

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA

ÁREA DE CONCENTRAÇÃO

DESENVOLVIMENTO DE PROCESSOS QUÍMICOS

**ANÁLISE EXPERIMENTAL E NUMÉRICA
DE UM JATO DE DISPERSÃO GÁS-SÓLIDO**

Autor: Jaci Carlo Schramm Câmara Bastos

Orientador: Prof. Dr. Milton Mori

Tese de Doutorado apresentada à Banca Examinadora como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do Título de Doutor em Engenharia Química.

Campinas – São Paulo
Outubro de 2009

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE -
UNICAMP

B297a Bastos, Jaci Carlo Schramm Câmara
Análise experimental e numérica de um jato de
dispersão gás-sólido / Jaci Carlo Schramm Câmara
Bastos. --Campinas, SP: [s.n.], 2009.

Orientador: Milton Mori.

Tese de Doutorado - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Química.

1. escoamento multifásico. 2. Fluidodinâmica
Computacional (CFD). 3. Modelos matemáticos. 4.
Interação partícula-partícula. I. Mori, Milton. II.
Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de
Engenharia Química. III. Título.

Título em Inglês: Experimental and numerical analysis of a dispersion
gas-solid jet

Palavras-chave em Inglês: Multiphase flow, Computational fluid
dynamics (CFD), Mathematical model,
Particle-particle interaction

Área de concentração: Desenvolvimento de Processos Químicos

Titulação: Doutor em Engenharia Química

Banca examinadora: Henry França Meier, Gustavo Paim Valença, José
Roberto Nunhez, Dirceu Noriler

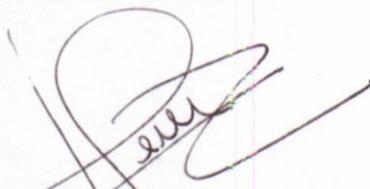
Data da defesa: 13/10/2009

Programa de Pós Graduação: Engenharia Química

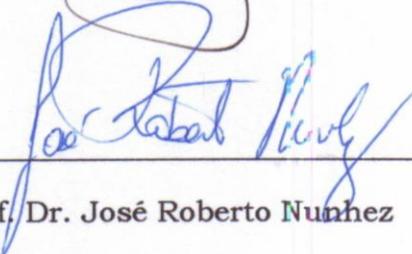
Tese de Doutorado defendida por Jaci Carlo Schramm Câmara Bastos e aprovada em 13 de Outubro de 2009, pela Banca examinadora constituída pelos Doutores:



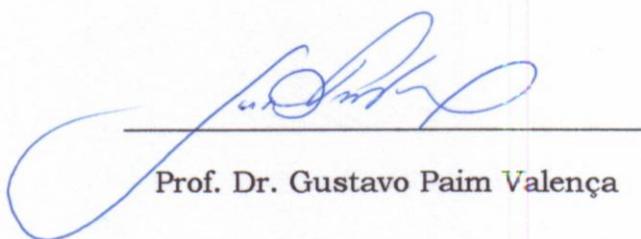
Prof. Dr. Milton Mori



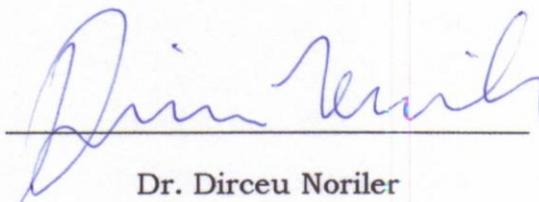
Prof. Dr. Henry França Meier



Prof. Dr. José Roberto Nunhez

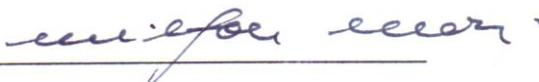


Prof. Dr. Gustavo Paim Valença



Dr. Dirceu Noriler

Este exemplar corresponde à versão final da Tese de Doutorado em
Engenharia Química



Prof. Dr. Milton Mori

Orientador

Dedicatória

Dedico este trabalho:

Aos meus pais e ao meu filho, José Carlos Câmara Bastos, Nádia Schramm Câmara Bastos e Leonardo Peixoto Câmara Bastos, os quais sempre me apoiaram e inspiraram em todas as minhas empreitadas e souberam superar as distâncias que o momento nos impôs.

Agradecimentos

Aos meus pais, José Carlos Câmara Bastos e Nádia Schramm Câmara Bastos, dos quais sem o apoio e o incentivo incondicionais nada seria possível em minha formação pessoal e profissional.

Aos meus irmãos e ao meu filho, Jeferson Schramm Câmara Bastos, Nadine Schramm Câmara Bastos e Leonardo Peixoto Câmara Bastos, fiéis escudeiros.

À minha namorada, Marcela Kotsuka da Silva, pela amizade, inspiração, incentivo, colaboração e principalmente por acreditar às cegas.

Ao meu orientador Professor Dr. Milton Mori, principal responsável pela iniciação e conclusão desta pesquisa, por todo o suporte e compreensão concedidos.

Ao Professor Dr. Udo Fritsching, da Universidade de Bremen, o qual forneceu subsídios físicos e técnicos para que parte desta pesquisa fosse realizada.

Ao Professor Dr. Henry França Meier, da Universidade Regional de Blumenau, principal fiador, incentivador e mestre em minha formação acadêmica.

À Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) e a Faculdade de Engenharia Química (FEQ) pela estrutura.

Ao amigo Rodrigo Koerich Decker (Boca), por todo apoio e incentivo seja nos difíceis ou tranquilos momentos durante esta pesquisa, em Blumenau, Campinas ou principalmente em Bremen.

Aos amigos do PQGe – UNICAMP, IWT – UNIBREMEN e LFC – FURB, por toda a ajuda, compreensão, paciência e discussões.

À PETROBRAS pelo apoio financeiro concedido durante algumas etapas desta pesquisa.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) e ao DAAD (Deutscher Akademischer Austauschdienst) pelo suporte logístico e financeiro concedido, o que tornou possível o desenvolvimento desta pesquisa.

E a todos aqueles que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

“Another brick in the wall...”

- Pink Floyd

Resumo

Apresenta-se nesta pesquisa uma análise experimental e numérica do comportamento da fase dispersa em um jato circular bifásico confinado e uma comparação com jato circular bifásico livre. Nas análises experimentais, uma câmara pentagonal em acrílico foi utilizada como sistema de confinamento para a obtenção de perfis axiais e radiais de velocidade média, flutuação de velocidade (*RMS*) e intensidade de turbulência. Estes dados foram analisados a fim de desenvolver uma análise completa da região desenvolvida do jato. Três diferentes jatos foram utilizados para a alimentação da fase gás no topo da câmara, mas apenas o jato central foi carregado com partículas entre 60 e 90 μ m de diâmetro. Os outros dois foram utilizados para proporcionar uma maior interação entre as fases no interior da câmara. A técnica óptica *Phase Doppler Anemometry (PDA)*, foi empregada na medição da velocidade instantânea da fase sólida e do diâmetro das partículas nas diferentes posições axiais a partir do bico do jato. Nove casos de estudo distintos são investigados individualmente e, em seguida, comparados entre si. Estes casos fornecem informações importantes sobre o comportamento e o efeito do confinamento dos jatos sobre o transporte macroscópico e turbulento das partículas entre o centro e as regiões de contorno do jato. As análises numéricas tratam da modelagem matemática tridimensional, turbulenta e transiente do escoamento no jato bifásico confinado. O modelo trata as fases gás e sólida a partir de uma abordagem Euleriana. O fechamento das equações de transporte foi realizado utilizando o modelo de turbulência de duas equações *k- ϵ* para a fase gás e modelos de turbulência de zero-equação para a fase sólida, e ainda em alguns casos esta última apenas sofreu efeitos turbulentos advindos da fase contínua. A acurácia das previsões do modelo em um jato de partículas confinadas com as características médias no tempo, assim como os coeficientes da correlação de turbulência foram avaliados. Perfis radiais de velocidade média e fração

volumétrica das partículas foram capturados em quarenta e dois níveis, subdivididos em nove casos e comparados aos dados experimentais adquiridos. O diâmetro médio das partículas utilizado nas simulações foi de $75\mu\text{m}$ e as velocidades iniciais utilizadas variam entre 3 e 11m/s no jato central. O modelo matemático previu um escoamento desenvolvido semelhante ao que foi encontrado experimentalmente.

Palavras-chave: Escoamento multifásico, Fluidodinâmica Computacional (CFD), Modelos matemáticos, Interação partícula-partícula.

Abstract

It is presented in this research an experimental and numerical analysis of the dispersed phase behavior in a circular confined two-phase jet and a comparison with circular free two-phase jet. In the experimental analysis, a pentagonal plexiglass chamber was used as confined system for the axial and radial profiles investigation of mean velocity, fluctuation velocity known as RMS velocity and turbulence intensity. These data were analyzed in order to develop a complete analysis in the developed region of the jet. Three different nozzles were used to feed the gas phase at the top of the chamber, but just the central nozzle was loaded with particles between 60 and 90 μm of diameter. The other two were used to increase the interaction between the phases in the chamber. An optical technique known as Phase Doppler Anemometry was used to measure the instantaneous velocity of the solid phase and particle diameter in different axial positions of the jet nozzle. Nine different cases of study are investigated individually and then compared among each other. These cases provide important information about the jets behavior and the confinement effect on the macroscopic and turbulent transport of particles between the jet center and the jet contour regions. The numerical analysis deals with three-dimensional, turbulent and transient mathematical modeling of a confined two-phase jet flow. The model treats the gas and the solid phases from an Eulerian approach. The closure of the transport equations have been accomplished by using the k - ε turbulence model for the gas phase and the zero-equation turbulence model for the solid phase, and in some cases the latter suffered turbulent effects occurring only from the continuous phase. The accuracy of the model predictions in a particle-laden confined jet with the characteristics as well as turbulence correlation coefficients have been evaluated. Radial mean velocity profiles for the solid phase were computed on forty two axial levels, subdivided in nine cases and compared to the obtained experimental data. The mean particle diameter used in the simulations was 75 μm and the

initial velocities used vary between 3 and 11m/s. The mathematical model predicted a flow development similar to that found experimentally.

Keywords: Multiphase flow, Computational fluid dynamics (CFD), Mathematical model, Particle-particle interaction.

Nomenclatura

Siglas

<i>AVC</i>	analogia das viscosidades cinemáticas
<i>CDS</i>	<i>Central Differencing Scheme</i>
<i>FCC</i>	<i>Fluid Catalytic Cracking</i>
<i>FFT</i>	<i>Fast Fourier Transform</i>
<i>LDA</i>	<i>Laser Doppler Anemometry</i>
<i>PDA</i>	<i>Phase Doppler Anemometry</i>
<i>RMS</i>	<i>Root Mean Square</i>
<i>TCM</i>	teoria do comprimento de mistura de Prandtl

Letras Latinas

<i>A</i>	área (m ²)
<i>B</i>	soma das forças do corpo (N)
<i>c</i>	constante
<i>Cd</i>	coeficiente de arraste
<i>d</i>	diâmetro da partícula (m)
<i>D</i>	diâmetro do duto (m)
<i>D</i>	tensor taxa de deformação (N/s)
<i>Det</i>	determinante do tensor
<i>e</i>	vetor unitário normal ao plano de observação
<i>erf</i>	função erro de Gauss
<i>f</i>	fração de sólidos
<i>ft</i>	frequência de transmissão (Hz)
<i>g</i>	aceleração gravitacional (m/s ²)
<i>G</i>	módulo de elasticidade (Pa)
<i>k</i>	energia cinética turbulenta (m ² /s ²)
<i>y</i>	fator do módulo de elasticidade
<i>l</i>	escala de comprimento (m)

L	comprimento (m)
m	massa (kg)
n	índice de refração
P	potência (W)
p	pressão média (Pa)
Pe	número de Peclet
Pk	produção de turbulência (m^2/s^3)
q	escala de velocidade (m/s)
s	distância focal entre os feixes de <i>laser</i> (mm)
S	termo fonte (N/s)
sf	distância focal das lentes de transmissão (mm)
St	número de Stokes
U	velocidade instantânea (m/s)
\bar{U}	velocidade média (m/s)
U_0	velocidade de entrada (m/s)
\mathbf{v}	vetor velocidade (m/s)
V	volume (m^3)
Re	número de Reynolds
t	tempo (s)
T	período
Tb	intensidade de turbulência (%)
Tr	traço do tensor
u, v, w	componentes do vetor velocidade
X	fração mássica das partículas
ω	razão de carga
x, y, z, r	coordenadas espaciais (m)
I, II, III	invariantes

Letras Gregas

Σ	somatório
λ	comprimento de onda (nm)
Ψ	ângulo de elevação entre os receptores

Φ	sinal do receptor
φ	ângulo <i>off-axis</i>
π	parâmetro matemático
ζ	desvio padrão geométrico
η	fator de proporcionalidade
σ	constante do modelo de turbulência $k-\varepsilon$
ν	viscosidade cinemática (m ² /s)
τ	tempo característico (s)
α	ângulo entre a partícula e o eixo de medição
β	coeficiente de transferência de quantidade de movimento
ε	taxa de dissipação de energia cinética turbulenta (m ² /s ³)
μ	viscosidade dinâmica (Pa.s)
ρ	massa específica (kg/m ³)
Θ	esfericidade da partícula
θ	ângulo entre os feixes de <i>laser</i>
ϕ	variável genérica
∂	derivada parcial
Γ	difusividade da variável genérica

Sobrescritos

T	transposição do vetor/tensor
-----	------------------------------

Subscritos

b	feixe de <i>laser</i>
din	dinâmico
D	relativo à frequência dual
Dm	domínio
ef	efetividade relativa
esc	escoamento
g	fase gás
i	instantâneo

l	<i>laser</i>
lm	laminar
m	quantidade de movimento
M	relativo ao meio
p	partícula
rel	relativo
rp	receptor
s	fase sólida
t	turbulento
T	total
ρ	continuidade
ε	relativo ao modelo turbulento $k-\varepsilon$
μ	relativo ao modelo turbulento $k-\varepsilon$
50	relativo ao diâmetro de Sauter
-1	inverso
$1, 2, 3\dots$	relativo à ordinalidade

Símbolos e Operadores

$\nabla()$	operador gradiente
$\nabla\bullet()$	operador divergente
Δ	diferença de uma variável

Sumário

1. Prolegômenos da Tese

1.1.	Objetivo Geral	9
1.1.	Objetivos – Experimentais e Numéricos	10
1.2.	Apresentação	11
1.3.	Tópicos Abordados	12

2. Revisão Bibliográfica

2.1.	Caracterização do Escoamento	15
2.2.	Jatos Monofásicos	17
2.3.	Jatos Bifásicos	18
2.4.	Jatos de Mistura	20
2.5.	Fluidodinâmica Computacional	22
2.6.	Modelos Matemáticos	24
2.7.	Pontos de Investigação	26

3. Materiais e Métodos

3.1.	Técnicas Experimentais	30
3.1.1.	Técnicas de Medição – <i>Laser e Phase Doppler Anemometry</i>	30
3.1.1.1.	Efeito <i>Doppler</i>	32
3.1.1.2.	Técnica <i>Laser Doppler Anemometry</i>	36
3.1.1.3.	Técnica <i>Phase Doppler Anemometry</i>	41

3.1.2. Parâmetros de Análise do Escoamento	44
3.2. Técnicas Numéricas	47
3.2.1. Metodologia da Fluidodinâmica Computacional	47
3.2.1.1. Geração da Geometria e Malha Numérica	48
3.2.1.2. Pré-processamento	49
3.2.1.3. Processamento de Dados (<i>Solver</i>)	49
3.2.1.4. Pós-processamento	50
3.3. Infraestrutura Laboratorial	50
3.3.1. Câmara de Confinamento – Construção	57
3.4. Procedimento Experimental	60
3.4.1. Ajuste dos Receptores	64
3.4.2. Curva de Calibração do Filtro	66
3.5. Casos de Estudo	68
3.5.1. Análise de Simetria	71
3.6. Leitura de Conversão de Dados	72
4. Modelagem Matemática e Numérica	
4.1. Modelos Matemáticos	77
4.1.1. Equações de Transporte	77
4.1.2. Turbulência	80
4.1.2.1. Modelo Turbulento de Duas Equações	81
4.1.2.2. Modelo Turbulento de Zero-Equação	84

4.1.3. Equações de Fechamento	87
4.2. Modelos Numéricos	90
4.2.1. Método dos Volumes Finitos	92
4.2.2. Esquema de Interpolação	94
4.3. Geometria e Malha Numérica	94
4.4. Condições de Contorno	96
5. Resultados e Discussões	
5.1. Análise Experimental	98
5.1.1. Análise da Condição de Simetria	98
5.1.2. Velocidade Média Experimental	101
5.1.3. Flutuação de Velocidade (<i>RMS</i>) Experimental	115
5.1.4. Intensidade de Turbulência Experimental	125
5.1.5. Comparação entre Casos Livre e Confinado	136
5.2. Análise Numérica	146
5.2.1. Testes de Malha	146
5.2.2. Verificação do Modelo de Dispersão Turbulenta	150
5.2.3. Validação do Modelo Matemático	156
5.2.3.1. Perfis Radiais de Velocidade Média para a Fase Sólida	156
5.2.3.2. Perfis Radiais de Fração Volumétrica Média das Partículas	182
6. Conclusões e Sugestões	
6.1. Conclusões	190
6.2. Sugestões	192

Referências Bibliográficas

Lista de Figuras

Capítulo 2

Figura 2.1. Representação de um jato monofásico adaptado 16

Capítulo 3

Figura 3.1. O efeito *Doppler* para um transmissor em movimento e um receptor estacionário 33

Figura 3.2. O efeito *Doppler* para um transmissor estacionário e um receptor em movimento 35

Figura 3.3. Configuração óptica de feixes de referência 37

Figura 3.4. Relação de vetores para a determinação da frequência *Doppler* 40

Figura 3.5. Formação de franjas, devido à interseção de feixes de *laser* 40

Figura 3.6. Distribuição dos receptores na técnica de *PDA* 41

Figura 3.7. Sinal fornecido pelos receptores 43

Figura 3.8. Fluxograma do processo de simulação de Fluidodinâmica Computacional 48

