014.

RAN, X. et al. Lateral solids dispersion in a high-density riser with swirling air flow. **Powder Technology**, 2001.

RANADE, V. V. Computational Fluid Dynamics for Reactor Engineering. **Reviews in Chemical Engineering**, 1995.

RANADE, V. V. **Computational flow modeling for chemical reactor engineering**. [s.l.] Academic Press, 2002.

RHODES, M. J.; GELDART, D. A model for the circulating fluidized bed. **Powder Technology**, v. 53, n. 3, p. 155–162, 1987.

ROACHE, P. J. **Perspective: a method for uniform reporting of grid refinement studies** **Journal of Fluids Engineering**, 1994.

ROBERT, E.; IMANI, R. J. Acoustic separation of sub-micron particles in gases. **Proceedings of Meetings on Acoustics**, v. 19, p. 045020–045020, 2013.

ROCHA, A. M. A.; CARVALHO, J. A.; LACAVA, P. T. Gas concentration and temperature in acoustically excited Delft turbulent jet flames. **Fuel**, 2008.

ROSSBACH, V. **Análise numérica e experimental do uso de anéis defletores internos sobre o escoamento gás-sólido em leitos fluidizados circulantes**. Blumenau (SC): Universidade Regional de Blumenau, 2015.

ROSSBACH, V. et al. **Análise numérica do uso de anéis defletores internos sobre o escoamento gás-sólido em risers de FCC**. Anais do XXXVII Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados. **Anais...**São Paulo: Editora Edgard Blücher, out. 2015Disponível em: <<http://www.proceedings.blucher.com.br/article-details/20633>>

ROSSBACH, V. et al. **Experimental analysis of the gas-solid flow in a ring-baffled CFB riser using Laser Doppler Anemometry (LDA) and Phase-Doppler Anemometry (PDA)**. Proceedings of EPTT 2016 - 10th ABCM Spring School on Transition and Turbulence. **Anais...**São José dos Campos - SP, Brazil: 2016a

ROSSBACH, V. et al. Numerical gas-solid flow analysis of ring-baffled risers. **Powder Technology**, 2016b.

ROSSBACH, V. et al. Gas-solid flow in a ring-baffled CFB riser: Numerical and experimental analysis. **Powder Technology**, v. 345, 2019.

ROSSBACH, V. et al. Influence of acoustic waves on the solids dispersion in a gas-solid CFB riser: Numerical analysis. **Powder Technology**, v. 359, p. 292–304, jan. 2020.

ROYER, J. R. et al. High-speed tracking of rupture and clustering in freely falling granular streams. **Nature**, 2009.

RUSSO CHIRONE, R., MASSIMILLA, L. ... [ET ALL.], P. The influence of the frequency of acoustic waves on sound-assisted fluidization of fine particles. **Powder Technology**, v. 82, p. 219–230, 1995.

SAINT ELLIER, E. et al. Acoustic streaming measurements in standing wave resonator using Particle Image Velocimetry. **Wave Motion**, v. 51, n. 8, p. 1288–1297, 2014.

SAJJADI, B. et al. Ultrasonics Sonochemistry Investigation of mass transfer intensification under power ultrasound irradiation using 3D computational simulation : A comparative analysis. **Ultrasonics - Sonochemistry**, v. 34, p. 504–518, 2017a.

SAJJADI, B. et al. Investigation of mass transfer intensification under power ultrasound irradiation using 3D computational simulation: A comparative analysis. **Ultrasonics Sonochemistry**, v. 34, p. 504–518, 2017b.

SAJJADI, B.; RAMAN, A. A. A.; IBRAHIM, S. Influence of ultrasound power on acoustic streaming and micro-bubbles formations in a low frequency sono-reactor:

Mathematical and 3D computational simulation. **Ultrasonics Sonochemistry**, v. 24, p. 193–203, 2015.

SHINGLES; JONES. DEVELOPMENT OF SYNTHOL CIRCULATING FLUIDIZED BED REACTORS. **CHEMSA**, v. 12, n. 8, p. 179–182, 1986.

SHUAI, W. et al. Simulation of cohesive particle motion in a sound-assisted fluidized bed. **Powder Technology**, v. 207, n. 1–3, p. 65–77, 2011.