Figura 3.9. Diagrama esquemático dos aparatos experimentais 51

Figura 3.10. Estação controladora central 52

Figura 3.11. Sistema de válvulas de alimentação 53

Figura 3.12. Sistema de alimentação de partículas	54
Figura 3.13. Duto de aceleração das partículas	55
Figura 3.14. Jato livre de partículas	56
Figura 3.15. Depósito pressurizado de partículas	57
Figura 3.16. Dimensões da câmara de confinamento	58
Figura 3.17. Visões da câmara de confinamento	59
Figura 3.18. Sinais emitidos pelos receptores	61
Figura 3.19. Osciloscópio	63
Figura 3.20. Sistema de medição	63
Figura 3.21. Sistema de geração de névoa	65
Figura 3.22. Gerador de gotículas	66
Figura 3.23. Ajuste polinomial do sinal do filtro	67
Figura 3.24. Pós-processamento dos dados mensurados	73
Capítulo 4	
Figura 4.1. Analogia dos campos real e abstrato	76
Figura 4.2. Célula numérica retirada do sistema	92
Figura 4.3. Balanço de massas para um volume elementar	93

Figura 4.4. Detalhes da malha numérica nas entradas e na saída	95
Capítulo 5	
Figura 5.1. Análise de simetria da câmara de confinamento velocidade média - casos 1 e 3 - $z = 120\text{mm}$	99
Figura 5.2. Análise de simetria da câmara de confinamento velocidade média - casos 1 e 3 - $z = 150\text{mm}$	99
Figura 5.3. Análise de simetria da câmara de confinamento flutuação de velocidade - casos 1 e 3 - $z = 120\text{mm}$	100
Figura 5.4. Análise de simetria da câmara de confinamento flutuação de velocidade - casos 1 e 3 - $z = 150\text{mm}$	100
Figura 5.5. Perfis de velocidade média das partículas – caso 1	102
Figura 5.6. Perfis de velocidade média das partículas – caso 2	103
Figura 5.7. Perfis de velocidade média das partículas – caso 3	104
Figura 5.8. Perfis de velocidade média das partículas – caso 4	104
Figura 5.9. Perfis de velocidade média das partículas – caso 5	105
Figura 5.10. Perfis de velocidade média das partículas – caso 6	105
Figura 5.11. Perfis de velocidade média das partículas – caso 7	106
Figura 5.12. Perfis de velocidade média das partículas – caso 8	107
Figura 5.13. Perfis de velocidade média das partículas – caso 9	107

Figura 5.14. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-5 - $z = 120\text{mm}$	108
Figura 5.15. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-6 - $z = 150\text{mm}$	108
Figura 5.16. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-6 - $z = 180\text{mm}$	109
Figura 5.17. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-6 - $z = 210\text{mm}$	110
Figura 5.18. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-6 - $z = 240\text{mm}$	110
Figura 5.19. Perfil de velocidade média das partículas caso 8 - $z = 120\text{mm}$	111
Figura 5.20. Perfil de velocidade média das partículas caso 8 - $z = 120\text{mm}$	111
Figura 5.21. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 8 e 9 - $z = 180\text{mm}$	112
Figura 5.22. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 7-9 - $z = 210\text{mm}$	113
Figura 5.23. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 7-9 - $z = 240\text{mm}$	113
Figura 5.24. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 7 e 9 - $z = 240\text{mm}$	114

Figura 5.25. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 1	115
Figura 5.26. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 2	116
Figura 5.27. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 3	116
Figura 5.28. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 4	117
Figura 5.29. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 5	117
Figura 5.30. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 6	118
Figura 5.31. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 7	118
Figura 5.32. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 8	119
Figura 5.33. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 9	119
Figura 5.34. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas - casos 1-5 – $z = 120\text{mm}$	120
Figura 5.35. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas - casos 1-6 – $z = 150\text{mm}$	120
Figura 5.36. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas - casos 1-6 – $z = 180\text{mm}$	121
Figura 5.37. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas - casos 1-6 – $z = 210\text{mm}$	121
Figura 5.38. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas - casos 1-6 – $z = 240\text{mm}$	122

Figura 5.39. Perfil de flutuação de velocidade das partículas caso 8 – $z = 120\text{mm}$	122
Figura 5.40. Perfil de flutuação de velocidade das partículas caso 8 – $z = 150\text{mm}$	123
Figura 5.41. Perfis comparativos de flutuação de velocidade das partículas - casos 8 e 9 – $z = 180\text{mm}$	123
Figura 5.42. Perfis comparativos de flutuação de velocidade das partículas - casos 7-9 – $z = 210\text{mm}$	124
Figura 5.43. Perfis comparativos de flutuação de velocidade das partículas - casos 7-9 – $z = 240\text{mm}$	124
Figura 5.44. Perfis comparativos de flutuação de velocidade das partículas - casos 6, 7 e 9 – $z = 280\text{mm}$	125
Figura 5.45. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 1	126
Figura 5.46. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 2	126
Figura 5.47. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 3	127
Figura 5.48. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 4	127
Figura 5.49. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 5	128

Figura 5.50. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 6	128
Figura 5.51. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 7	129
Figura 5.52. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 8	129
Figura 5.53. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 9	130
Figura 5.54. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas - casos 1-5 – $z = 120\text{mm}$	130
Figura 5.55. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas - casos 1-6 – $z = 150\text{mm}$	131
Figura 5.56. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas - casos 1-6 – $z = 180\text{mm}$	131
Figura 5.57. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas - casos 1-6 – $z = 210\text{mm}$	132
Figura 5.58. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas - casos 1-6 – $z = 240\text{mm}$	132
Figura 5.59. Perfil de intensidade de turbulência das partículas caso 8 – $z = 120\text{mm}$	133
Figura 5.60. Perfil de intensidade de turbulência das partículas caso 8 – $z = 150\text{mm}$	133

Figura 5.61. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas - casos 8 e 9 – $z = 180\text{mm}$	134
Figura 5.62. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas - casos 7-9 – $z = 210\text{mm}$	134
Figura 5.63. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas - casos 7-9 – $z = 240\text{mm}$	135
Figura 5.64. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas - casos 6, 7 e 9 – $z = 280\text{mm}$	135
Figura 5.65. Perfis normalizados de velocidade média das partículas caso 7 - escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes	137
Figura 5.66. Perfis normalizados de velocidade média das partículas caso 8 - escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes	137
Figura 5.67. Perfis normalizados de velocidade média das partículas caso 9 - escoamento em jato confinado sem velocidades adjacentes	138
Figura 5.68. Perfis normalizados de velocidade média das partículas caso 10 - escoamento em jato livre	138
Figura 5.69. Perfis de flutuação de velocidade das partículas caso 7 - escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes	139
Figura 5.70. Perfis de flutuação de velocidade das partículas caso 8 - escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes	139
Figura 5.71. Perfis de flutuação de velocidade das partículas caso 9 - escoamento em jato confinado sem velocidades adjacentes	140

Figura 5.72. Perfis de flutuação de velocidade das partículas caso 10 - escoamento em jato livre	141
Figura 5.73. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 7 - escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes	142
Figura 5.74. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 8 - escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes	142
Figura 5.75. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 9 - escoamento em jato confinado sem velocidades adjacentes	143
Figura 5.76. Perfis de intensidade de turbulência das partículas caso 10 - escoamento em jato livre	143
Figura 5.77. Comparação entre escoamento em jato confinado (JC) e livre (JL): velocidade média das partículas normalizada	144
Figura 5.78. Comparação entre escoamento em jato confinado (JC) e livre (JL): flutuação de velocidade das partículas	145
Figura 5.79. Comparação entre escoamento em jato confinado (JC) e livre (JL): intensidade de turbulência das partículas	145
Figura 5.80. Relação entre a perda de carga e concentração da malha caso monofásico	147
Figura 5.81. Perfis de velocidade média da fase gás – $z = 150\text{mm}$	148
Figura 5.82. Perfis de velocidade média da fase gás – $z = 180\text{mm}$	148

Figura 5.83. Relação entre a perda de carga e concentração da malha caso bifásico	149
Figura 5.84. Análise de dispersão das partículas – “grupo A” velocidade média - $z = 150\text{mm}$	151
Figura 5.85. Análise de dispersão das partículas – “grupo A” velocidade média - $z = 180\text{mm}$	152
Figura 5.86. Análise de dispersão das partículas – “grupo A” velocidade média - $z = 210\text{mm}$	152
Figura 5.87. Análise de dispersão das partículas – “grupo A” velocidade média - $z = 240\text{mm}$	153
Figura 5.88. Análise de dispersão das partículas – “grupo B” velocidade média - $z = 150\text{mm}$	154
Figura 5.89. Análise de dispersão das partículas – “grupo B” velocidade média - $z = 180\text{mm}$	154
Figura 5.90. Análise de dispersão das partículas – “grupo B” velocidade média - $z = 210\text{mm}$	155
Figura 5.91. Análise de dispersão das partículas – “grupo B5” velocidade média - $z = 240\text{mm}$	155
Figura 5.92. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 1 - $z = 120\text{mm}$	157
Figura 5.93. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 1 - $z = 150\text{mm}$	157

Figura 5.94. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 1 - $z = 180\text{mm}$	158
Figura 5.95. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 1 - $z = 210\text{mm}$	158
Figura 5.96. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 1 - $z = 240\text{mm}$	159
Figura 5.97. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 2 - $z = 120\text{mm}$	160
Figura 5.98. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 2 - $z = 150\text{mm}$	160
Figura 5.99. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 2 - $z = 180\text{mm}$	161
Figura 5.100. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 2 - $z = 210\text{mm}$	161
Figura 5.101. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 2 - $z = 240\text{mm}$	162
Figura 5.102. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 3 - $z = 120\text{mm}$	162
Figura 5.103. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 3 - $z = 150\text{mm}$	163
Figura 5.104. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 3 - $z = 180\text{mm}$	163

Figura 5.105. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 3 - $z = 210\text{mm}$	164
Figura 5.106. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 3 - $z = 240\text{mm}$	164
Figura 5.107. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 4 - $z = 120\text{mm}$	165
Figura 5.108. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 4 - $z = 150\text{mm}$	165
Figura 5.109. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 4 - $z = 180\text{mm}$	166
Figura 5.110. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 4 - $z = 210\text{mm}$	167
Figura 5.111. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 4 - $z = 240\text{mm}$	167
Figura 5.112. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 5 - $z = 120\text{mm}$	168
Figura 5.113. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 5 - $z = 150\text{mm}$	168
Figura 5.114. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 5 - $z = 180\text{mm}$	169
Figura 5.115. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 5 - $z = 210\text{mm}$	169

Figura 5.116. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 5 - $z = 240\text{mm}$	170
Figura 5.117. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 6 - $z = 150\text{mm}$	170
Figura 5.118. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 6 - $z = 180\text{mm}$	171
Figura 5.119. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 6 - $z = 210\text{mm}$	171
Figura 5.120. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 6 - $z = 240\text{mm}$	172
Figura 5.121. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 6 - $z = 280\text{mm}$	172
Figura 5.122. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 7 - $z = 210\text{mm}$	173
Figura 5.123. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 7 - $z = 240\text{mm}$	174
Figura 5.124. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 7 - $z = 280\text{mm}$	174
Figura 5.125. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 8 - $z = 120\text{mm}$	175
Figura 5.126. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 8 - $z = 150\text{mm}$	175

Figura 5.127. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 8 - $z = 180\text{mm}$	176
Figura 5.128. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 8 - $z = 210\text{mm}$	176
Figura 5.129. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 8 - $z = 240\text{mm}$	177
Figura 5.130. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 9 - $z = 180\text{mm}$	178
Figura 5.131. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 9 - $z = 210\text{mm}$	178
Figura 5.132. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 9 - $z = 240\text{mm}$	179
Figura 5.133. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas - caso 9 - $z = 280\text{mm}$	179
Figura 5.134. Vetores de velocidade	181
Figura 5.135. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-5 - $z = 120\text{mm}$	182
Figura 5.136. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-6 - $z = 150\text{mm}$	183
Figura 5.137. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-6 - $z = 180\text{mm}$	183

Figura 5.138. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-6 - $z = 210\text{mm}$	184
Figura 5.139. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-6 - $z = 240\text{mm}$	184
Figura 5.140. Perfil de fração volumétrica média das partículas caso 8 - $z = 120\text{mm}$	185
Figura 5.141. Perfil de fração volumétrica média das partículas caso 8 - $z = 120\text{mm}$	185
Figura 5.142. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 7-9 - $z = 180\text{mm}$	186
Figura 5.143. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 7-9 - $z = 210\text{mm}$	186
Figura 5.144. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 7-9 - $z = 240\text{mm}$	187
Figura 5.145. Planos de fração volumétrica das partículas	187

Lista de Tabelas

Capítulo 3

Tabela 3.1. Especificação dos parâmetros de <i>setup</i>	64
Tabela 3.2. Casos e respectivas velocidades iniciais dos jatos	69
Tabela 3.3. Dados de escoamento para as diferentes condições de velocidade de entrada da fase gás	70
Tabela 3.4. Casos e seções transversais	71
Tabela 3.5. Propriedades físicas da fase gás	71

Capítulo 4

Tabela 4.1. Valores das variáveis ϕ , Γ^ϕ e S^ϕ	91
Tabela 4.2. Condições de contorno	96

Capítulo 1

Prolegômenos da Tese

Escoamentos em jatos bifásicos são amplamente utilizados em diversas aplicações de engenharia, por exemplo, indústria química e farmacêutica, petroquímica, minerais, pintura, entre outros, e teve sua importância salientada nos últimos anos devido ao desenvolvimento de produtos nanotecnológicos.

A importância e praticidade do estudo em jatos são atribuídas à simples configuração dos mesmos, os quais consistem de uma abertura cônica a partir da saída do fluido de um duto, e por ser amplamente aplicável. Em um jato, efeitos decorrentes das entradas e misturas de grandes quantidades de fluido das vizinhanças em direção ao seu interior são observados, na medida em que este se desloca na direção axial a partir da saída de um tubo. Nestes processos a colisão entre partículas tem função importante na melhoria da concepção de sistemas de engenharia e controle de transporte de sólidos. Além disso, a boa análise e conhecimento do processo de mistura gás-sólido aumentam sua qualidade e eficiência.

Inúmeras análises experimentais foram realizadas nas últimas décadas objetivando melhor compreensão dos fenômenos envolvidos nos escoamentos bifásicos em jatos. Acerca da predição da dispersão das partículas em escoamento particulado, Crowe *et al.* (1985, 1988), propuseram pela primeira vez o uso do número de Stokes para tal caracterização (número adimensional relacionado à dinâmica da partícula). Em seus estudos observaram que as partículas menores e com maiores números de Stokes tiveram distribuição uniforme de concentração no campo de escoamento.

Outros estudos relacionados obtiveram conclusões semelhantes, corroborando os estudos realizados por Crowe e seus colaboradores como, por exemplo, Longmire (1994), Wicker e Eaton (2001), Uchiyama e Naruseb (2003) e Luo *et al.* (2006).

Hardalupas *et al.* (1989) investigaram características da velocidade e fluxo de partículas em um jato turbulento gás-sólido e constataram que a proporção mássica da mistura tem um pequeno efeito sobre a distribuição de concentração das partículas. A dispersão de gotículas sem evaporação ao redor de um jato foi estudada experimentalmente por Longmire e Eaton (1992). Descobriram que partículas com número de Stokes entre 1 e 10 estão amplamente concentradas nas regiões de alta velocidade e de baixa vorticidade. Esta distribuição não uniforme é conhecida como “concentração preferencial”, a qual também foi observada por Eaton e Fessler (1994).

Em escoamentos gás-sólido, partículas estão dispersas em um gás transportador tipicamente em um caminho não-homogêneo, envolvendo a presença de vazios, bolhas e *clusters*. Wilhelm e Kwauk (1948) primeiramente propuseram um conceito de fluidização agregativa para distinguir o padrão do escoamento heterogêneo da fluidização homogênea, como observado em sistemas líquido-sólido.

Análises de problemas relacionados com a formação de aglomerados de partículas (*clusters*) foram discutidas por Heinlein e Fritsching (2006). Hadinoto *et al.* (2005) investigaram um escoamento descendente de partículas de vidro em um duto vertical, com número de Reynolds variando entre 6.400 e 24.000 e uma carga de sólidos constante com dois diferentes diâmetros: 70 e 200 μm . Para partículas com 70 μm , observaram que a presença de partículas amortecia a intensidade de turbulência da fase gás para valores menores do número de Reynolds. Essas investigações foram todas comparadas com o escoamento monofásico para o mesmo

número de Reynolds. Como consequência, Hadinoto *et al.* (2005) observaram o aumento da intensidade de turbulência com o incremento do número de Reynolds para o escoamento bifásico. Para as partículas maiores, pode-se também perceber o aumento da intensidade de turbulência com o incremento do número de Reynolds. A tendência verificada na modulação da turbulência da fase gás com o número de Reynolds foi proposta como sendo devido à mudança nos padrões da segregação e no volume médio das frações de partículas com maior número de Reynolds.

Desde então, grandes esforços têm sido feitos para entender a formação e evolução das estruturas heterogêneas (instabilidades), incluindo os impactos no transporte de calor, de massa e nas reações químicas. No entanto, o entendimento deste tipo de sistema ainda está longe de ser completado. Uma questão fundamental ainda tem de ser solucionada: a origem da instabilidade em leitos fluidizados. No intuito de explorar a formação e o regime de transição, várias teorias foram propostas, porém duas têm maior alcance na literatura.

A primeira é conhecida como Teoria da Instabilidade Hidrodinâmica, exemplificada por Foscolo e Gibilaro (1984), baseada na idéia de que a convecção fluido-sólido concede um arraste distribuído não-uniforme a cada partícula, o qual gera uma perturbação transiente e finalmente se desenvolve em bolhas. O estado de fluidização uniforme é possível se o arraste gás-sólido tiver incluído um termo extra, uma força estabilizante proporcional ao gradiente de vazios. Esta força surge do fluido. Desde que este tipo de teoria somente se envolva com considerações hidrodinâmicas, consequentemente o critério correspondente pode ser expresso em termos do número de Arquimedes (número adimensional relacionado aos efeitos das forças gravitacionais com as forças viscosas). A base física deste modelo tem sido duvidosa apesar de predizer a transição entre a fluidização homogênea e heterogênea.

A segunda teoria assume que a elasticidade do leito é mantida pela força interparticular, como mostrado nos estudos de Rietema (1973, 1990). Neste tipo de modelo, a tensão na equação de quantidade de movimento da fase sólida é expressa como um módulo de elasticidade multiplicado pelo gradiente de vazios, a qual resulta na velocidade de propagação da onda dinâmica. Recentes resultados experimentais da existência de tais tensões apóiam este ponto de vista, Tsiontides e Jackson (1993), Menon e Durian (1997) e Loezos *et al.* (2002).