SHUYAN, W. et al. Numerical predictions of flow behavior and cluster size of particles in riser with particle rotation model and cluster-based approach. **Chemical Engineering Science**, 2008a.

SHUYAN, W. et al. Simulation of effect of catalytic particle clustering on methane steam reforming in a circulating fluidized bed reformer. **Chemical Engineering Journal**, v. 139, n. 1, p. 136–146, 2008b.

SIMONIN, O.; VIOLLET, P. L. **Prediction of an oxygen droplet pulverization in a compressible subsonic coflowing hydrogen flow**. American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division (Publication) FED. **Anais...**1990a

SIMONIN, O.; VIOLLET, P. L. Modeling of turbulent two-phase jets loaded with discrete particles. **Phenomena in Multiphase Flows**, 1990b.

SPEZIALE, C. G. Analytical Methods For The Development Of Reynolds-Stress Closures In Turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 23, n. 1, p. 107–157, 1991.

SPIEGEL, M. R.; STEPHENS, L. J. **Schaum's outline of theory and problems of statistics**. 3. ed. [s.l.] McGraw-Hill, 1998.

STOLARSKI, T. A.; GAWARKIEWICZ, R.; TESCH, K. Acoustic journal bearing - A search for adequate configuration. **Tribology International**, v. 92, p. 387–394, 2015.

STREY, C. B. et al. **Experimental and numerical study in the inlet region of a circulating fluidized bed**. Particle Technology Forum 2015 - Core Programming Area at the 2015 AIChE Annual Meeting. **Anais...**2015

SUBBARAO, D. Clusters and lean-phase behaviour. **Powder Technology**, 1986.

TAYRA, V. T.; BUIOCHI, F. **Desenvolvimento de um transdutor ultrassônico de potência aplicado em perfuração de rochas e usinagem de metais**. São Paulo: Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 2014.

THOMAS D. ROSSING. Introduction to acoustics. In: THOMAS D. ROSSING (Ed.).

. **Springer handbook of acoustics**. Stanford, CA: Springer, 2007a. p. 1–6.

THOMAS D. ROSSING. A brief history of acoustics. In: THOMAS D. ROSSING (Ed.). . **Springer handbook of acoustics**. Stanford, CA: Springer, 2007b. p. 9–23.

TJOTTA, J. N.; TJATTAB, S. FINITE AMPLITUDE ULTRASOUND BEAMS. **IEEE Ultrasonics SYMPOSIUM**, p. 1–6, 2009.

TORTORA, P. R. et al. Radial profiles of solids loading and flux in a gas-solid circulating fluidized bed. **Powder Technology**, v. 180, n. 3, p. 312–320, 2008.

TOWNSEND, R. J. et al. **Modelling of particle paths passing through an ultrasonic standing wave**. Ultrasonics. **Anais...**2004

TRUJILLO, F. J.; KNOERZER, K. A computational modeling approach of the jet-like acoustic streaming and heat generation induced by low frequency high power ultrasonic horn reactors. **Ultrasonics Sonochemistry**, v. 18, n. 6, p. 1263–1273, 2011.

TSUJI, Y.; TANAKA, T.; YONEMURA, S. Cluster patterns in circulating fluidized beds predicted by numerical simulation (discrete particle model versus two-fluid model). **Powder Technology**, 1998.

TSUO, Y. P.; GIDASPOW, D. Computation of flow patterns in circulating fluidized beds. **AIChE Journal**, 1990.

VALDÈS, L. C.; SANTENS, D. Influence of permanent turbulent air flow on acoustic streaming. **Journal of Sound and Vibration**, v. 230, n. 1, p. 1–29, 2000.

VAN WACHEM, B. G. M. et al. Comparative analysis of *CFD* models of dense gas-solid systems. **AIChE Journal**, v. 47, n. 5, p. 1035–1051, 2001.

VANDAELE, V.; LAMBERT, P.; DELCHAMBRE, A. Non-contact handling in microassembly: Acoustical levitation. **Precision Engineering**, v. 29, n. 4, p. 491–505, 2005.

WADA, Y.; KOYAMA, D.; NAKAMURA, K. Acoustic streaming in an ultrasonic air pump with three-dimensional finite-difference time-domain analysis and comparison to the measurement. **Ultrasonics**, 2014.

WANG, A. et al. Applications of capacitance tomography in gas-solid fluidized bed systems. In: **Industrial Tomography: Systems and Applications**. [s.l: s.n.].

WANG, D.; YOU, J.; ZHU, C. Modeling of core flow in a gas-solids riser. **Powder Technology**, v. 199, n. 1, p. 13–22, 2010.

WANG, P. et al. Impact of particle properties on gas solid flow in the whole circulating fluidized bed system. **Powder Technology**, v. 267, p. 193–200, 2014.

WANG, S. et al. DSMC prediction of granular temperatures of clusters and dispersed particles in a riser. **Powder Technology**, 2009.

WANG, W. et al. A review of multiscale *CFD* for gas-solid CFB modeling. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 36, n. 2, p. 109–118, 2010.

WANG, W.; LI, Y. **Hydrodynamic simulation of fluidization by using a modified kinetic theory**. Industrial and Engineering Chemistry Research. **Anais...**2001

WEI, F. et al. Axial and lateral dispersion of fine particles in a binary-solid riser. **Canadian Journal of Chemical Engineering**, 1998.

WEIGUO, L. et al. Feature extraction and early warning of agglomeration in fluidized bed reactors based on an acoustic approach. **Powder Technology**, v. 279, p. 185–195, 2015.

WEN, C. Y.; YU, Y. H. Mechanics of fluidization. **Chemical Engineering Progress, Symposium Series**, v. 62, n. 1, p. 100–111, 1966.

WERTHER, J.; AUE-KLETT, C.; AL-SHAWABKEH, A. **Gas and Solids Mixing in the Bottom Zone of a Circulating Fluidized Bed**. 7th ICCFB. **Anais...**Niagara Falls: 2002

WESTERVELT, P. Acoustic Radiation Pressure. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 29, n. 1, p. 26–29, 1957.

WITZ, K. et al. Applied Statistics for the Behavioral Sciences. **Journal of Educational Statistics**, 1990.

WOLFSHTEIN, M. The velocity and temperature distribution in one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, 1969.

WU, J. Acoustic Streaming and Its Applications. **Fluids**, v. 3, n. 4, p. 108, 2018.

XI, X.; CHUNG, D. D. L. Piezoresistivity and piezoelectricity discovered in aluminum, with relevance to structural self-sensing. **Sensors and Actuators A: Physical**, v. 289, p. 144–156, abr. 2019.

XIE, J. H.; VANNESTE, J. Dynamics of a spherical particle in an acoustic field: A multiscale approach. **Physics of Fluids**, v. 26, n. 10, 2014.

XIE, W. J.; WEI, B. Parametric study of single-axis acoustic levitation. **Applied Physics Letters**, v. 79, n. 6, p. 881–883, 2001.

XIE, W. J.; WEI, B. Dependence of acoustic levitation capabilities on geometric parameters. **Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics**, v. 66, n. 2,

2002.

XU, C.; CHENG, Y.; ZHU, J. Fluidization of fine particles in a sound field and identification of group C/A particles using acoustic waves. **Powder Technology**, v. 161, n. 3, p. 227–234, 2006.

XU, J.; ZHU, J. Visualization of particle aggregation and effects of particle properties on cluster characteristics in a CFB riser. **Chemical Engineering Journal**, v. 168, n. 1, p. 376–389, 2011.

YAN, J.; CHEN, L.; LI, Z. Removal of fine particles from coal combustion in the combined effect of acoustic agglomeration and seed droplets with wetting agent. **Fuel**, v. 165, p. 316–323, 2016.

YAN, L. et al. Numerical simulation of flow behavior of gas flowing through clusters in *FCC* risers. **Huaxue Fanying Gongcheng Yu Gongyi/Chemical Reaction Engineering and Technology**, v. 30, n. 1, p. 41–47, 2014.

YANG, J.; ZHU, J. A novel method based on image processing to visualize clusters in a rectangular circulating fluidized bed riser. **Powder Technology**, v. 254, p. 407–415, 2014.

YANG, N. et al. *CFD* simulation of concurrent-up gas-solid flow in circulating fluidized beds with structure-dependent drag coefficient. **Chemical Engineering Journal**, v. 96, n. 1–3, p. 71–80, 2003.