Koch e Sangani (1999) atacaram o problema da instabilidade tomando ambas as colisões partícula-partícula e hidrodinâmica no balanço. Utilizaram a teoria cinética dos materiais granulares, sendo que as colisões partícula-partícula foram empregadas para quantificar a pressão da fase sólida, e a interação gás-sólido foi constituída com uma correlação de arraste baseada em Lattice-Boltzmann. Sua abordagem é muito promissora para chegar a um entendimento fundamental do regime de transição e evolução, conforme Li e Kuipers (2007).

Obviamente para se julgar a precisão das teorias disponíveis e finalmente estabelecer uma teoria completa de fluidização, é necessária a obtenção de informações detalhadas acerca das interações gás-sólido (hidrodinâmica), interações partícula-partícula e particularmente seus papéis individuais na formação e evolução das estruturas de escoamento. No ponto de vista da escala microscópica, a rota dos sólidos em um gás transportador é afetada por três fatores: estrutura de escoamento da fase gás (laminar ou turbulenta), interações partícula-partícula (colisões e forças interparticulares) e interações gás-sólido.

Entendendo quantitativamente estes fenômenos em um regime específico, nos pontos de transição e sua evolução ao longo do regime de escoamento, pode-se pensar em estabelecer uma teoria completa capaz de prever o escoamento bifásico gás-sólido. A baixa velocidade de gás, a

influência da turbulência provocada pelo gás transportador pode ser negligenciada. Por outro lado, espera-se que a competição entre as colisões das partículas e as interações partícula-fluido determine a estrutura de escoamento do escoamento bifásico em relação a sua formação e evolução.

Com o surgimento de técnicas ópticas como a *Laser Doppler Anemometry* e *Phase Doppler Anemometry*, não intrusivas, mensurações relacionadas ao comportamento da fase sólida em escoamentos multifásicos se tornaram viáveis. Pesquisadores adotaram a análise do espectro de energia do escoamento como principal objeto de investigação deste. No entanto, um problema relacionado a este tipo de análise é que, em sua maioria, as técnicas de medição não fornecem variações temporais similares entre partículas detectadas sequencialmente no volume de medição, ou seja, intervalos de tempo equidistantes entre partículas detectadas, fator este imprescindível à obtenção do espectro de energia.

Embora diferentes técnicas de interpolação existam para a obtenção de dados equidistantes, por vezes erros atribuídos à localização espacial e temporal das partículas estão incorporados. Além disto, caso o equipamento permita tal obtenção de amostras, informações acerca das localizações espaciais e temporais entre partículas são perdidas, não permitindo assim, por exemplo, o estudo destas estruturas de larga escala Decker (2008).

Dados experimentais em relação ao comportamento e dinâmica de sólidos particulados em escoamento multifásicos são de fundamental interesse nos estudos de modelos numéricos, uma vez que estes dados são utilizados para corroboração dos mesmos. Os modelos de turbulência são necessários ao fechamento do modelo global para se caracterizar matematicamente o tensor de Reynolds, e conseqüentemente, os fluxos turbulentos de calor e massa. Esta caracterização consiste, normalmente, em associar as flutuações com as propriedades médias temporais.

Ferziger (1987) apresenta uma revisão dos modelos e métodos empregados para a simulação de escoamentos turbulentos incompressíveis. Destaca seis níveis de simulação de escoamentos turbulentos: (i) nível de correlações empíricas, para quando o escoamento é suficientemente conhecido do ponto de vista experimental; (ii) nível de métodos integrais, no qual as equações de Navier-Stokes são reduzidas a equações diferenciais ordinárias por integração sobre uma ou mais coordenadas, e as equações resultantes são integradas após a atribuição de perfis polinomiais para as variáveis dependentes; (iii) nível de média sobre um ponto (temporal, espacial ou conjuntural), no qual modelos de uma equação, duas equações e modelo de tensões algébricas são empregados; (iv) nível de média sobre dois pontos no quais duas médias são escolhidas para a decomposição de Reynolds; (v) nível de grandes turbilhões (*Large Eddy*), no qual estruturas de grande escala são calculadas explicitamente através da utilização de modelos tridimensionais e transientes; (vi) e nível de turbulência completa (*Full-Turbulence*), no qual as equações instantâneas e transientes são resolvidas numa escala espacial pequena e métodos experimentais são associados aos métodos numéricos.

Hunt (1988) *apud* Meier (1998), apresenta uma discussão teórica sobre a aplicação dos níveis de simulação da turbulência de (iv) a (vi). A escolha de um desses níveis depende da acurácia desejada para a representação do fenômeno da turbulência. O nível atualmente mais popular e que tem apresentado uma relação custo/benefício adequada para a solução de problemas da engenharia, tem sido o nível (iii) através da escolha da média temporal. Nallasamy (1987) apresenta uma revisão sobre os modelos de turbulência e suas aplicações na solução de problemas de turbulência sob a ótica do nível (iii) definido por Ferziger (1987). Nallasamy (1987) apresenta uma classificação dos modelos de turbulência de acordo com o número de equações diferenciais adicionais necessárias para o fechamento do modelo médio temporal. Os modelos

são: modelo de zero equação; modelo de uma equação; modelo de duas equações e modelo das tensões algébricas.

Yuu *et al.* (1996) realizaram simulação direta de um jato gás-sólido turbulento livre com um baixo número de Reynolds. Obtiveram boa concordância com os dados experimentais de *LDA*. Todas as simulações mencionadas foram baseadas nos pressupostos de fluxo diluído e as colisões interparticulares foram negligenciadas. Mas alguns estudos, como por exemplo, Tanaka e Tsuji (1991) mostraram que as colisões interparticulares são bastante importantes em escoamentos diluídos bifásicos turbulentos. Além disso, Tanaka *et al.* (2002) salientou que as partículas em gravidade finita tendem a se acumular em dois tipos de regiões. Este acúmulo local de partículas implica na formação dos *clusters*, sendo assim necessária uma boa mistura entre estas, pois estes aglomerados irão provocar uma menor eficiência. No entanto, em escoamentos turbulentos, ocorre uma maior eficiência de mistura, principalmente devido ao comportamento incoerente da fase sólida, evitando a formação de aglomerados de partículas.

Speziale (1991) apresenta uma revisão dos modelos de turbulência. Cita como marco inicial no estudo da turbulência, os trabalhos de Reynolds em 1895 com a concepção inicial das médias e dos tensores de Reynolds, e os de Boussinesq em 1877, com a introdução dos coeficientes efetivos de transferência de massa, momentum, e energia. No entanto, somente após 1920, com os trabalhos pioneiros de Prandtl, resultados quantitativos foram alcançados no estudo da turbulência. Introduziu o conceito de comprimento de mistura por analogia ao livre percurso médio de uma molécula de um gás, na teoria cinética dos gases, possibilitando um considerável avanço para a modelagem da turbulência conquistando diversos adeptos até o pós-guerra (1945). Ainda, apresentou uma escala de velocidade, fazendo a junção entre a viscosidade turbulenta e a energia

cinética turbulenta. Isto resultou no primeiro modelo de turbulência com uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta.

Rotta (1951) *apud* Meier (1998), inspirado pelas idéias estatísticas de Kolmogorov, fundamentou as chamadas equações de transporte para os tensores de Reynolds, introduzindo-se os conceitos e equações de transporte para a energia cinética turbulenta (k) e para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta (ε). Por contração das equações de Rotta e junção com o conceito de viscosidade, Launder, Reece e Rodi (1975) desenvolveram um modelo de duas equações conhecido por modelo k - ε , que vem sendo utilizado e modificado até os dias de hoje com resultados bastante satisfatórios.

1.1. Objetivo Geral

O objetivo geral desta Tese é composto de dois objetivos específicos: experimental e numérico em um jato de dispersão gás-sólido, e são apresentados no [Item 1.2](#).

Aquisição de um amplo conjunto de dados experimentais em jato circular bifásico confinado e a análise da região desenvolvida do escoamento são passos da análise experimental, a qual responde aos objetivos experimentais.

A verificação dos diferentes modelos de dispersão empregados à fase sólida, a simulação do conjunto de dados experimentais por meio da aplicação de um modelo matemático sob abordagem Euleriana-Euleriana e a validação deste modelo são passos da análise numérica, a qual atende aos objetivos numéricos.

1.2. Objetivos – Experimentais e Numéricos

Os objetivos específicos experimentais e numéricos desta pesquisa são apresentados separadamente a seguir.

Objetivos Experimentais:

- Entendimento e aprendizado da técnica óptica empregada nas medições, *Phase Doppler Anemometry*, e metodologias de tratamento de dados experimentais;
- Obtenção de dados experimentais em jato circular bifásico confinado por meio de técnica óptica *Phase Doppler Anemometry*;
- Verificação comparativa dos dados adquiridos – jato confinado em diferentes posições axiais e condições de operação e jatos confinados contra jatos livres nas mesmas posições axiais e condições de operação.

Objetivos Numéricos:

- Sistematização e implementação de um modelo fluidodinâmico tridimensional, capaz de prever o comportamento dos sólidos particulados na mistura;
- Simulação do jato circular bifásico confinado;
- Verificação dos resultados numéricos;
- Verificação dos modelos de dispersão turbulenta: diferentes modelos aplicados na determinação da viscosidade efetiva, mas precisamente da viscosidade turbulenta da fase sólida;
- Validação do modelo matemático.

1.3. Apresentação

Os estudos nesta pesquisa podem ser entendidos como duas análises essenciais, uma experimental e outra numérica de um jato bifásico confinado. A primeira consiste basicamente na aquisição e avaliação de dados enquanto que a segunda tem por objetivo a aplicação de um modelo matemático, seguindo a abordagem Euleriana-Euleriana, para a simulação do processo em questão.

A análise experimental foi inteiramente realizada na cidade alemã de Bremen, na *Universität Bremen, Institut für Werkstofftechnik, Verfahrenstechnik*, e segmentada em preparação e calibração dos equipamentos, construção da câmara de confinamento, aquisição de dados, tratamento e verificações comparativas destes.

A análise numérica foi inteiramente realizada por sua vez na cidade de Campinas, na Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química, Laboratório de Pesquisa em Processos Químicos e Gestão Empresarial e esta tem como principais passos a confecção e a geração da geometria e malha do aparato alvo (câmara de confinamento), caracterização, aplicação, verificação e validação do modelo matemático.

Portanto, a aquisição de um amplo conjunto de dados experimentais em jato circular bifásico (gás-sólido) confinado, uma completa análise da região desenvolvida do escoamento, a verificação dos diferentes modelos de dispersão empregados à fase sólida, a simulação do conjunto de dados experimentais por meio da aplicação de um modelo matemático sob abordagem Euleriana-Euleriana e a validação deste modelo, são as principais contribuições desta Tese.

1.4. Tópicos Abordados

No **Capítulo 2 - Revisão Bibliográfica** - apresenta-se a revisão bibliográfica utilizada durante o desenvolvimento desta pesquisa, metodologias de análise experimental e numérica utilizadas por inúmeros autores, desde o ponto de vista do escoamento monofásico em jatos, escoamento bifásico, misturas e os principais aspectos associados e a metodologia empregada pela técnica Fluidodinâmica Computacional.

O **Capítulo 3 - Materiais e Métodos** - faz a apresentação das Técnicas Experimentais e Numéricas utilizadas no desenvolvimento da pesquisa. A descrição da técnica *Phase Doppler Anemometry*, empregada para a aquisição de dados e as demais equações que norteiam o trabalho. A metodologia Fluidodinâmica Computacional e os métodos utilizados para a confecção e geração da geometria e malha numérica, pré-processamento, processamento e pós-processamento e ainda a apresentação da infraestrutura, do completo procedimento e do aparato experimental utilizado para a aquisição de dados. As condições operacionais empregadas, nos casos de estudo abordados, também são mostradas. Geração da malha numérica e as condições de contorno para as simulações são apresentadas e discutidas ao final deste capítulo.

O **Capítulo 4 - Modelagem Matemática e Numérica** - apresenta as equações fundamentais de conservação da massa e da quantidade de movimento para cada uma das fases envolvidas, bem como as equações constitutivas de natureza empírica e semi-empírica necessárias para o fechamento do modelo matemático. A previsão do efeito da turbulência sobre o escoamento e o método dos volumes finitos, com o respectivo esquema de interpolação também são mostrados.

No **Capítulo 5 - Resultados e Discussões** – são exibidos os resultados obtidos nesta pesquisa para a validação do modelo matemático bifásico adotado como aproximação da fluidodinâmica do escoamento gás-sólido. Mostram-se dados referentes aos perfis de velocidade média, flutuação de velocidade e intensidade de turbulência na parte experimental e perfis de velocidade média obtidos numericamente para a fase sólida no interior da câmara de confinamento, nas direções axial e radial.

No capítulo final, **Capítulo 6 - Conclusões e Sugestões** – são apresentadas as principais conclusões obtidas na pesquisa, procurando evidenciar pontos positivos e negativos, abrindo margem para futuras pesquisas, com as metodologias e técnicas aqui aplicadas.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Neste capítulo é apresentada a revisão da literatura que trata dos estudos relacionados às características, identificações e aspectos de escoamento em jatos monofásicos, bifásicos e de mistura. Uma avaliação da tecnologia empregada na simulação numérica bem como das motivações que levaram ao seu desenvolvimento. A coletânea dos trabalhos discutidos a seguir representa uma amostragem significativa das pesquisas e estudos de simulação de escoamentos gás-sólido com técnicas experimentais de *Laser Doppler Anemometry*, *Phase Doppler Anemometry* e numérica de Fluidodinâmica Computacional realizados nas últimas quatro décadas, evidentemente não abrangendo todas as publicações daquele período. Nos capítulos seguintes este material e outros serão resgatados e discutidos mais profundamente quando se fizerem por necessário.

2.1. Características dos Jatos

As principais características fenomenológicas do escoamento em um jato monofásico são apresentadas de forma esquemática na [Figura 2.1](#), nas duas principais regiões que compõem este tipo de jato, conforme segue:

Região Um

Desenvolvimento do escoamento: região curta, a qual possui um tamanho característico de 5 a 10 vezes maior que o diâmetro do jato. O fluido no interior da parte cônica, também conhecida na literatura como núcleo potencial, possui velocidade semelhante à velocidade de entrada¹. O término do

¹ velocidade de entrada: referente a velocidade automaticamente após a saída do bico do jato ou entrada na câmara de confinamento.

núcleo ocorre quando a região de contorno, ou seja, a região onde o fluido ambiente se mistura com o fluido no interior do jato, alcança a linha central do mesmo.

Região Dois

Escoamento desenvolvido: principal região do jato. Nesta região o perfil de velocidade radial é preservado, quando normalizado em relação à linha central do jato.

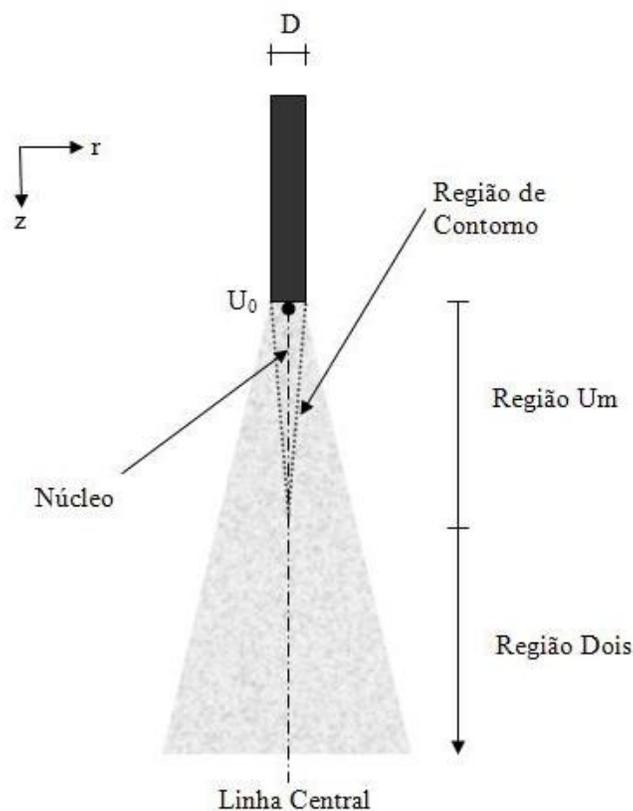


Figura 2.1. Representação de um jato monofásico adaptado de Gillandt (2000).

Na região de contorno, onde o fluido no interior do núcleo entra em contato com o fluido ambiente, forças cisalhantes entre ambos os fluidos existem, devido à diferença de velocidade dos mesmos. Sabe-se da existência de uma região intermediária (transição) entre as regiões um e dois, sendo esta de grande interesse no estudo de jatos de mistura (Quin, 2007).

2.2. Jatos Monofásicos

Para a análise e compreensão do comportamento das estruturas de escoamento, tais como estruturas coerentes de larga escala e implicitamente a formação de aglomerados de partículas em jatos, torna-se necessário o estudo das pesquisas desenvolvidas em jatos monofásicos.

Boguslawski e Popiel (1979) realizaram medições em relação à distribuição radial e axial das velocidades médias, intensidade de turbulência e energia cinética, bem como a distribuição radial do tensor cisalhante turbulento na região inicial de um jato turbulento, formado a partir de um duto circular. Os autores observaram que o escoamento no interior do duto é transformado gradativamente em um jato. Além disto, estes verificaram que, nas regiões centrais do jato, a velocidade média na linha central diminui levemente ao longo da direção axial. Os maiores valores de intensidade de turbulência foram observados em uma distância axial 6 vezes maior e uma distância radial entre 0,7 e 0,8 vezes maior que o diâmetro do jato. Já os maiores valores de energia cinética turbulenta foram verificados a uma distância axial de 7,5 a 8,5 vezes maior que o diâmetro do jato. Chegaram à conclusão que as quantidades de turbulência normalizadas possuem uma boa concordância com dados da literatura para regiões desenvolvidas.

Ribeiro e Whitelaw (1980) verificaram em seus estudos que diversos mecanismos exercem o controle, sob determinadas condições e regiões, em um escoamento em jato. Nos jatos não confinados, o escoamento descendente é dominado por estruturas turbulentas, considerando que vórtices coerentes podem exercer uma forte influência no campo do escoamento, principalmente a baixo número de Reynolds. No entanto, em jatos confinados, o conhecimento do campo de pressão é de fundamental importância, e se torna ainda mais essencial quando jatos circulares em escoamentos cruzados são estudados.