YANG, W.-C. **Handbook of fluidization and fluid-particle systems**. Pittsburgh: Marcel Dekker, 2003.

ZAREMBO, L. K. Acoustic Streaming. In: ROZENBERG, L. D. (Ed.). . **High-Intensity Ultrasonic Fields**. Boston, MA: Springer US, 1971. p. 137–197.

ZHAO, S.; WALLASCHEK, J. A standing wave acoustic levitation system for large planar objects. **Archive of Applied Mechanics**, v. 81, n. 2, p. 123–139, 2011.

ZHOU, X. et al. Effect of wall boundary condition on *CFD* simulation of CFB risers. **Particuology**, v. 11, n. 5, p. 556–565, out. 2013.

APÊNDICE I

UDF para o modelo de correnteza acústica de Sajjadi et al. (2015)

```
#include "UDF.h"
#define c0 340.
#define U 0.068
#define w0 1.0e-12
#define SPL 120.
#define pi 3.14159265
#define freq 40000.
#define rho 1.2

DEFINE_PROFILE(pressure_profile,t,i)
{
    real x[ND_ND];
    real y;
    real Pt;
    real Pa;
    real w;
    real Ius;
    real pot;
    double time;
    face_t f;
    time = 0.;
    begin_f_loop(f,t);
    {
        F_CENTROID(x,f,t);
        y = x[1];
        w = 2.*pi*freq;
        pot = 2.*w0*pow(10., (SPL/10.));
        Ius = pot/(pi*0.01*0.01);
        Pa = sqrt(2.*rho*Ius*c0);
        Pt = -Pa*sin(w*time);
        F_PROFILE(f,t,i) = Pt;
    }
    end_f_loop(f,t);
}
```

APÊNDICE II

UDF para o modelo de arraste EMMS (YANG et al., 2003)

```

#include "UDF.h"
#define diam2 6.7e-5
DEFINE_EXCHANGE_PROPERTY (drag, cell, mix_thread, gas, solid)
{
  Thread *thread_g, *thread_s;
  real x_vel_g, x_vel_s, y_vel_g, y_vel_s, z_vel_g, z_vel_s, abs_v, slip_x, slip_y, slip_z, rho_g, rho_s, mu_g,
  reyp, CDo, k_g_s, om_g, void_g;

  /*find the threads for the gas primary phase*/
  /*find the threads for the solid secondary phase*/
  thread_g = THREAD_SUB_THREAD (mix_thread, gas); /*gas*/
  thread_s = THREAD_SUB_THREAD (mix_thread, solid); /*solid*/
  /*find phase velocities and properties*/
  x_vel_g = C_U(cell, thread_g);
  y_vel_g = C_V(cell, thread_g);
  z_vel_g = C_W(cell, thread_g);
  x_vel_s = C_U(cell, thread_s);
  y_vel_s = C_V(cell, thread_s);
  z_vel_s = C_W(cell, thread_s);

  slip_x = x_vel_g - x_vel_s;
  slip_y = y_vel_g - y_vel_s;
  slip_z = z_vel_g - z_vel_s;

  rho_g = C_R(cell, thread_g);
  rho_s = C_R(cell, thread_s);
  mu_g = C_MU_L(cell, thread_g);
  /*compute slip*/
  abs_v = sqrt(slip_x*slip_x + slip_y*slip_y + slip_z*slip_z);
  /*compute Reynolds number*/
  void_g = C_VOF(cell, thread_g); /*gas volume fraction*/
  if (void_g >= 0.74 && void_g < 0.82)
    om_g = -0.5760 + 0.0214 / (4. * pow((void_g - 0.7463), 2.) + 0.0044);
  else if (void_g >= 0.82 && void_g < 0.97)
    om_g = -0.0101 + 0.0038 / (4. * pow((void_g - 0.7789), 2.) + 0.0040);
  else
    om_g = -31.8295 + 32.8295 * void_g;
  reyp = rho_g * abs_v * diam2 * void_g / mu_g;
  if (reyp < 1000.)
    CDo = (24. / reyp) * (1. + 0.15 * pow(reyp, 0.687));
  else
    CDo = 0.44;
  /*compute and return k_g_s*/
  if (void_g <= 0.74)
    k_g_s = ((150. * (1. - void_g) * (1. - void_g) * mu_g / (void_g * diam2 * diam2)) + 1.75 * (1. -
void_g) * rho_g * abs_v / diam2);
  else
    k_g_s = (3. / 4.) * ((1. - void_g) * void_g / diam2) * rho_g * abs_v * CDo * om_g;
  return k_g_s;
}

```

APÊNDICE III

Rotina para implementação do método *GCI* 3-D

```

%Cálculo do GCI para 3 malhas
clear all;
clf;

f=load("frac.dat");

Pos=f(:,1);
f1=f(:,4);
f2=f(:,3);
f3=f(:,2);
tol=1e-8;

r21=1.26;
r32=1.15;

e32=f3-f2;
e21=f2-f1;

function y=funp(x,e32,e21,r32,r21)
    s=1*sign(e32/e21);
    q=log(((r21^x)-s)/((r32^x)-s));
    y=(abs(log(abs(e32/e21))+q)/(log(r21)))-x;
endfunction

j=0;
for i=1:size(f1)
    if(abs(e32(i))>tol && abs(e21(i))>tol)
        p(i)=fzero(@(x) funp(x,e32(i),e21(i),r32,r21),10);
        j++;
    else
        p(i)=0;
    endif
endfor
pave=sum(p)/j;

f_ex32=((r32^pave)*f2-f3)/((r32^pave)-1);
f_ex21=((r21^pave)*f1-f2)/((r21^pave)-1);

E_a32=abs((f2-f3)/f2);
E_a21=abs((f1-f2)/f1);

E_ex32=abs((f_ex32-f2)/f_ex32);
E_ex21=abs((f_ex21-f1)/f_ex21);

GCI_32=(1.25*E_a32/((r32^pave)-1));
GCI_21=(1.25*E_a21/((r21^pave)-1));

subplot(2,2,1)
plot(Pos,f3,"-r;Malha grosseira","LineWidth",2,...
    Pos,f2,"-m;Malha intermediária","LineWidth",2,...

```

```

    Pos,f1, "-b;Malha refinada;", "LineWidth",2);
ylabel("Velocidade do gás [m/s]");
xlabel("Posição radial [m]");
xlim([0,3]);
legend location northoutside;
legend boxoff;
grid off;
subplot(2,2,2)
plot(Pos,p, "-m;","Linewidth",2);
line(xlim,[pave,pave]);
ylabel("Ordem[-]");
xlabel("Posição radial [m]");
xlim([0,3]);
grid off;

subplot(2,2,3);
bar(Pos,GCI_32*100,".m;","stacked");
ylabel("GCI [%]");
xlabel("Posição radial [m]");
xlim([0,3]);
ylim([0,5]);
grid off;

subplot(2,2,4);
p2=errorbar(Pos,f2,GCI_21.*f2);
set(p2, "LineWidth",2);
ylabel("Velocidade do gás [m/s]");
xlabel("Posição radial [m]");
xlim([0,3]);
grid off;

print ("GCI_gasvel.png", "-color", "-FHelvetica:12", "-dpng");
file1=fopen("frac10.dat","w");
for i=1:size(Pos,8)
% Post=Pos';
% f1t=f1';
% f2t=f2';
% f3t=f3';
% f_ex21t=f_ex21';
% f_ex32t=f_ex32';
% GCI_21t=GCI_21';
% GCI_32t=GCI_32';
fprintf(file1,"%8.5f%8.5f%8.5f%8.5f%8.5f%8.5f%8.5f%8.5f\n",...
        [Pos;f1;f2;f3;f_ex21;f_ex32;GCI_21;GCI_32]);
endfor
fclose(file1);