2.3. Jatos Bifásicos

Foram dedicados esforços no estudo das estruturas de escoamento para jatos monofásicos, avaliando assim a essência do comportamento das mesmas. No entanto, se faz claramente necessária a averiguação do comportamento do escoamento com transporte de partículas de diferentes tamanhos, visto que estes são os mais comumente observados em jatos industriais. Além disto, no desenvolvimento de um jato bifásico frente a um jato monofásico, a presença de partículas proporciona uma significativa contribuição no balanço de massa, quantidade de movimento e energia da mistura.

Buscando analisar processos em que a fase contínua e a fase dispersa pudessem ser simultaneamente analisadas (conforme estudo realizado por Hishida e Maeda (1990), os quais utilizaram as técnicas de *Laser Doppler Anemometry* e *Phase Doppler Anemometry* para a obtenção de dados experimentais simultâneos do escoamento disperso em um jato bifásico) Gillandt *et al.* (1998) propuseram a aplicação de um método capaz de aumentar a sensibilidade de um sistema de *PDA*, na análise do escoamento gás-sólido em jatos bifásicos. Para medições da fase contínua com *LDA* ou *PDA*, existe a necessidade de utilização de um traçador, ou seja, pequenas partículas de $1\mu\text{m}$ de diâmetro, capazes de descrever o movimento do fluido, sem que estas perturbem o escoamento. No entanto, em sistemas multifásicos, onde partículas com diâmetros médios em torno de $100\mu\text{m}$ são utilizadas, a detecção da luz dispersa pelas partículas é estritamente limitada pelos receptores ópticos. Em condições normais, os receptores permitem uma faixa de trabalho na ordem de 1:30, não permitindo assim medições simultâneas de traçadores ($1\mu\text{m}$) com partículas na ordem de $100\mu\text{m}$, muito utilizadas em estudos de escoamento multifásicos. Dessa forma, a aproximação descrita por Gillandt *et al.* (1998) ajusta as características ópticas da partícula para a medição em questão, incrementando conseqüentemente a sensibilidade de

um sistema típico de *PDA*, de 1:30 para aproximadamente 1:200, permitindo assim a obtenção de dados simultâneos de traçadores e de partículas.

Fan *et al.* (2000) estudaram experimentalmente o comportamento de estruturas de escoamento em um jato turbulento, circular e bifásico, avaliando perfis de velocidade a diferentes números de Reynolds e diferentes posições, a partir do bocal onde o jato é formado. Para a visualização dos experimentos, utilizaram um plano de *laser* e câmeras de alto desempenho. Dois diferentes tipos de partícula para a realização dos experimentos foram utilizados: partículas esféricas de vidro e catalisadores de *FCC*, além de avaliarem também a fase gás por meio de traçadores. Jatos excitados e não excitados² foram também analisados. A análise dos dados obtidos sugere que uma função intrínseca crítica existe em estruturas helicoidais da fase gás. Além disto, observaram que tais estruturas de escoamento existem em jatos bifásicos, e que padrões obtidos na faixa de número de Stokes entre 1 e 8,32 são similares àqueles obtidos para o jato de ar.

Ogata *et al.* (2001) mediram experimentalmente os perfis de velocidade axial do escoamento de um jato de partículas em queda livre por meio da técnica *Laser Doppler Anemometry*, para diferentes razões de fluxo de partículas. Para a alteração na razão deste fluxo, com diâmetros de partícula na ordem de 450 μ m, os autores utilizaram três diferentes orifícios com diâmetros iguais a 4, 6 e 8mm. Observaram que a velocidade de queda livre de um jato de partículas é maior do que a de uma única partícula, e se torna ainda maior com o aumento da razão de carga. Explicações encontradas por estes para o aumento desta velocidade, foi que juntamente com o jato de partículas, existe naturalmente entrada de uma corrente de ar no mesmo sentido do fluxo, a qual aumenta

² Jatos excitados são aqueles nas quais estruturas do escoamento são expostas a vibrações, tais como ondas sonoras.

proporcionalmente ao aumento do fluxo de partículas, e outra foi a existência de um perfil praticamente uniforme de velocidade imediatamente após o orifício, assemelhando-se ao comportamento de um jato turbulento monofásico. Ogata *et al.* (2001) verificaram também que com o aumento desta distância, houve uma redução na região de velocidade uniforme, ocorrendo assim um aumento da velocidade do jato de partícula como um todo. Nesta região, foi observado que o comportamento do fluxo de partículas se difere ao do verificado em um jato turbulento.

2.4. Jatos de Mistura

A busca pelo entendimento da região de mistura e intensificação da mesma, devido à presença de estruturas coerentes de larga escala, vêm ganhando espaço na literatura nos últimos anos, devido ao seu grau de importância, e de relevância para diferentes processos industriais, tais como aumento de eficiência de combustão, supressão de ruído em jatos, entre outros.

Yule (1978) avaliou experimentalmente os escoamentos transicionais tardios e turbulentos na região de mistura de um jato circular em uma faixa de número de Reynolds. Para a aquisição dos dados utilizou técnicas de visualização e anemometria a fio quente. Uma especial atenção foi voltada aos vórtices na região de transição e aos grandes turbilhões na região turbulenta. A interação e a coalescência de vórtices circulares na região de transição são também descritos. Desta forma, Yule (1978) observou que a região de transição é caracterizada pelo aumento do escoamento tridimensional devido a uma instabilidade de ondas dos núcleos dos vórtices circulares. O surgimento destes vórtices distorcidos produz grandes turbilhões, os quais podem permanecer coerentes até o final da região do núcleo do jato. Uma técnica de amostragem condicional

foi utilizada para mensurar os turbilhões, movendo-se na região próxima a linha central do jato. Estes turbilhões apresentaram uma diferença significativa dos vórtices circulares por apresentarem tridimensionalidade e conterem irregulares turbulências de pequena escala. No entanto, na média, sua estrutura foi similar em seção transversal àquelas de vórtices circulares. Esta amostragem de turbilhões contribui enormemente com as velocidades de flutuação locais e as correlações estatísticas. Os experimentos apontaram uma necessidade de cuidadosas considerações no significado dos termos, tais como vórtices, turbilhões e escoamento turbulento.

Lázaro e Lasheras (1992) analisaram os mecanismos de dispersão de pequenas gotículas de água em um plano forçado acusticamente de uma região turbulenta de mistura. Quando comparado com o desenvolvimento natural do escoamento, as regiões de mistura excitadas mostraram exibir mudanças drásticas na evolução de partículas em correntes cruzadas, com as partículas agora se movimentando lateralmente a altas taxas, quando estas são comparadas com a quantidade de movimento longitudinal do escoamento turbulento da fase gás. A dispersão de partículas mostrou ocorrer como um processo seletivo de tamanhos de partículas, caracterizado pela existência de uma faixa intermediária de partículas, para a qual a dispersão lateral foi maximizada. Ao contrário da evolução natural do escoamento, a região de cisalhamento forçado não possui uma não dimensionalização, restituindo desta forma as propriedades de dispersão dos tamanhos independentes de partículas.

Foi demonstrado ainda, que este comportamento é resultante das não similaridades do movimento da fase gás. A região de mistura mostrou possuir não homogeneidades na concentração e na função de distribuição de tamanho de gotículas. Para finalizar, Lázaro e Lasheras (1992) realizaram medições instantâneas do escoamento, e do espectro de extinção do *laser*, as quais mostraram a presença de organizações

coerentes no campo de concentração resultante das estruturas coerentes de larga escala, caracterizando assim o escoamento turbulento fundamental da fase gás.

Hu *et al.* (2000) investigaram experimentalmente as mudanças de estruturas de turbulência e de vórtices em um campo de escoamento na região ($z/D < 3$) de um jato de mistura, investigando, assim, a influência do formato do bocal do jato em relação à região de mistura do jato. Dois diferentes bocais foram analisados pelos autores, o primeiro formado por declives em sua circunferência e o segundo um bocal circular. Técnicas de indução planar de fluorescência e *Particle Image Velocimeter* foram utilizadas para realizar a visualização do escoamento e medições do campo de velocidade.

Os resultados experimentais mostraram que, em comparação com um jato circular, o escoamento no jato lombado mostrou ter uma menor região laminar, uma menor escalada dos componentes de vórtices de Kelvin-Helmholz, um precoce surgimento de estruturas de menor escala e uma maior região de intensidade de mistura no campo próximo do escoamento do jato de mistura. Observaram também que o decaimento de velocidade na linha central do jato lombado mostrou ser mais rápido do que em relação ao jato circular convencional.

2.5. Fluidodinâmica Computacional

A simulação numérica em mecânica dos fluidos e transferência de calor se comporta hoje como uma ferramenta para a análise de problemas físicos em nível investigativo científico e como ferramenta poderosa para a solução de importantes problemas de engenharia. Trabalha de maneira a resolver as equações do escoamento fluido (de maneira especial) sobre uma região de interesse, com condições especificadas nos limites dessa região.

Os avanços dos métodos numéricos, juntamente com o avanço das ciências da computação, estão permitindo que problemas de escoamentos de fluidos com transferência de calor e massa, turbulentos e multifásicos possam ser resolvidos com maior facilidade, integrando as ferramentas de mecânica dos fluidos computacional aos procedimentos de projeto e análise de escoamentos nas mais diversas áreas, como aerodinâmica, automotiva, ambiental, petrolífera, química entre outras (Maliska, 2004).

Numerosos programas foram desenvolvidos para resolver problemas específicos, ou classes específicas do problema. Em meados dos anos de 1970 a matemática complexa requerida para generalizar os algoritmos começou a ser compreendida, e em uma proposta geral, os processadores de dados (*solvers*) de Fluidodinâmica Computacional (*Computational Fluid Dynamics*) foram desenvolvidos. Estes começaram a aparecer no início dos anos de 1980 e solicitaram o que eram então computadores muito poderosos, bem como um conhecimento profundo de fluidodinâmica e quantidades de tempo excessivas para as simulações. Consequentemente a Fluidodinâmica Computacional era uma ferramenta usada quase que exclusivamente na pesquisa.

Os avanços recentes na computação de alto desempenho, junto com gráficos poderosos e a manipulação tridimensional interativa dos modelos, significam que o processo de criar um modelo de Fluidodinâmica Computacional e de analisar os resultados é muito menos laboriosa, reduzindo o tempo e consequentemente o custo. Os processadores avançados contêm algoritmos que permitem a solução robusta do campo do escoamento em um tempo razoável. Devido a estes fatores, a fluidodinâmica computacional é agora uma ferramenta de projeto industrial estabelecida, ajudando a reduzir escalas de tempo do projeto e melhorar processos de engenharia.

A Fluidodinâmica Computacional fornece uma alternativa eficaz para modelo em escalas de teste, com variações na simulação a qual está sendo executada rapidamente.

Embora métodos computacionais ofereçam muitas vantagens – como redução brusca do tempo e dos custos de novos projetos, capacidade de análise de sistemas onde experimentos são muito difíceis e obtenção de resultados com detalhamento quase ilimitado – o emprego de técnicas experimentais é de suma importância. Isto porque, mesmo que um caso simulado resulte em dados coerentes do ponto de vista numérico, pode-se facilmente obter um resultado inconsistente com a realidade; ou então, mesmo que fisicamente correto do ponto de vista qualitativo, pode apresentar distorção quantitativa com os resultados reais, e divergências como estas só podem ser percebidas quando se comparam os resultados numéricos com experimentos reais (Rosa, 2002).

2.6. Modelos Matemáticos

As equações para o escoamento multifásico foram objeto de análise de vários investigadores, dentre estes Gidaspow (1976), Arastoopour (1979), Theologos e Markatos (1993), Ali e Rohani (1997), porém a aproximação matemática deste tipo de escoamento é creditada originalmente a Soo (1967) e Jackson (1963).

Rietema e Akker (1983) apresentaram os detalhes da derivação das equações de quantidade de movimento para sistemas bifásicos dispersos, Michaelides (1984) desenvolveu um modelo baseado nos métodos fenomenológicos para o procedimento da variação da densidade em linhas pneumáticas de transporte, e Crowe (1982) revisou os modelos numéricos para o escoamento diluído entre gás e partículas. O efeito da turbulência

no movimento das partículas em suspensão gás-sólido foi analisado por Yoshida e Masuda (1980), Crowe (2000) e Zhang e Reese (2003).

Arastoopour e Gidaspow (1979) foram os primeiros a aplicar as equações fluidodinâmicas multifásicas para um sistema diluído gás-sólido e compararam os valores preditos com dados experimentais disponíveis. Irons e Chang (1983) compararam valores preditos usando equações para o escoamento bifásico em uma linha de transporte pneumático com dados experimentais para estimar a força friccional entre as partículas. No entanto, o desenvolvimento da aproximação fluidodinâmica para sistemas gás-sólido ainda é lento, e isto pode ser atribuído à complexidade do escoamento da mistura, especialmente em leitos densos.

O escoamento multifásico não-homogêneo se refere ao caso onde são separados os campos de velocidade e outros campos relevantes existentes para cada fluido. O campo da pressão, no entanto, é compartilhado por todos. Os fluidos interagem via termos de transferência interfásicos. Devido à rara ocorrência na prática de um leito homogeneizado, ou seja, leito uniforme – ondas se concentram e se movem para cima através do leito e tomam a forma de regiões compactadas de baixa concentração de partículas, alternando zonas de alta e baixa concentração de partículas, assim como regiões de alta concentração de partículas. Estes efeitos afetam significativamente a dinâmica do leito, sendo objeto de recentes pesquisas.

Li e Kuipers (2003) observaram a ocorrência dessas estruturas heterogêneas num escoamento gás-sólido e concluíram que as mesmas afetam seriamente o contato entre fases e o processo de transporte no leito gasoso denso fluidizado. A dissipação colisional intensifica dramaticamente a formação de estruturas heterogêneas depois da quebra do equilíbrio do sistema. As estruturas dependem de alguma forma do balanço de forças locais atuantes sobre as partículas, por esta razão a

quantificação precisa do arraste de gás atuante nas partículas em uma dada região é a chave para se entender as interações gás-sólido num escoamento particulado denso. Esta região tem efeito impactante sobre a transferência de calor e massa entre as fases.

Correntemente, os dois métodos mais difundidos para a modelagem matemática da fase dispersa em simulações numéricas de escoamentos gás-sólido são a simulação de partículas discretas e a aproximação de dois fluidos. Em ambas as aproximações, a fase gás é descrita por uma média local da equação de Navier-Stokes e as duas fases são usualmente acopladas por uma força de arraste. Em geral, o desempenho dos modelos correntes depende criticamente da exatidão na formulação da força de arraste. Nas simulações apresentadas nesta Tese foi utilizada a abordagem de dois fluidos, detalhada no **Capítulo 4**.

2.7. Pontos de Investigação

Com base na amostragem bibliográfica apresentada nos **Capítulos 1** e **2**, os seguintes aspectos se mostraram como possibilidades emergentes de investigação.

- Tendo como ponto principal a simulação e validação de modelo matemático, pretende-se analisar a distribuição e o comportamento da fase sólida em um jato de dispersão bifásico circular e confinado, sob diferentes condições dos números de Reynolds e Stokes. Para tanto se faz necessária a aquisição de um amplo conjunto de dados experimentais e uma completa análise da região desenvolvida do escoamento para tais investigações, sendo isto obtido na forma de velocidade instantânea e média, flutuação de velocidade e intensidade de turbulência das partículas em várias posições axiais e radiais. Além disso, é realizada uma comparação entre os escoamentos em jatos confinado e livre, no mesmo

aparato experimental. Este estudo é o primeiro a confrontar tais diferentes configurações deste tipo de escoamento gás-sólido em um idêntico equipamento até o momento na literatura, em relação à fase dispersa. Para a análise da fase gás, a utilização de traçadores no escoamento se faz necessária. No entanto, problemas relacionados à utilização destes podem ser atribuídos às interferências dos mesmos na modulação de turbulência, provocando assim aumento ou diminuição nesta última, dependendo das condições operacionais utilizadas, conforme relatado por Gore e Crowe (1985), produzindo conseqüentemente desvios nos resultados. Com base nas observações de Gillandt *et al.* (1998) e Hussainov *et al.* (2000), os quais consideram a necessidade de uma densidade relativamente alta de traçadores para a obtenção de sinais confiáveis de velocidade, para descrever o escoamento da fase gás, avalia-se a distribuição e o comportamento em um jato confinado gás-sólido, em diferentes condições de escoamento, considerando para isto somente a análise da fase dispersa, evitando-se os problemas anteriormente mencionados. Sendo assim, não foram utilizados traçadores para a visualização da fase contínua, pois os mesmos poderiam interferir no movimento da fase dispersa, a qual é um dos principais focos desta investigação.

- Trabalhos consultados fizeram uso da hipótese simplificadora da simetria axial para reduzir um problema tridimensional para um problema bidimensional, sustentando-se em informações experimentais que indicam que a simetria é instantânea no escoamento em jatos logo após a seção de saída do bico (aspecto físico), e em resultados numéricos obtidos com uma modelagem bidimensional refinada, as quais apresentaram melhores características quando comparados com dados experimentais do que aqueles obtidos via modelo tridimensional com uma malha numérica não tão refinada (aspecto numérico). O esforço computacional para a solução do modelo bidimensional é substancialmente inferior àquele necessário para a solução do modelo tridimensional. E ainda, a estabilidade da solução numérica refinada de um modelo 2-D é superior à estabilidade dos

mesmos métodos numa análise 3-D (Meier, 1998). No entanto, devido à disponibilidade atual de processadores avançados e a possibilidade de malhas numéricas 3-D bem refinadas, reduzindo significativamente o esforço computacional, e como este trabalho visa, além da sistematização e implementação por meio de um código *CFD* de um modelo matemático realístico da fluidodinâmica em jato circular confinado gás-sólido, optou-se pela adoção, *a priori*, da não simetria axial, ou seja, do problema tridimensional.

- E, por fim, algumas discussões que ainda permanecem ativas na literatura estão associadas, dentro de uma abordagem Euleriana-Euleriana, com a utilização de diferentes modelos de turbulência para a representação desta na fase dispersa em escoamentos gás-sólido. Assim sendo, pretende-se no decorrer desta Tese desenvolver uma análise do padrão de escoamento obtido mediante o uso de três modelos de dispersão turbulenta, com e sem seus efeitos.

Acredita-se que as propostas de investigação mencionadas permitam a consolidação de uma linha de pesquisa em fluidodinâmica computacional, no âmbito da Engenharia Química e do grupo de pesquisa em formação no Laboratório de Pesquisa em Processos Químicos e Gestão Empresarial da Faculdade de Engenharia Química da Universidade Estadual de Campinas.

Capítulo 3

Materiais e Métodos

3.1. Técnicas Experimentais

A primeira etapa da análise experimental é atribuída à compreensão e entendimento teórico da técnica de medição – *Phase Doppler Anemometry*, a qual é a ferramenta de captura de dados nesta pesquisa. São ainda apresentadas as demais equações utilizadas na análise dos dados obtidos experimentalmente, caracterizando assim todos os métodos utilizados no desenvolvimento experimental desta pesquisa.

3.1.1. Técnicas de Medição

Ambas as técnicas de medição *Laser Doppler Anemometry* e *Phase Doppler Anemometry*³ são relativamente jovens. A técnica *LDA* foi proposta em 1964, porém sua utilização iniciou somente a partir de 1970. A técnica *PDA* foi desenvolvida aproximadamente 20 anos depois da técnica *LDA*. Estas possuem um grande número de passos em comum, não somente quanto ao *hardware* como também no fato de estarem amplamente difundidas e utilizadas na comunidade científica ligada à Mecânica dos Fluidos, para o estudo de escoamentos tanto monofásicos como multifásicos (Albrecht *et al.*, 2002).

Razões aparentes para tais aplicações são: não-intrusividade, sensibilidade direcional, alta resolução tanto espacial quanto temporal e alta acurácia. No entanto, o uso dominante da abordagem Euleriana-Euleriana na modelagem matemática dos escoamentos multifásicos, especialmente no campo da Fluidodinâmica Computacional, em

³ A técnica *LDA* consiste na utilização de somente um receptor, permitindo assim a obtenção somente de dados de velocidade. Já a técnica *PDA* consiste na utilização de dois ou mais detectores, os quais permitem a aquisição de dados referentes à velocidade instantânea da partícula, bem como dados relacionados ao diâmetro das mesmas.

concordância com trabalhos apresentados por Gidaspow (1994), Yasuna *et al.* (1995), entre outros, contribuiu para uma maior atratividade de uma técnica de medição pontual, com a qual a distribuição das velocidades instantâneas pode ser obtida via tratamento estatístico.

Ambas as técnicas têm experimentado fases de desenvolvimento rápido, seguido por outra fase de maturação, na qual instrumentos e a precisão têm sido melhorados. Sem dúvida os avanços tecnológicos ópticos e eletrônicos paralelos beneficiam tal desenvolvimento (Albrecht *et al.*, 2002).

O sinal de um sistema *Laser Doppler Anemometry* ou *Phase Doppler Anemometry* se origina da superposição de duas ondas dispersas, emitidas por um centro dispersante no volume de detecção no fotodetector. Um sinal surge da partícula em movimento com velocidade v_{px} , e este é examinado. Uma medição direta de velocidade tem por definição ($v = \Delta S / \Delta t$), e requer uma medição da variação no tempo (Δt) que um objeto necessita para cruzar uma distância conhecida (ΔS).

Os diferentes componentes de velocidade (v_x e v_y , por exemplo) são medidos separadamente, sobre diferentes distâncias tais como ΔS_x e ΔS_y . O sentido do vetor ΔS é aparente na sequência em que suas fronteiras são atravessadas. A velocidade mensurada é assim um valor médio espacial e temporal em relação à ΔS e Δt .

Técnicas ópticas marcam as fronteiras de ΔS com imagens reais e virtuais, estas últimas somente existindo para os receptores. O sinal resultante tem origem no centro dispersante, tipicamente traçadores. Se a escolha for apropriada à velocidade do centro dispersante corresponde à velocidade local do escoamento.

3.1.1.1. O Efeito *Doppler*

O efeito *Doppler* é uma característica observada nas ondas, quando emitidas ou refletidas por um objeto que está em movimento com relação ao observador, ou seja, acompanha o movimento do transmissor ou do receptor de radiação eletromagnética.

O princípio do efeito se baseia em uma onda eletromagnética emanada de um transmissor em movimento (geralmente uma partícula) com velocidade v_p e com uma frequência de transmissão ft_p , os quais irão ser comprimidos na direção do movimento e expandidos na direção oposta ([Figura 3.1](#)). Isto resulta em uma mudança de comprimento de onda e frequência, uma vez que estas são diretamente proporcionais à velocidade da onda a qual é uma constante c . Em outras palavras, o comprimento de onda observado é maior ou menor conforme sua fonte se afasta ou se aproxima do observador, conforme visualizado na [Figura 3.1](#) (Albrecht *et al.*, 2002).

Sabe-se que a velocidade da onda pode ser determinada por sua frequência e comprimento, conforme indicado na [Equação 3.1](#).

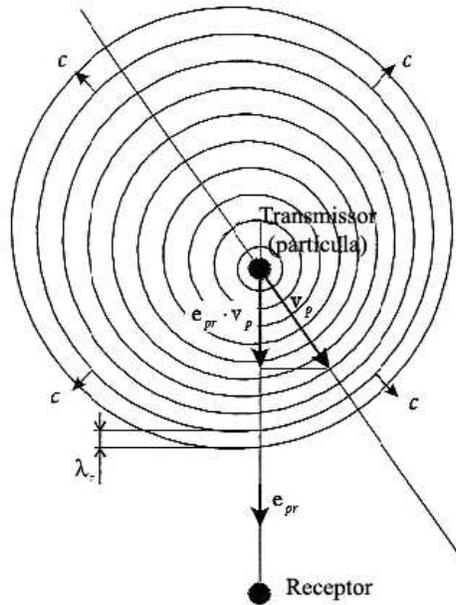
$$c = ft\lambda \tag{3.1}$$

Analogamente, para o estudo dos efeitos demonstrados na [Figura 3.1](#), tem-se o comportamento isolado do comprimento e frequência de onda na partícula e no receptor expressos pelas [Equações 3.2](#) e [3.3](#):

$$c = ft_p\lambda_p \Rightarrow \lambda_p = \frac{c}{ft_p} \Rightarrow \frac{1}{ft_p} = \frac{\lambda_p}{c} \tag{3.2}$$

$$c = ft_{rp}\lambda_{rp} \Rightarrow \lambda_{rp} = \frac{c}{ft_{rp}} \Rightarrow \frac{1}{ft_{rp}} = \frac{\lambda_{rp}}{c} \tag{3.3}$$

Assim, realizando-se a análise proposta na [Figura 3.1](#), é possível verificar que a partícula, a qual se desloca em direção ao receptor estacionário, possui velocidade na mesma direção que a onda eletromagnética emanada pela mesma, logo, a relação entre ambas pode ser descrita como a diferença $c - (\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{prp})$ ⁴, onde a frequência é dada pelo transmissor em movimento ft_p .



[Figura 3.1](#). O efeito *Doppler* para um transmissor em movimento e um receptor estacionário, de acordo com Albrecht *et al.* (2002).

Logo, partindo do princípio do efeito *Doppler* mencionado anteriormente, tem-se em relação ao receptor que:

$$ft_p \lambda_{rp} = c - (\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{prp}) \tag{3.4}$$

$$\lambda_{rp} = \frac{c}{ft_p} - \frac{(\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{prp})}{ft_p} \tag{3.5}$$

⁴ Nas equações o termo $(\mathbf{v} \mathbf{e})$ representa o produto escalar entre o vetor velocidade e o vetor unitário normal ao plano de observação definido por: $(\mathbf{v} \mathbf{e}) = v \mathbf{e} \cos \alpha$, onde α é o ângulo entre os dois vetores.

Substituindo a [Equação 3.2](#) em [3.5](#) tem-se o comprimento de onda no receptor dado por:

$$\lambda_{rp} = \lambda_p - \frac{(\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{prp})}{c} \lambda_p \quad (3.6)$$

De forma análoga, a frequência da onda no receptor pode ser expressa pela [Equação 3.7](#):

$$ft_{rp} = \frac{c}{\lambda_{rp}} = \frac{ft_p}{1 - \frac{(\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{prp})}{c}} \quad (3.7)$$

No caso de aproximação, [Figura 3.1](#), a frequência aparente da onda recebida pelo observador fica maior que a frequência emitida. Ao contrário, no caso de afastamento, a frequência aparente diminui. Nas ondas luminosas este fenômeno é observável quando a fonte e o observador se afastam ou se aproximam com grande velocidade relativa. Neste caso, o espectro da luz recebida apresenta desvio para o vermelho, quando se afastam, e desvio para o violeta quando se aproximam.

O comprimento de onda observado λ_p e a frequência ft_p de um receptor em movimento, geralmente uma partícula em movimento com uma velocidade relativa v_p em relação ao transmissor estacionário, em geral um *laser* (ft_l , λ_l), de acordo com a [Figura 3.2](#) (Albrecht *et al.*, 2002), são dados pelas [Equações 3.8](#) e [3.9](#):

$$\lambda_p = \frac{\lambda_l}{1 - \frac{(\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{lp})}{c}} \quad (3.8)$$

$$ft_p = \frac{c - (\mathbf{v}_p \mathbf{e}_p)}{\lambda_l} = ft_l - \frac{(\mathbf{v}_p \mathbf{e}_p)}{\lambda_l} \quad (3.9)$$

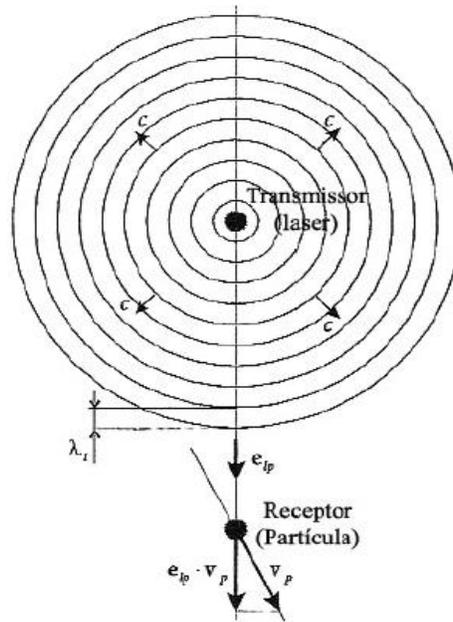


Figura 3.2. O efeito *Doppler* para um transmissor estacionário e um receptor em movimento, de acordo com Albrecht *et al.* (2002).

Se ambos, o transmissor e o receptor estiverem se movendo, o efeito *Doppler* pode ser invocado duas vezes e a frequência observada em um receptor estacionário por um *laser* estacionário e por luz dispersa de uma partícula em movimento, se tornam ($|v_p| \ll c$) (Albrecht *et al.*, 2002).

Assim, a frequência do receptor pode ser expressa em relação à frequência do emissor, de acordo com as [Equações 3.10](#) e [3.11](#):

$$ft_{rp} = ft_l \left[\frac{1 - \left(\frac{\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{ip}}{c} \right)}{1 - \left(\frac{\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{prp}}{c} \right)} \right] \quad (3.10)$$

$$ft_{rp} \approx ft_l \left[1 - \left(\frac{\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{ip}}{c} \right) \right] \left[1 + \left(\frac{\mathbf{v}_p \mathbf{e}_{prp}}{c} \right) \right] \approx ft_l \left\{ 1 - \left[\frac{\mathbf{v}_p (\mathbf{e}_{ip} \mathbf{e}_{prp})}{c} \right] \right\} \quad (3.11)$$

Assumindo $ft_l = ft_b$; $\mathbf{e}_{lp} = \mathbf{e}_b$, e rearranjando a [Equação 3.1](#), tem-se:

$$ft_{rp} \approx \left\{ ft_b + \left[\frac{(\mathbf{v}_p(\mathbf{e}_{pp}\mathbf{e}_b))}{c} \right] \right\} \quad (3.12)$$

3.1.1.2. Técnica *Laser Doppler Anemometry*

A técnica *Laser Doppler Anemometry* utiliza luz de *laser* monocromática como uma fonte de luz. A interferência de dois feixes cruzando um volume de medição cria um padrão de franja. A informação de velocidade para centros dispersantes em movimento está contida no campo disperso devido ao efeito *Doppler*. Estritamente falando, a técnica *LDA* é uma técnica de medição indireta, desde que esta mensure a velocidade das não-homogeneidades no escoamento, tipicamente partículas traçadoras. Isto representa a velocidade do escoamento somente se não existir uma velocidade de deslizamento apreciável. Por outro lado, a velocidade de deslizamento deve também ser determinada.

Nesta técnica, conforme já mencionado, o efeito *Doppler* é invocado duas vezes. Uma vez quando a luz de *laser* incidente do sistema de transmissão, caracterizada por um comprimento de onda λ_b e frequência ft_b infringe o alvo em movimento e uma vez quando a luz com frequência ft_p é dispersa da partícula em análise, em movimento e é recebido por um detector estacionário com frequência ft_{rp} , conforme anteriormente observado na [Equação 3.11](#).

Arranjos ópticos convencionais trabalham com duas ondas dispersas, cada uma exibindo um diferente deslocamento *Doppler*. Alternativamente, um feixe de *laser* pode atuar como um feixe de referência e também estar misturado com uma onda dispersa. As duas ondas são misturadas na superfície do detector em um processo conhecido

por heteródino óptico, produzindo uma frequência de batimento, a qual tipicamente se encontra em uma faixa de frequência muito mais controlável para o processamento do sinal. A diferença de frequência (batimento) ft_D é obtida por meio da mistura óptica de ondas de frequência ft_1 e ft_2 no detector, conforme Figura 3.3 (Albrecht *et al.*, 2002).

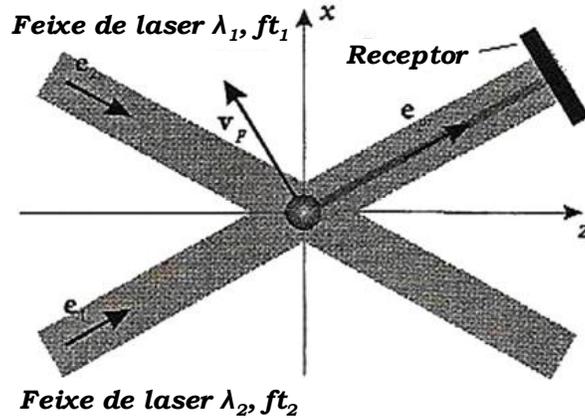


Figura 3.3. Configuração óptica de feixes de referência (Albrecht *et al.*, 2002).

Para as configurações do feixe dual, na qual um volume de medição real é formado na intersecção de duas ondas incidentes e as ondas dispersas são detectadas com um único detector, tem-se:

$$ft_D = ft_2 - ft_1 \quad (3.13)$$

Partindo da mesma análise realizada anteriormente em relação ao princípio do efeito *Doppler*, para cada um dos feixes de *laser*, tem-se:

$$ft_1 = ft_b \quad (3.14)$$

$$ft_2 = ft_b + \frac{(\mathbf{v}_p(\mathbf{e}_{pp} - \mathbf{e}_2))}{\lambda_b} \quad (3.15)$$

onde $\mathbf{e}_{pp} = \mathbf{e}_1$

Logo a [Equação 3.15](#) pode ser reescrita como:

$$ft_2 = ft_b + \frac{(\mathbf{v}_p(\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2))}{\lambda_b} \quad (3.16)$$

Portanto,

$$ft_D = \frac{(\mathbf{v}_p(\mathbf{e}_{prp} - \mathbf{e}_2))}{\lambda_b} \quad (3.17)$$

Realizando-se a decomposição em plano cartesiano dos vetores velocidade unitários, tem-se:

$$\mathbf{v}_p = v_{px} \mathbf{e}_x + v_{pz} \mathbf{e}_z \quad (3.18)$$

$$\mathbf{e}_1 = e_{1x} \mathbf{e}_x + e_{1z} \mathbf{e}_z \quad (3.19)$$

$$\mathbf{e}_2 = e_{2x} \mathbf{e}_x + e_{2z} \mathbf{e}_z \quad (3.20)$$

Logo, subtraindo [\(3.20\)](#) de [\(3.19\)](#):

$$\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2 = (e_{1x} - e_{2x}) \mathbf{e}_x + (e_{1z} - e_{2z}) \mathbf{e}_z \quad (3.21)$$

Assim, o produto escalar entre o vetor velocidade e os vetores unitários um e dois, com base na [Figura 3.4](#) (Albrecht *et al.*, 2002), pode ser expresso por:

$$(\mathbf{v}_p(\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2)) = (v_{px} \mathbf{e}_x + v_{pz} \mathbf{e}_z)[(e_{1x} - e_{2x}) \mathbf{e}_x + (e_{1z} - e_{2z}) \mathbf{e}_z] \quad (3.22)$$

$$(\mathbf{v}_p(\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2)) = (v_{px}(e_{1x} + e_{2x})) + (v_{pz}(e_{1z} + e_{2z})) \quad (3.23)$$

sabendo que:

$$\mathbf{e}_{1x} = \text{sen} \frac{\theta}{2} \quad (3.24); \quad \mathbf{e}_{2x} = -\text{sen} \frac{\theta}{2} \quad (3.25); \quad \mathbf{e}_{1z} = \mathbf{e}_{2z} = \cos \frac{\theta}{2} \quad (3.26)$$

Assim, substituindo as Equações 3.24, 3.25 e 3.26 na Equação 3.23, tem-se:

$$ft_D = \frac{2 \text{sen} \frac{\theta}{2} v_{px}}{\lambda_p} \quad (3.27)$$

Rearranjando a Equação 3.27, tem-se a equação de velocidade da partícula como:

$$v_{px} = \frac{\lambda_b}{2 \text{sen} \frac{\theta}{2}} ft_D \quad (3.28)$$

A detecção do sinal é realizada no estágio de processamento do mesmo e o método utilizado para tal detecção irá influenciar nas dimensões do volume de detecção. Esta pode ser baseada, *a priori*, em um nível de amplitude escolhido acima do nível do ruído (*burst*) e/ou em um teste de periodicidade, no domínio do tempo ou no domínio da frequência.

A amplitude do sinal de detecção é influenciada diretamente pelas propriedades dispersantes do volume de intersecção, visualizados na Figura 3.5 (Decker, 2008). Com uma detecção usando amplitude do sinal, *a priori*, somente partículas excedentes a certo diâmetro mínimo serão detectadas. O volume de detecção deve variar significativamente para diferentes populações de partículas dependendo de uma nova validação das necessidades localizadas no sinal.