```

APÊNDICE IV

Rotina para implementação do método *GCI* pontual

```

clear all;
%GCI de um único ponto (variável global)
%=====MALHAS=====
%Numero de elementos:
N1=117428; %MalhaFina
%N1=71591; %MalhaMedia
N3=31798; %MalhaGrossa
N2=53319;
h1=(1/N1)^(1/2);
h2=(1/N2)^(1/2);
h3=(1/N3)^(1/2);
r21=h2/h1
r32=h3/h2
%=====VARIAVEL=====
NomeDaVariavel="Flame Height (mm)";
f1=9.033; % (MalhaFina)
%f1=9.196; % (MalhaMedia)
f3=9.619; % (MalhaGrossa)
f2=9.459;
e32=f3-f2;
e21=f2-f1;

function y=funp(x,e32,e21,r32,r21)
    s=1*sign(e32/e21);
    q=log(((r21^x)-s)/((r32^x)-s));
    y=(abs(log(abs(e32/e21))+q)/(log(r21)))-x;
endfunction

p=fzero(@(x) funp(x,e32,e21,r32,r21), 15)
f_ex32=((r32^p)*f2-f3)/((r32^p)-1)
f_ex21=((r21^p)*f1-f2)/((r21^p)-1)

E_a32=abs((f2-f3)/f2)
E_a21=abs((f1-f2)/f1)

E_ex32=abs((f_ex32-f2)/f_ex32)
E_ex21=abs((f_ex21-f1)/f_ex21)

GCI32=(1.25*E_a32/((r32^p)-1))*100
GCI21=(1.25*E_a21/((r21^p)-1))*100
%=====GRAFICO=====
xnumber=[0 1/N1 1/N2 1/N3];
ynumber=[f_ex21 f1 f2 f3];
SPLYnumber = interp1 (xnumber,ynumber,[0:1/(50*N1):1/N3], "cubic");
plot(xnumber,ynumber,"xb;","...
    [0:1/(50*N1):1/N3],SPLYnumber,"-r;")
xlabel("1/N");
A=(1/N3)+0.05*(1/N3)
xlim([-1e-10,A]);
ylabel(NomeDaVariavel);

```

ANEXO I

Código Ultraino para Arduino UNO (MARZO; BARNES; DRINKWATER, 2017)

```

#include <avr/sleep,h>
#include <avr/power,h>

#define N_PORTS 2
#define N_DIVS 16

#define COMMAND_SWITCH 0b00000000
#define COMMAND_RESET 0b00010000

#define WAIT_A(a) __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
__volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
__volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop")
#define WAIT_B(a) __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
__volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
__volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop")
#define WAIT_C(a) __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop");
__asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__
__volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__
("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop"); __asm__ __volatile__ ("nop")

#define OUTPUT_WAVE(pointer, d) PORTC = pointer[d*N_PORTS + 0]; PORTD = pointer[d*N_PORTS +
1]

static byte bufferA[N_DIVS * N_PORTS];
static byte bufferB[N_DIVS * N_PORTS];

void setup()
{
  //initialize the buffers
  for (int i = 0; i < (N_PORTS*N_DIVS); ++i){
    bufferA[i] = bufferB[0] = 0;
  }

  for (int i = 0; i < (N_PORTS*N_DIVS/2); ++i){
    bufferA[i] = 0b11111111;
  }

  /*
  //only for calibrating WAITs
  for(int i = 0; i < N_DIVS; ++i){
    if (i % 2 == 0){
      bufferA[i * N_PORTS] |= 0b00001000;
    }else{
      bufferA[i * N_PORTS] &= 0b11110111;
    }
  }
  */
}

```

```

// generate a sync signal of 40khz in pin 10
pinMode (10, OUTPUT);
noInterrupts();          // disable all interrupts
TCCR1A = bit (WGM10) | bit (WGM11) | bit (COM1B1); // fast PWM, clear OC1B on compare
TCCR1B = bit (WGM12) | bit (WGM13) | bit (CS10); // fast PWM, no prescaler
OCR1A = (F_CPU / 40000L) - 1;
OCR1B = (F_CPU / 40000L) / 2;
interrupts();           // enable all interrupts

//sync in signal at pin 3
pinMode(11, INPUT_PULLUP); //please connect pin 10 to pin 11

// disable everything that we do not need
ADCSRA = 0; // ADC
power_adc_disable ();
power_spi_disable();
power_twi_disable();
power_timer0_disable();
//power_usart0_disable();

Serial,begin(115200);

DDRC = 0b00111111;
DDRD = 0b11111100;
PORTC = 0b00000000;
PORTD = 0b00000000;

byte bReceived = 0;
bool byteRead = false;
bool isSwitch = false;
bool isReset = false;
bool isForMe = false;
byte nextMsg = 0;
int writtingIndex = 0;

byte* emittingPointer = & bufferA[0];
byte* readingPointer = & bufferB[0];

LOOP:
  while(PINB & 0b00001000); //wait for pin 11 (B3) to go low

  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 0); byteRead = Serial,_dataAvailable(); WAIT_C();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 1); bReceived = Serial,_peekData(); WAIT_C();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 2); isSwitch = bReceived == COMMAND_SWITCH; WAIT_B();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 3); isReset = bReceived == COMMAND_RESET; WAIT_B();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 4); isForMe = (bReceived & 0b00001111) == 1; WAIT_B();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 5); nextMsg = bReceived - 1; WAIT_B();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 6); WAIT_A();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 7); WAIT_A();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 8); WAIT_A();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 9); WAIT_A();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 10); WAIT_A();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 11); WAIT_A();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 12); WAIT_A();
  OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 13); WAIT_A();