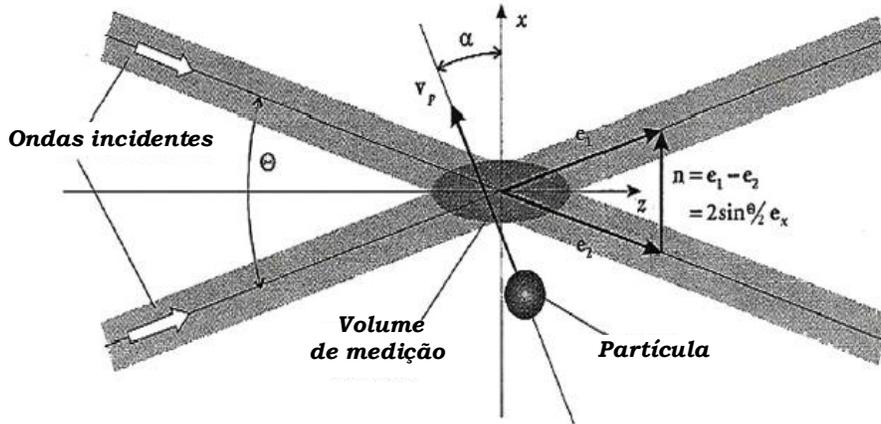


Figura 3.4. Relação de vetores para a determinação da frequência *Doppler* (Albrecht *et al.*, 2002).

Para uma dada direção do escoamento, as partículas efetivamente visualizam a projeção do volume de medição e detecção perpendicular à direção da trajetória. Estas áreas são chamadas “área de referência projetada” e “área de detecção projetada”, respectivamente. O principal resultado de uma medição de um sistema *Phase Doppler* é uma distribuição do tamanho de partícula, coletada sobre um intervalo de tempo Δt . Juntamente com a medição da frequência, ambos, o tamanho e a velocidade de cada partícula estarão disponíveis, possibilitando o fluxo mássico e a concentração de partículas serem computados.

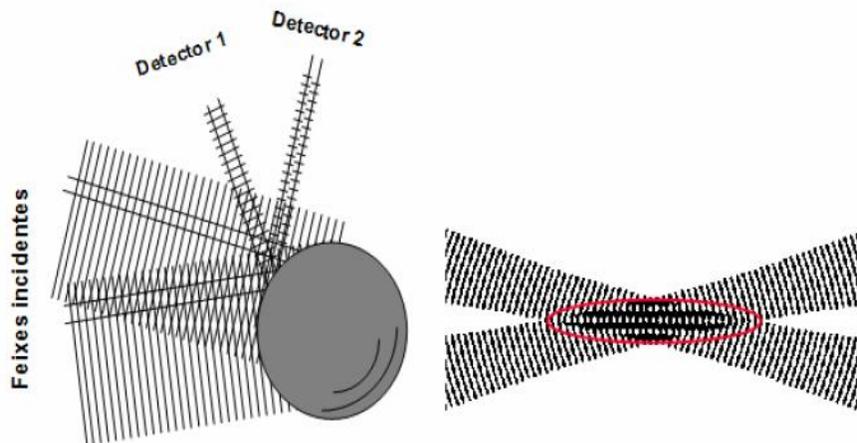


Figura 3.5. Formação de franjas, devido à interseção de feixes de *laser* (Decker, 2008).

3.1.1.3. Técnica *Phase Doppler Anemometry*

A identificação de estruturas espaciais dentro do volume de medição contará com um lapso de tempo ou com diferenças de fases, e isto necessita de detectores em duas ou mais posições no espaço. Para partículas esféricas homogêneas somente um parâmetro deve ser determinado, diâmetro da partícula. Para isto um mínimo de dois detectores é suficiente, o qual se aplica nesta pesquisa.

O arranjo padrão para a técnica *Phase Doppler* corresponde ao mesmo arranjo óptico utilizado na técnica *Laser Doppler*. Os dois detectores são posicionados fora do plano dos feixes incidentes em um ângulo φ , usualmente conhecido como ângulo *off-axis*, selecionados conforme o modo dominante escolhido, reflexão ou refração, os quais recebem a luz dispersa por uma única partícula na quantidade de movimento em que a mesma atravessa o volume de detecção. Os detectores também são posicionados simetricamente, fora do plano $y-z$ pelos ângulos $\pm \psi$, chamados ângulos de elevação, observados na [Figura 3.6](#) (Decker, 2008).

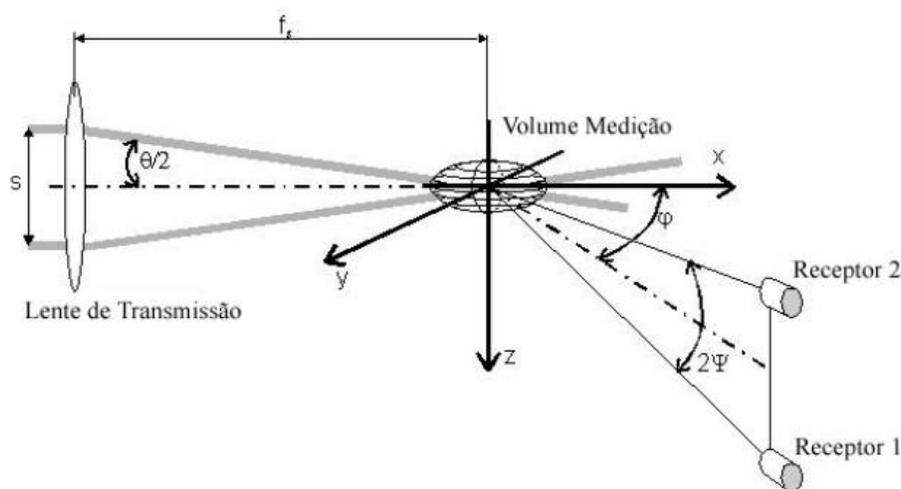


Figura 3.6. Distribuição dos receptores na técnica de *PDA* (Decker, 2008).

O arranjo óptico apresentado na [Figura 3.6](#) permite a medição de somente um parâmetro livre. Assim é apropriado somente para a medição de partículas esféricas, isotrópicas e homogêneas. A tarefa restante é para a determinação de uma única relação entre a diferença de fase e a forma e composição da partícula, tão bem quanto especificando o tamanho e a posição necessários para a abertura (fenda) do detector para cumprir tal relação. Claramente a vantagem da técnica *Phase Doppler* está no fato de que o tamanho e a velocidade podem ser mensurados para cada partícula individualmente e não é necessário um processo de calibração.

Cada detector converte o sinal ótico em um sinal elétrico do tipo *burst* com uma frequência proporcional a velocidade das partículas. A diferença entre a leitura dos dois receptores ($\Delta\Phi$) é diretamente associada ao diâmetro da partícula medida, [Figura 3.6](#).

O fenômeno de dispersão da luz pelas partículas pode ser visualizado pelo traço da luz dispersa. A luz que incide sobre uma partícula esférica é parcialmente refletida pela superfície, e parcialmente transmitida e refratada em ambas as direções, para frente e para trás, após uma reflexão interna. A luz dispersa não é uniforme em todas as direções, sendo esta também dependente do índice de refração relativo (n_{rel}). Assim, tem-se a relação do índice de refração relativo como sendo a razão entre o índice refrativo da fase partícula e o meio, conforme [Equação 3.29](#).

$$n_{rel} = \frac{n_p}{n_M} \quad (3.29)$$

O ângulo de posicionamento dos receptores deve ser cuidadosamente selecionado para assegurar que a dispersão da luz seja dominante. O diâmetro da partícula é derivado da diferença entre as

leituras, ou seja, diferença entre fases ($\Delta\Phi$) dos dois receptores. Como a dispersão da luz ocorre devido à refração, tem-se:

$$\Phi = \frac{-2\pi D}{\lambda_b} \frac{n_{rel} \text{sen}\theta \text{sen}\psi}{\sqrt{2(1 + \cos\theta \cos\psi \cos\varphi)(1 + n_{rel}^2 - n_{rel} \sqrt{2(1 + \cos\theta \cos\psi \cos\varphi)})}} \quad (3.30)$$

Este método detecta, com auxílio de dois receptores, a luz dispersa por uma única partícula no momento em que a mesma atravessa o volume de interferência, formado pela intersecção de dois feixes de *laser*, conforme visualizado na [Figura 3.7](#) (Decker, 2008).

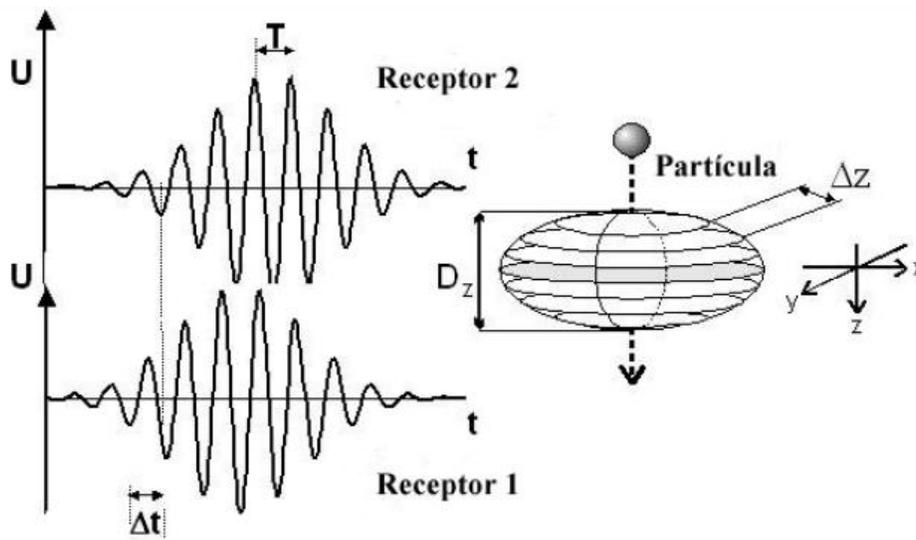


Figura 3.7. Sinal fornecido pelos receptores (Decker, 2008).

Para partículas muito pequenas, as quais demonstram efetivamente o padrão de interferência no volume de intersecção, os campos dos detectores geram a mesma fase do sinal. Para partículas maiores, a situação é válida e a diferença de fase $\Delta\Phi_{1,2}$, entre os sinais recebidos nos detectores 1 e 2, depende dos respectivos comprimentos da trajetória dos dois feixes para os dois detectores (quatro trajetórias envolvidas), conseqüentemente, do diâmetro da partícula.

Uma nova diferença de fase irá surgir devido à composição (índice refrativo) da partícula. Desde que as posições dos quatro pontos incidentes e dos quatro pontos ofuscantes sejam determinadas pelas posições dos detectores, um novo índice deve ser pressuposto para cada detector existente considerado.

3.1.2. Parâmetros de Análise do Escoamento

A partir dos dados de velocidade instantânea para cada uma das partículas medidas por intermédio da técnica *Phase Doppler Anemometry* é possível o cálculo de velocidade média, flutuação de velocidade e intensidade de turbulência, de acordo com as equações apresentadas por Albrecht *et al.* (2002).

A velocidade média pode ser calculada a partir da [Equação 3.31](#):

$$\bar{U} = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{1}{N} (U_i) \quad (3.31)$$

A velocidade *RMS* das partículas, relacionada às flutuações de velocidade, é obtida por meio da [Equação 3.32](#):

$$U_{RMS} = \sqrt{\sum_{i=0}^{N-1} \frac{1}{N} (U_i - \bar{U})^2} \quad (3.32)$$

Por fim, o cálculo da intensidade de turbulência unidirecional (*Tb*) na direção *z* do jato é realizado conforme segue:

$$Tb = \frac{(\bar{U}_{RMS} \bar{U}_{RMS})^{\frac{1}{2}}}{\bar{U}} * 100\% \quad (3.33)$$

Os demais parâmetros do escoamento, tais como número de Reynolds e número de Stokes, são calculados com auxílio das [Equações 3.34 e 3.35](#), respectivamente.

$$\text{Re} = \frac{\rho U_0 D}{\mu} \quad (3.34)$$

A [Equação 3.35](#), referente ao número de Stokes, e corresponde a uma relação entre o tempo de reação da partícula e o tempo característico do escoamento.

$$\text{St} = \frac{\tau_{din}}{\tau_{esc}} \quad (3.35)$$

O tempo de reação da partícula e o tempo característico do escoamento são calculados pelas [Equações 3.36 e 3.37](#):

$$\tau_{din} = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \quad (3.36)$$

$$\tau_{esc} = \frac{D_{esc}}{U} \quad (3.37)$$

sabendo que D_{esc} é o comprimento característico do escoamento, neste caso, o diâmetro do jato na posição $z/D = 0$.

De acordo com os estudos em jato livre de Decker (2008) e o mesmo padrão de partículas utilizada nesta pesquisa, para análise granulométrica do material particulado foi utilizada a distribuição log-normal, apresentando como resultado um diâmetro médio geométrico, $d_{p,50}$, e desvio padrão geométrico, ζ .

Assim, o modelo de distribuição log-normal é expresso matematicamente por (Frare *et al.*, 2000):

$$d_p = d_{p,50} \exp\left[\left(\sqrt{2\ln\zeta}\right)Z\right] \quad (3.38)$$

$$Z = \operatorname{erf}^{-1}(2X - 1) \quad (3.39)$$

onde X é a fração mássica de partículas cujo diâmetro é menor que d_p , e erf^{-1} é a função erro inversa de Gauss.

Assim, a partir destas variáveis se obtém o diâmetro médio de Sauter,

$$d_{p,S} = d_{p,50} \exp\left[-\frac{1}{2}\zeta^2\right] \quad (3.40)$$

A fração mássica de partículas de um mesmo diâmetro pode ser calculada a partir do volume de uma partícula esférica, [Equação 3.41](#), e a massa de partículas é obtida por meio da [Equação 3.42](#):

$$V_p = \frac{\pi d_p^3}{6} \quad (3.41)$$

$$m_p = \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \quad (3.42)$$

Assim, a massa total de partícula é obtida pela soma da massa das partículas de diferentes diâmetros e a partir desta massa, tem-se a fração de um determinado diâmetro na amostra, [Equação 3.43](#).

$$X = \frac{m_i}{m_T} \quad (3.43)$$

Esta fração corresponde à fração de um determinado diâmetro de partícula na amostra, sabendo que se todas as partículas possuírem um mesmo diâmetro esta amostra se torna 100%.

3.2. Técnicas Numéricas

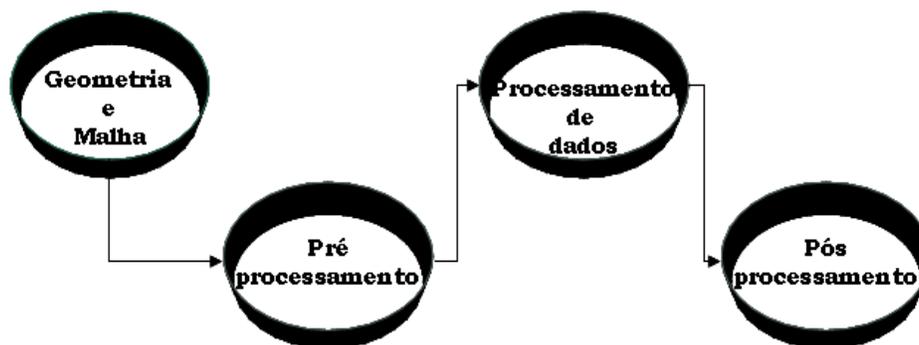
A primeira etapa da análise numérica é atribuída à compreensão e entendimento teórico da metodologia da Fluidodinâmica Computacional, a qual será a ferramenta de simulação, juntamente com os métodos numéricos que são apresentados no **Capítulo 4**, caracterizando assim os métodos utilizados no desenvolvimento numérico desta pesquisa.

3.2.1. Metodologia da Fluidodinâmica Computacional

A fluidodinâmica computacional pode ser empregada na determinação do desempenho de um componente no estágio do projeto ou na análise de problemas com um componente existente e conduzi-las a seu projeto melhorado. A primeira etapa é a identificação da região de interesse, definindo assim a geometria desta. A etapa seguinte consiste na geração da malha numérica e sua importação para o pré-processador do simulador, outros elementos serão definidos neste, incluindo as condições de contorno e as propriedades dos fluidos. A solução do escoamento funciona para produzir um arquivo de resultados que contenham a variação da velocidade, concentração, pressão e de todas as outras propriedades conserváveis (variáveis desejadas) por toda a região de interesse.

Os resultados fornecem uma compreensão completa do comportamento do fluido por toda esta região, o que conduz às modificações de projeto que podem ser testadas mudando a geometria do modelo fluidodinâmico e observando os efeitos.

O processo de execução de uma única simulação é dividido em quatro componentes, de acordo com a [Figura 3.8](#).



[Figura 3.8](#). Fluxograma do processo de simulação de Fluidodinâmica Computacional.

3.2.1.1. Geração da Geometria e Malha Numérica

Este processo é o primeiro estágio do pré-processamento. Seu alvo é produzir uma malha para a entrada no pré-processador. Antes que uma malha possa ser produzida, um sólido geométrico fechado é requerido. A geometria e a malha foram geradas em *software* especializado, no entanto, uma variedade de outras ferramentas de criação de geometrias/malhas existe para tal função.

As etapas básicas envolvem:

- Definição da geometria da região do interesse;
- Criação de regiões de escoamento fluido, regiões contínuas e superfícies de contorno;
- Ajuste das propriedades para a malha. Este estágio do pré-processamento está se tornando cada vez mais automatizado.

3.2.1.2. Pré-processamento

Este processo interativo é o segundo estágio do pré-processamento, e é usado para criar a entrada para o processador de dados (*solver*). Os arquivos da malha são carregados no pré-processador e as seguintes propriedades são definidas:

- Modelos matemáticos a serem incluídos na simulação;
- Propriedades dos fluidos;
- Condições de contorno.

3.2.1.3. Processador de Dados (*Solver*)

O processador de dados (*solver*) é o componente que resolve o problema de Fluidodinâmica Computacional, produzindo os resultados requeridos, em um processo não-interativo por batelada. Resolve o problema de Fluidodinâmica Computacional como segue.

- As equações diferenciais parciais são discretizadas por todos os volumes de controle da região do interesse. Isto é equivalente a aplicar uma lei básica de conservação (por exemplo, para a massa ou para a quantidade de movimento) a cada volume de controle.
- Estas equações integrais são convertidas a um sistema de equações algébricas gerando um conjunto de aproximações para os termos nas equações integrais.
- As equações algébricas são resolvidas iterativamente. Uma aproximação iterativa é requerida por causa da natureza não-linear das equações e quando a solução se aproxima de um valor constante ela é dita convergente. Para cada iteração, um erro, ou o residual, são relacionados

como uma medida da conservação total das propriedades do escoamento. Para a proximidade da solução final existe a dependência de um número de fatores, incluindo o tamanho e a forma dos volumes de controle e do tamanho dos residuais finais. Os processos físicos complexos, tais como a combustão e a turbulência, são modelados frequentemente usando relacionamentos empíricos, e as aproximações inerentes nestes modelos contribuem também às diferenças entre a solução de Fluidodinâmica Computacional e o escoamento real. O processo de solução não requer nenhuma interação do usuário e conseqüentemente é realizado geralmente como um processo de grupo. O solver produz um arquivo de resultados que são transferidos então ao pós-processador.

3.2.1.4. Pós-processamento

O pós-processador é o componente usado para analisar interativamente, visualizar e apresentar os resultados. O pós-processamento inclui desde a obtenção de valores nos pontos às seqüências animadas complexas. Os exemplos de algumas características importantes dos pós-processadores são:

(i) visualização dos volumes da geometria e de controle; (ii) visualização da variação das variáveis escalares com o domínio; (iii) cálculos numéricos quantitativos e (iv) cartas que apresentam lotes gráficos das variáveis, animação e saída impressa.

3.3. Infraestrutura Laboratorial

Toda a infraestrutura laboratorial empregada para a análise experimental nesta pesquisa e apresentada neste [Item](#) é pertencente à Universidade de Bremen, na Alemanha (*Universität Bremen, Institut für Werkstofftechnik, Verfahrenstechnik*).

O aparato experimental utilizado para a aquisição de dados em relação ao escoamento bifásico em jatos confinado e livre é apresentado esquematicamente nas Figuras 3.9a e 3.9b. Um compressor de ar, localizado em uma região separada, fornece ar comprimido para o sistema e sua vazão é controlada pela estação central, ilustrada na Figura 3.10. O ar comprimido, antes de ser utilizado para este fim, é filtrado e seco. A pressão é regulada a 1bar de forma a fornecer uma vazão de ar constante para o sistema, para posterior medição de partículas.

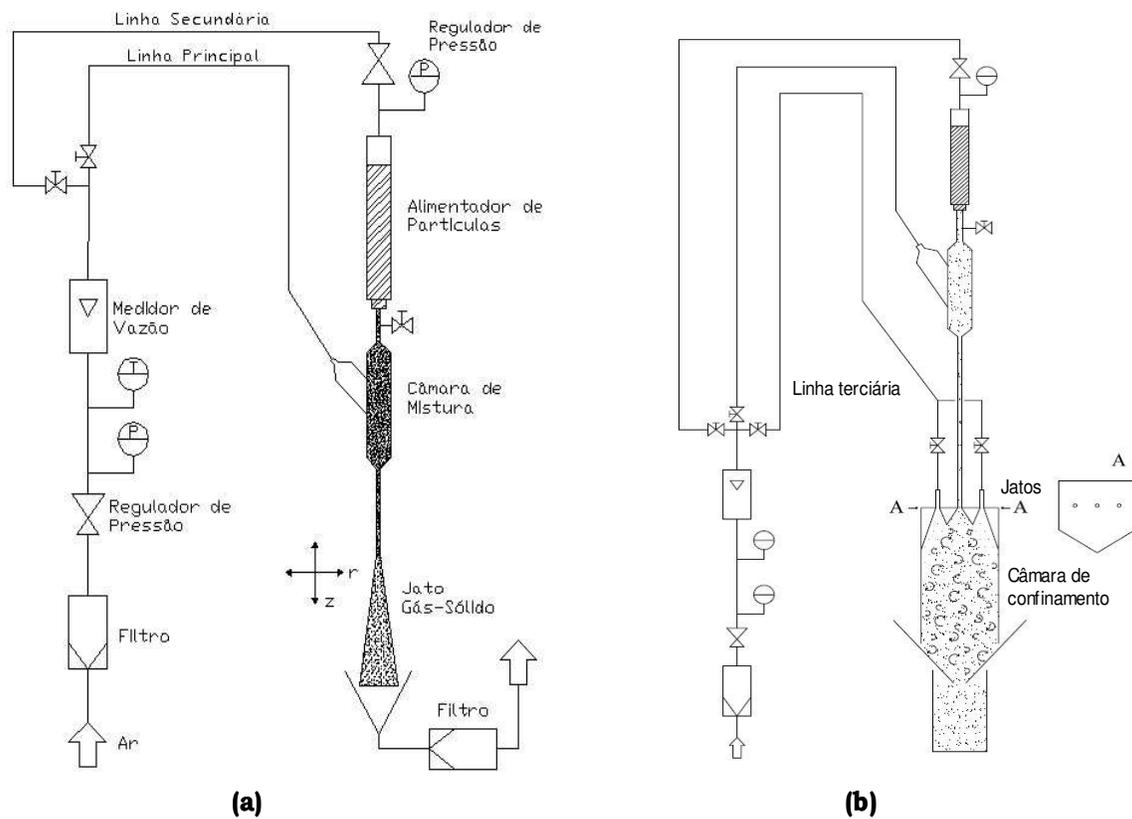


Figura 3.9. Diagrama esquemático dos aparatos experimentais: (a) jato livre; (b) jato confinado.

Após a regulagem da pressão e medições de temperatura e vazão, o fluxo de gás é dividido em três diferentes linhas, a principal, a secundária e a terciária, conforme visualizado no esquema da Figura 3.9b e na Figura 3.11.

As linhas principal e terciária dispõem de praticamente 95% da vazão total de ar fornecida pelo sistema e atuam como correntes principais no estudo do jato gás-sólido. Além disto, a linha principal é alimentada por partículas em um ponto a jusante, seguindo para o duto de aceleração, onde ao final, o jato bifásico é formado.

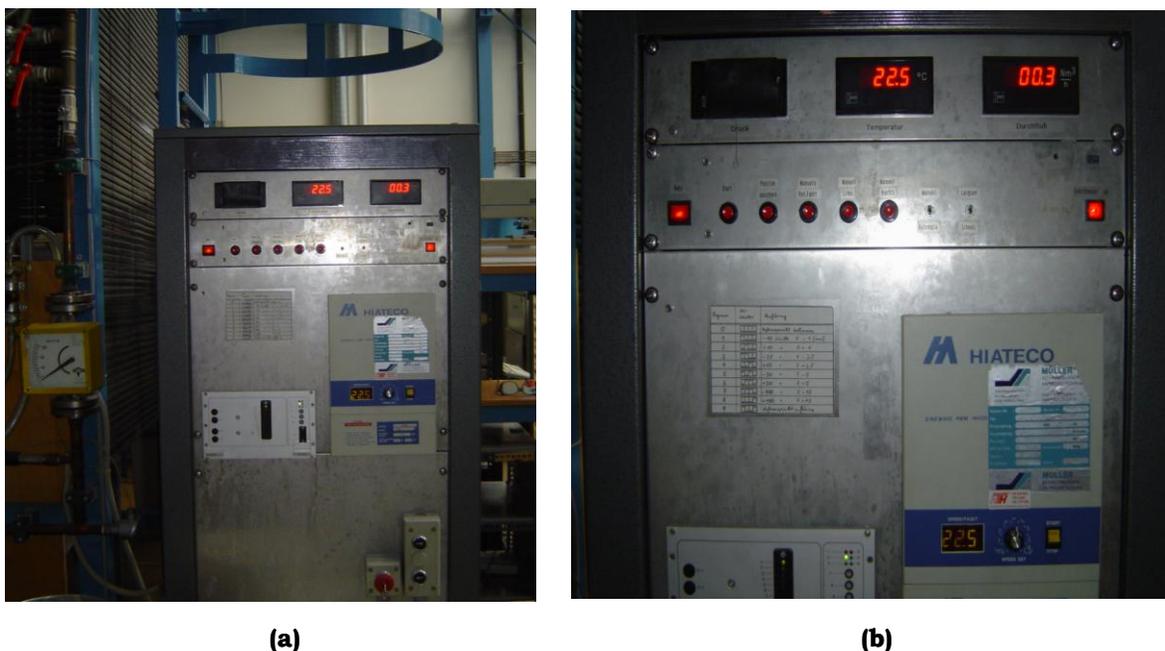
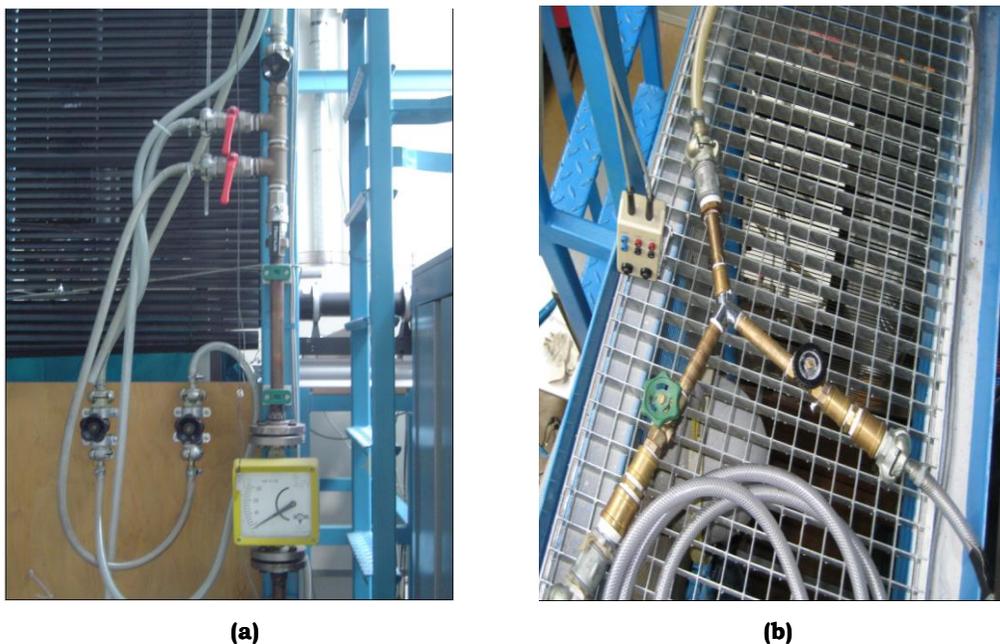


Figura 3.10. Estação controladora central.

A linha secundária fornece apenas uma pequena quantidade de ar comprimido, com a finalidade de manter o depósito de partículas pressurizado a 0,4bar, para todas as condições operacionais estudadas. As linhas principal e secundária voltam a se encontrar em um ponto conhecido como região de mistura, onde a linha principal contendo praticamente toda a carga de ar se encontra com a linha secundária altamente carregada de partículas, conforme [Figura 3.12](#).

A linha terciária atua na alimentação dos fluxos de ar adjacentes, a mesma ainda é dividida em duas correntes, uma para o jato 1 e a outra para o jato 3, [Figura 3.11b](#). Para o caso de escoamento em jato livre foram

feitas apenas algumas alterações na configuração experimental, como a retirada da câmara e da linha terciária, da que foi usada no caso de escoamento em jato confinado. A [Figura 3.9a](#) mostra a configuração do equipamento experimental para o caso livre.



[Figura 3.11](#). Sistema de válvulas de alimentação.

Com auxílio de um medidor de vazão volumétrica, é possível determinar a vazão de ar comprimido na linha principal, a qual é utilizada como valor de referência para medições efetuadas em diferentes datas e quando se faz necessário um novo *startup* do processo, garantindo assim a reprodutibilidade das condições operacionais.

Após a região de mistura, há uma conexão tronco-cônica para conectar a região de mistura com o duto principal, evitando assim uma redução drástica de seção transversal, o que poderia acarretar na formação de uma zona de recirculação junto à parede da câmara de mistura, nesta região de intersecção com o duto de aceleração, formando assim, aglomerado de partículas. Além disto, o aumento contínuo destes

aglomerados de partículas acarretaria em descargas temporárias da mesma no duto de aceleração, levando a uma não uniformidade na taxa mássica de partículas no jato.

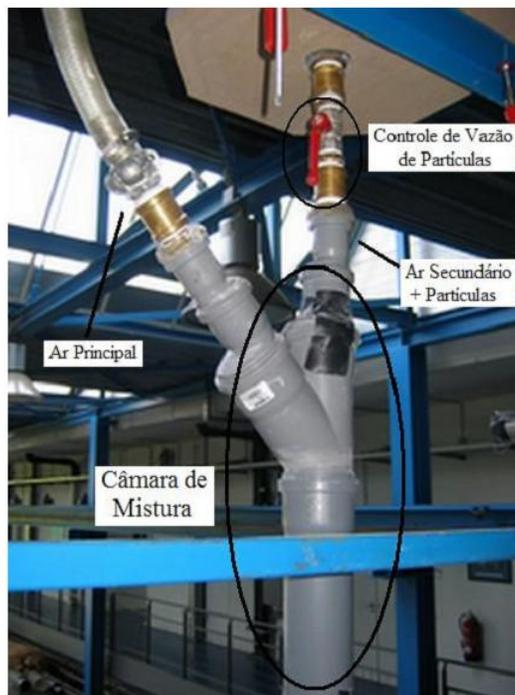


Figura 3.12. Sistema de alimentação de partículas.

O duto de aceleração, mostrado nas Figuras 3.13a e 3.13b, cujas dimensões são de 3,2m de comprimento (L) e 12mm de diâmetro (D), proporcionam uma relação $L/D = 266$, a qual tem por finalidade uniformizar o escoamento gás-sólido, ou seja, proporcionar o regime permanente do escoamento ao final desta seção onde, a jusante, o jato é formado, evitando assim problemas relacionados a diferentes perfis de velocidade na saída do mesmo, Figura 3.14, a qual ainda mostra o ponto de medição, ou seja, o centro de encontro dos feixes de *laser*.

A vazão mássica média de partículas é determinada pela razão entre massa e tempo, ou seja, as partículas são previamente pesadas antes de serem armazenadas no depósito. Além disto, é contabilizado o tempo

necessário para que todas as partículas fluam de dentro do depósito até a região de mistura. Ao final de todo este processo, as partículas eram recuperadas em um filtro de mangas, para então serem reutilizadas.

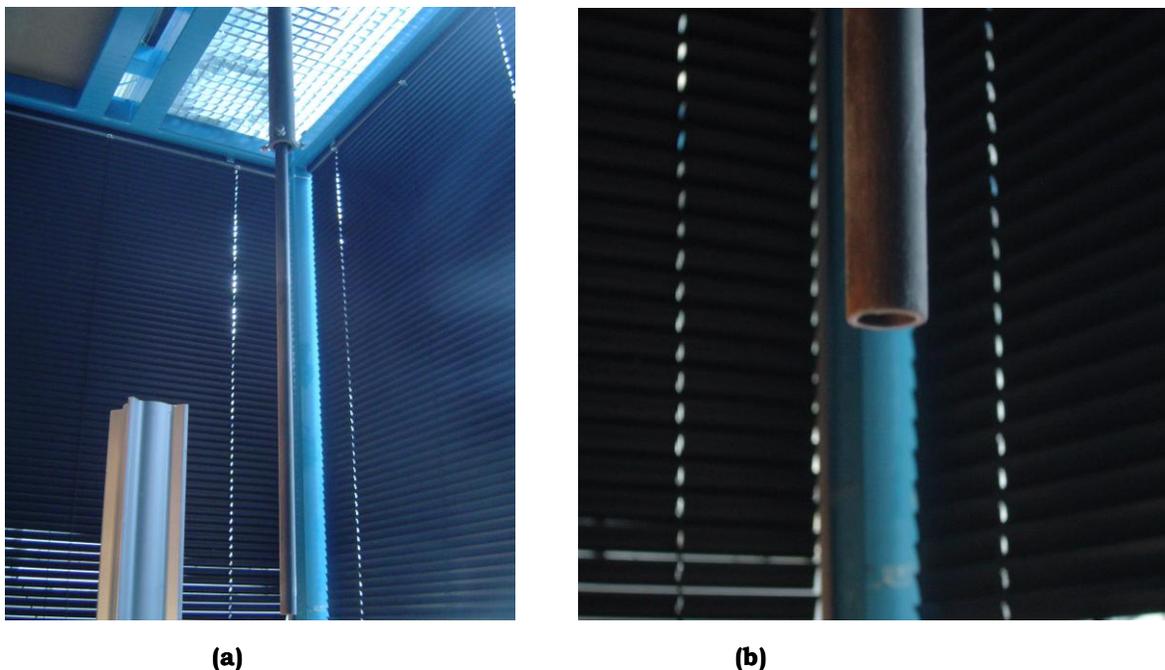
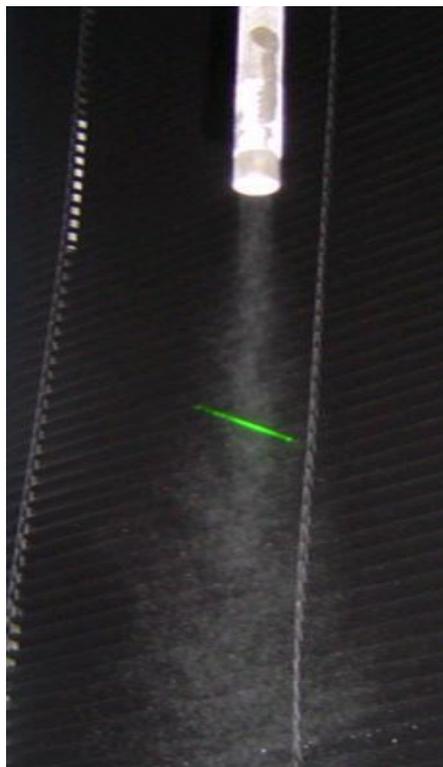


Figura 3.13. Duto de aceleração das partículas.

A obtenção dos perfis estudados somente se tornou possível por meio da movimentação pontual do aparato experimental milímetro a milímetro nas diferentes direções radial e axial. Um mapa de distribuição das velocidades instantâneas de cada partícula, e seus diâmetros nos respectivos pontos analisados foi formado. Estes dados foram utilizados para o cálculo dos perfis de velocidade média, flutuação de velocidade, intensidade de turbulência e diâmetro médio de partículas.

Com auxílio de um manômetro, conectou-se uma linha secundária de ar comprimido junto ao depósito cilíndrico de partículas. Assim, foi possível regular a pressão no manômetro, de maneira que a pressão interna na câmara fosse suficiente para superar a contra pressão exercida

pela linha principal de ar comprimido, no momento em que a válvula de alimentação estivesse aberta, conforme indicado na [Figura 3.11](#).



[Figura 3.14](#). Jato livre de partículas.

Esta contra pressão poderia provocar a interrupção ou a não uniformidade do fluxo de partículas, que por gravidade, fluíam através de um orifício acoplado à saída do depósito. Este orifício tem por objetivo fornecer e regular a vazão, de forma a manter uma vazão mássica constante e conhecida de partículas, para a posterior mistura com a linha principal de ar comprimido, garantindo assim, uma vazão de gás e partículas constante para o estudo do jato bifásico.