```

```
OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 14); WAIT_A();
OUTPUT_WAVE(emittingPointer, 15);

if (byteRead){
  if ( isSwitch ){
    Serial,write( COMMAND_SWITCH );
    byte* tmpPointer = emittingPointer;
    emittingPointer = readingPointer;
    readingPointer = tmpPointer;

    writtingIndex = 0;
  }else if ( isReset ){
    Serial,write( COMMAND_RESET );
    writtingIndex = 0;
  }else if ( isForMe ){
    if (writtingIndex % 2 == 0){
      readingPointer[writtingIndex / 2] = bReceived & 0xF0;
    }else{
      readingPointer[writtingIndex / 2] |= (bReceived >> 4);
    }
    ++writtingIndex;
  }else{
    Serial,write( nextMsg );
  }
  Serial,read();
}

goto LOOP;

}

void loop(){
  Serial,println(TCCR1A);
  Serial,println(TCCR1B);
}
```

ANEXO II

Arquivo serial para funcionalização do código Ultraino

```

/*
HardwareSerial.h - Hardware serial library for Wiring
Copyright (c) 2006 Nicholas Zambetti. All right reserved.

This library is free software; you can redistribute it and/or
modify it under the terms of the GNU Lesser General Public
License as published by the Free Software Foundation; either
version 2,1 of the License. or (at your option) any later version.

This library is distributed in the hope that it will be useful.
but WITHOUT ANY WARRANTY; without even the implied warranty of
MERCHANTABILITY or FITNESS FOR A PARTICULAR PURPOSE. See the GNU
Lesser General Public License for more details.
You should have received a copy of the GNU Lesser General Public
License along with this library; if not, write to the Free Software
Foundation, Inc., 51 Franklin St, Fifth Floor, Boston, MA 02110-1301 USA

Modified 28 September 2010 by Mark Sproul
Modified 14 August 2012 by Alarus
Modified 3 December 2013 by Matthijs Kooijman
*/

#ifndef HardwareSerial_h
#define HardwareSerial_h
#include <inttypes,h>
#include "Stream,h"

// Define constants and variables for buffering incoming serial data, We're
// using a ring buffer (I think), in which head is the index of the location
// to which to write the next incoming character and tail is the index of the
// location from which to read,
// NOTE: a "power of 2" buffer size is recommended to dramatically
// optimize all the modulo operations for ring buffers,
// WARNING: When buffer sizes are increased to > 256, the buffer index
// variables are automatically increased in size, but the extra
// atomicity guards needed for that are not implemented, This will
// often work, but occasionally a race condition can occur that makes
// Serial behave erratically, See https://github.com/arduino/Arduino/issues/2405
#if !defined(SERIAL_TX_BUFFER_SIZE)
#if ((RAMEND - RAMSTART) < 1023)
#define SERIAL_TX_BUFFER_SIZE 16
#else
#define SERIAL_TX_BUFFER_SIZE 64
#endif
#endif
#if !defined(SERIAL_RX_BUFFER_SIZE)
#if ((RAMEND - RAMSTART) < 1023)
#define SERIAL_RX_BUFFER_SIZE 16
#else
#define SERIAL_RX_BUFFER_SIZE 64
#endif
#endif
#endif

```

```

#if (SERIAL_TX_BUFFER_SIZE>256)
typedef uint16_t tx_buffer_index_t;
#else
typedef uint8_t tx_buffer_index_t;
#endif
#if (SERIAL_RX_BUFFER_SIZE>256)
typedef uint16_t rx_buffer_index_t;
#else
typedef uint8_t rx_buffer_index_t;
#endif

// Define config for Serial,begin(baud, config);
#define SERIAL_5N1 0x00
#define SERIAL_6N1 0x02
#define SERIAL_7N1 0x04
#define SERIAL_8N1 0x06
#define SERIAL_5N2 0x08
#define SERIAL_6N2 0x0A
#define SERIAL_7N2 0x0C
#define SERIAL_8N2 0x0E
#define SERIAL_5E1 0x20
#define SERIAL_6E1 0x22
#define SERIAL_7E1 0x24
#define SERIAL_8E1 0x26
#define SERIAL_5E2 0x28
#define SERIAL_6E2 0x2A
#define SERIAL_7E2 0x2C
#define SERIAL_8E2 0x2E
#define SERIAL_5O1 0x30
#define SERIAL_6O1 0x32
#define SERIAL_7O1 0x34
#define SERIAL_8O1 0x36
#define SERIAL_5O2 0x38
#define SERIAL_6O2 0x3A
#define SERIAL_7O2 0x3C
#define SERIAL_8O2 0x3E

class HardwareSerial : public Stream
{
protected:
    volatile uint8_t * const _ubrrh;
    volatile uint8_t * const _ubrll;
    volatile uint8_t * const _ucsra;
    volatile uint8_t * const _ucsrb;
    volatile uint8_t * const _ucsrc;
    volatile uint8_t * const _udr;
    // Has any byte been written to the UART since begin()
    bool _written;

    volatile rx_buffer_index_t _rx_buffer_head;
    volatile rx_buffer_index_t _rx_buffer_tail;
    volatile tx_buffer_index_t _tx_buffer_head;
    volatile tx_buffer_index_t _tx_buffer_tail;

    // Don't put any members after these buffers, since only the first
    // 32 bytes of this struct can be accessed quickly using the ldd
    // instruction,

```

```

unsigned char _rx_buffer[SERIAL_RX_BUFFER_SIZE];
unsigned char _tx_buffer[SERIAL_TX_BUFFER_SIZE];

public:
inline HardwareSerial(
    volatile uint8_t *ubrrh, volatile uint8_t *ubrll,
    volatile uint8_t *ucsra, volatile uint8_t *ucsrb,
    volatile uint8_t *ucsrc, volatile uint8_t *udr);
void begin(unsigned long baud) { begin(baud, SERIAL_8N1); }
void begin(unsigned long, uint8_t);
void end();
virtual int available(void);
virtual int peek(void);
virtual int read(void);
virtual int availableForWrite(void);
virtual void flush(void);
virtual size_t write(uint8_t);
inline size_t write(unsigned long n) { return write((uint8_t)n); }
inline size_t write(long n) { return write((uint8_t)n); }
inline size_t write(unsigned int n) { return write((uint8_t)n); }
inline bool _dataAvailable() {return _rx_buffer_head != _rx_buffer_tail; }
inline byte _peekData() { return _rx_buffer[_rx_buffer_tail]; }
inline void _discardByte() { _rx_buffer_tail = (rx_buffer_index_t)(_rx_buffer_tail + 1) %
SERIAL_RX_BUFFER_SIZE; }
inline size_t write(int n) { return write((uint8_t)n); }
using Print::write; // pull in write(str) and write(buf, size) from Print
operator bool() { return true; }

// Interrupt handlers - Not intended to be called externally
inline void _rx_complete_irq(void);
void _tx_udr_empty_irq(void);
};

#if defined(UBRRH) || defined(UBRR0H)
extern HardwareSerial Serial;
#define HAVE_HWSERIAL0
#endif
#if defined(UBRR1H)
extern HardwareSerial Serial1;
#define HAVE_HWSERIAL1
#endif
#if defined(UBRR2H)
extern HardwareSerial Serial2;
#define HAVE_HWSERIAL2
#endif
#if defined(UBRR3H)
extern HardwareSerial Serial3;
#define HAVE_HWSERIAL3
#endif

extern void serialEventRun(void) __attribute__((weak));

#endif

```