A [Figura 3.15](#) apresenta o depósito de partículas pressurizado com fluxo de partículas uniforme na região de medição, indicando a linha de ar secundária e o regulador de pressão.



Figura 3.15. Depósito pressurizado de partículas.

3.3.1. Câmara de Confinamento – Construção

A câmara de confinamento foi confeccionada em acrílico, formada por cinco placas, com espessura de 1,5mm, unidas na forma pentagonal por fita especial maleável e uma tampa, no mesmo material, perfurada em três pontos para o acoplamento dos bicos dos jatos.

A Figura 3.16a mostra as configurações da câmara, destacam-se em vermelho as dimensões propostas e realizadas. A necessidade da configuração pentagonal da câmara se deve à condição limitante do encontro perfeito do ponto de medição de dados com o ângulo da linha de captação dos receptores ópticos. Os feixes de *laser* emitidos pelo canhão requerem um ângulo perfeitamente reto na passagem através da placa da câmara, daí a mínima espessura da mesma e material transparente no

projeto, para não ocorrerem problemas ópticos, consequentemente influência negativa na leitura de dados. Além disto, a posição angular ótima dos receptores é de 30° , segundo estudos de Heinlein e Fritsching (2004, 2006), que faz com que, em conjunto a condição imposta pelos feixes de *laser*, a câmara de confinamento tome tal formato.

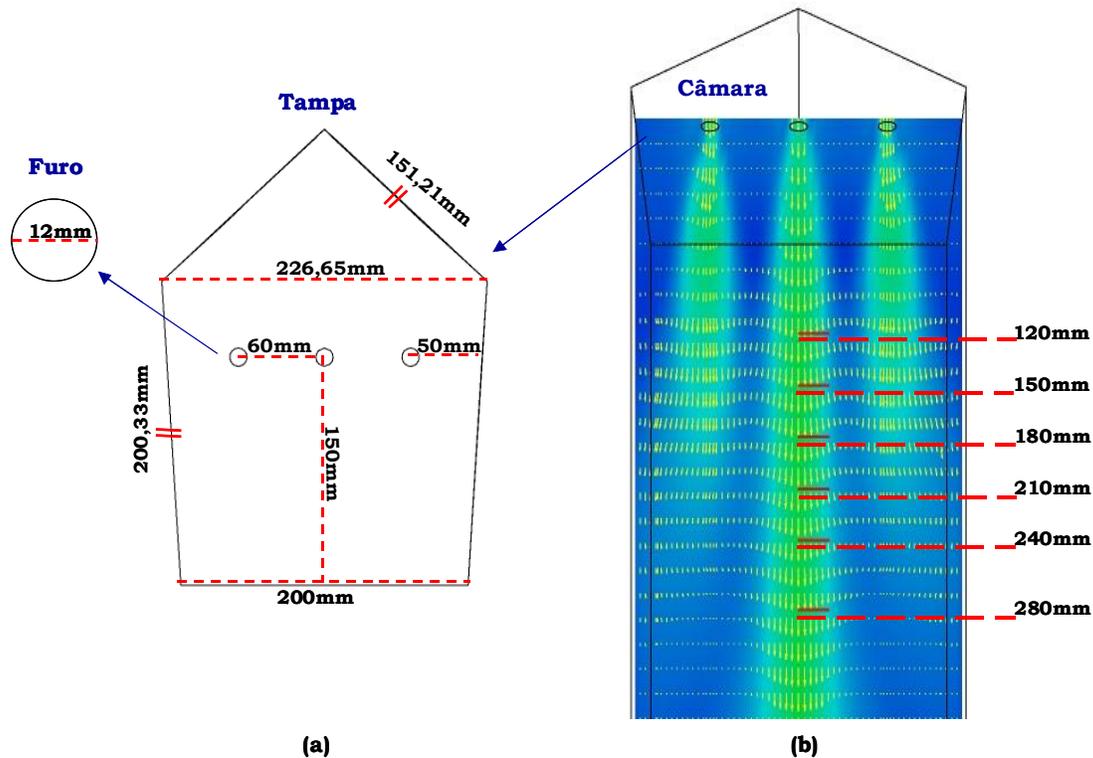


Figura 3.16. Dimensões da câmara de confinamento.

Na Figura 3.16a, indicam-se as distâncias entre as paredes laterais na base e no topo do quadrilátero formado igual a 200mm e 226,65mm respectivamente, da base do pentágono até seu ápice igual a 300mm, entre os centros dos furos para a inserção dos jatos igual a 60mm, entre o centro dos furos adjacentes e as paredes igual a 50mm, o comprimento de cada uma das paredes laterais e inclinadas do triângulo formado igual a 200,33mm e 151,21mm respectivamente, e, em destaque, o diâmetro de cada um dos furos igual a 12mm. Na Figura 3.16b são apresentadas as seções transversais de verificação do escoamento e o comprimento de

medição em cada uma delas (20mm), bem como a configuração de topo da câmara de confinamento, visto a região basal da mesma ser aberta, com a tampa e as paredes unidas.

Figura 3.17 apresenta vistas da câmara de confinamento já com os jatos acoplados e com os testes iniciais realizados. A Figura 3.17a destaca a posição dos jatos central bifásico e adjacentes na tampa acrílica da câmara. A Figura 3.17b mostra a vista interna e vertical da câmara partindo da base e tendo como fundo as entradas dos bicos dos jatos, é perceptível neste ângulo a forma pentagonal do acessório experimental. Na Figura 3.17c uma vista completa da parte traseira da câmara de confinamento, ângulo contrário ao canhão de *laser* e na Figura 3.17d uma aproximação das instalações das três linhas de fluxo, a central em material metálico e as adjacentes em material plástico.

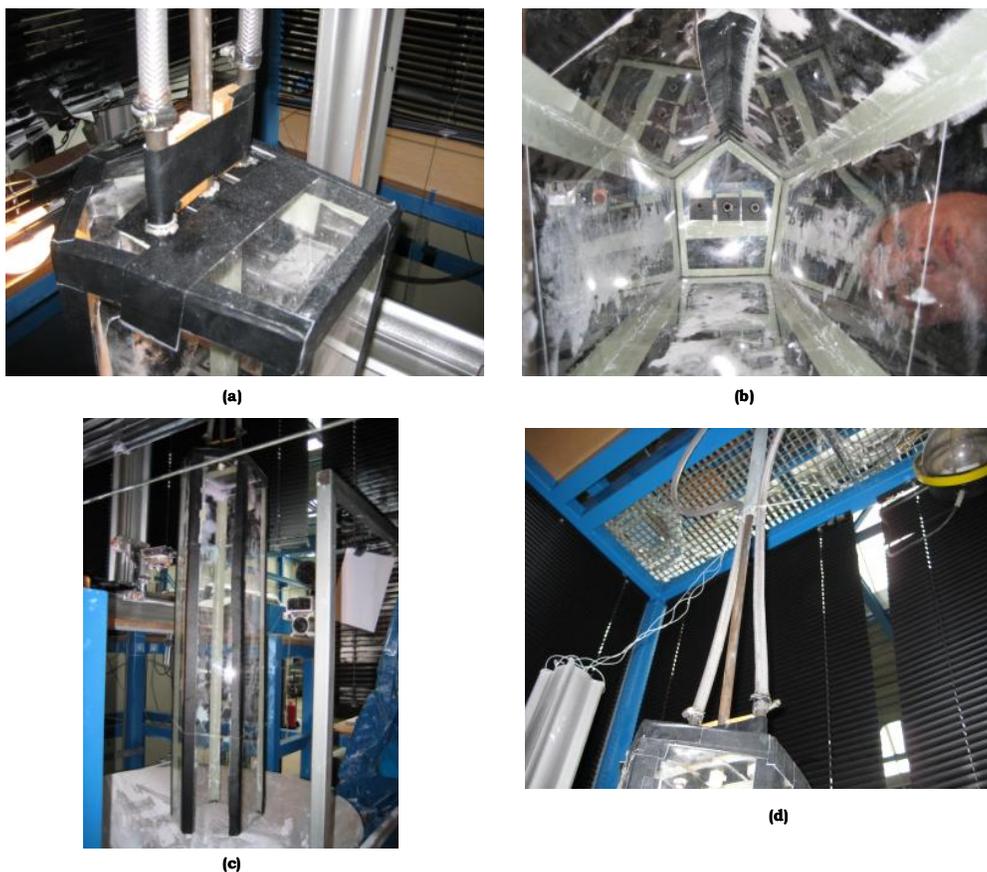


Figura 3.17. Vistas da câmara de confinamento: (a) entradas dos jatos; (b) interior; (c) axial; (d) dutos de injeção das fases.

3.4. Procedimento Experimental

O procedimento experimental para realização das medições do ponto de vista operacional é apresentado nos itens a seguir em uma sequência cronológica. No início de cada seção de medidas, há necessidade de se ligar o equipamento de refrigeração 30 minutos antes do acionamento do *laser*, de modo que o mesmo tenha tempo suficiente para refrigerar todo o sistema, evitando assim superaquecimento, e conseqüentemente, danos ao equipamento.

A refrigeração é realizada com água e um cuidado especial necessita ser tomado com o nível no sistema. A temperatura de refrigeração é de 20°C. Enquanto o sistema é refrigerado, os demais equipamentos do sistema de medição são ligados. Neste sentido, o primeiro equipamento operado é o gerador de alta tensão, o qual recebe diretamente o sinal elétrico emitido pelos receptores, sendo esta uma das etapas necessárias para que as partículas possam ser detectadas.

O gerador de alta tensão fornece uma voltagem de 1150Volts para ambos os canais, pois tensões maiores que esta pode danificar os equipamentos seguintes e um valor menor da mesma é insuficiente para a detecção de um número desejável de partículas. O amplificador é utilizado para amplificar a frequência do sinal elétrico, já com uma maior voltagem oriunda do gerador de alta tensão. A frequência de amplificação utilizada, neste caso, foi de 50dB em ambos os canais. Sendo assim, após as etapas de amplificação do sinal, juntamente com o gerador de alta tensão, o sinal tem um formato do tipo *burst*, conforme mostrado na [Figura 3.18](#).

Este formato é uma consequência direta do fato que feixes de *laser*, ao produzirem o volume de detecção, são inevitavelmente mais fortes no centro em relação às extremidades dos mesmos. Isto implica que se a partícula passar pela extremidade do volume de detecção, onde as franjas

são fracamente iluminadas, as flutuações do sinal serão proporcionalmente mais fracas. As flutuações não são centradas em relação a um ponto zero, como é feito com as flutuações de velocidade, pois a intensidade de luz não pode ser negativa. Como consequência, o sinal pode ser dividido em duas partes: uma baixa frequência denominada como “pedestal” e uma alta frequência que contem o sinal *Doppler*.

O filtro é responsável por converter um sinal do tipo *burst* em sinal do tipo *Doppler*, para uma determinada faixa de frequência. Esta faixa de frequência, ou comumente conhecida, banda de corte de sinal é operada na frequência de 220KHz, para o passe alto, e 2,2MHz, para o passe baixo, descrito em mais detalhes no [Item 3.4.2](#). Antes de iniciar as medições propriamente, havia a necessidade de abrir o sistema de válvulas: a de ar principal e a de ar secundário. Assim, a válvula principal é primeiramente aberta, e regulada para a vazão desejada. Somente após a obtenção desta vazão a válvula secundária é aberta, fornecendo assim uma determinada quantidade de ar comprimido para a pressurização da câmara de alimentação.

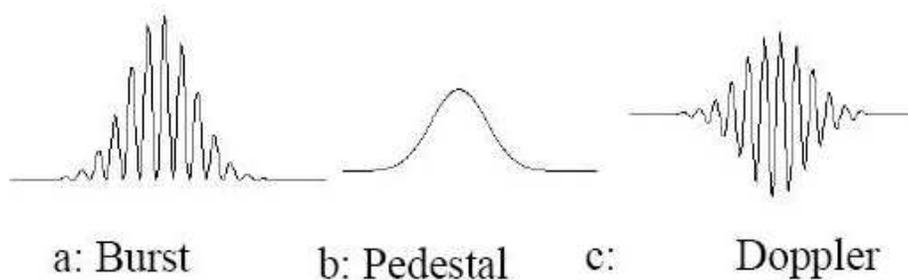


Figura 3.18. Sinais emitidos pelos receptores.

Antes que as partículas fossem alimentadas, é realizada a substituição do orifício de alimentação, quando necessário, para que a razão de carga de partículas possa se manter próxima a um mesmo valor, para diferentes misturas. Nesta etapa, as partículas previamente

separadas e pesadas são levadas até o depósito de partículas para armazenamento. O depósito, após completa acomodação das partículas, é completamente fechado, para posterior pressurização. A pressurização é realizada com ar da linha secundária, nesta etapa já disponível, a qual fornecia uma pressão relativa de 0,4bar para a câmara de alimentação. Esta pressão só pode ser obtida com auxílio de um regulador de pressão, conforme [Figura 3.15](#).

Estando as partículas devidamente armazenadas, gerador de alta tensão, amplificador e filtros devidamente ligados e conectados, é realizado o acionamento do gerador de *laser*, sendo que neste momento, os devidos 30 minutos de refrigeração já haviam passado. Assim, o *laser* é acionado inicialmente para uma potência de 0,38W, sendo logo reprogramado para a potência na qual os experimentos são desenvolvidos (0,5W). Com o pleno funcionamento do *laser*, os receptores são ajustados, com auxílio de um gerador de gotículas, de forma que ambos focalizem uniformemente um mesmo ponto no volume de detecção. Uma análise mais profunda a respeito deste ajuste é desenvolvida no [Item 3.4.1](#).

O osciloscópio, etapa posterior ao filtro e conectado ao mesmo, é a principal ferramenta para o ajuste dos receptores. Por meio do osciloscópio é possível verificar o momento em que um sinal do tipo *Doppler* é obtido. O sinal ótimo somente é atingido quando este formato *Doppler* é obtido similarmente em ambos os canais, com mesma intensidade. A [Figura 3.19](#) ilustra o ajuste do sinal no osciloscópio. Após a obtenção deste sinal, os cabos que conectam o filtro ao osciloscópio são desconectados e reconectados ao computador, o qual, por auxílio de uma placa de medição, adquire os dados provenientes do filtro. Após a obtenção dos sinais necessários para o início das medições, o gerador de gotículas é desconectado. Todos os *softwares* necessários para a medição de dados são corretamente ajustados, para posterior medição. Assim, com o *laser* em pleno funcionamento e posições axiais e radiais definidas, é aberta a

válvula do depósito de partículas permitindo assim o escoamento das mesmas pelo duto de aceleração, sendo então possíveis as medições e gravações dos resultados no computador para posterior análise.

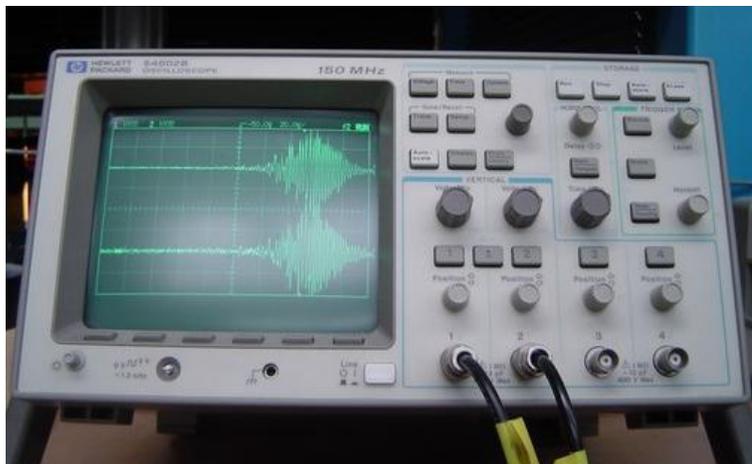
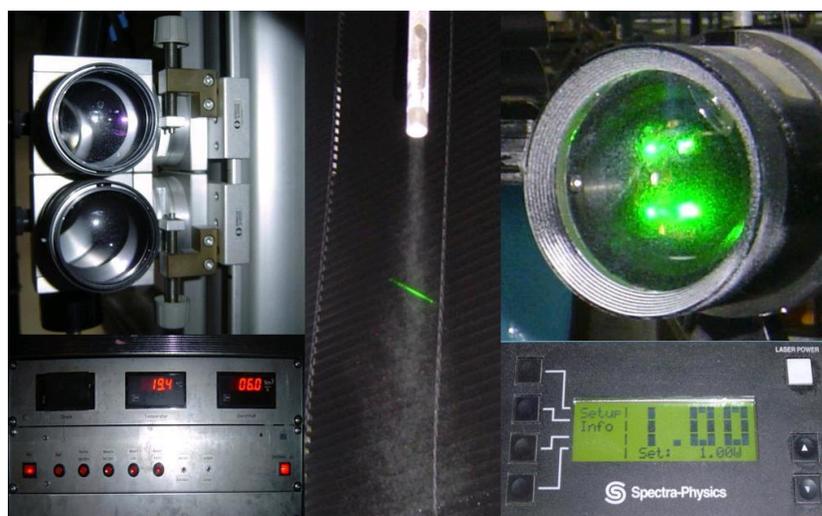


Figura 3.19. Osciloscópio.

A Figura 3.20 ilustra de forma sucinta os componentes do sistema de medição, Figura 3.20a receptores, Figura 3.20b jato bifásico e volume de medição e Figura 3.20c canhão de *laser*, feixes de *laser* e dispositivo de programação e acionamento do *laser*.



(a) (b) (c)

Figura 3.20. Sistema de medição.

Após o término de todas as medições necessárias, os equipamentos são todos desligados, com exceção do equipamento gerador de *laser*, o qual necessita ser resfriado por mais 30 minutos, para então ser desligado.

Os parâmetros utilizados no acerto do sistema *Phase Doppler Anemometry* acima descritos são apresentados na [Tabela 3.1](#), para as medições obtidas em um sistema de refração. O diâmetro máximo de partículas no qual o sistema pode mensurar é de $d_p = 247,7\mu\text{m}$, com este *setup*.

[Tabela 3.1](#). Especificação dos parâmetros de *setup*.

Parâmetros	valores
Comprimento de onda (λ_b)	514,5nm
Distância focal entre feixes (s)	29mm
Ângulo de incidência do <i>laser</i> ($\theta/2$)	1,38°
Ângulo dos receptores (φ)	30°
Ângulo entre receptores (ψ)	1,9°
Potência do <i>laser</i> (P)	0,5W
Distância focal das lentes de transmissão (sf)	600mm

3.4.1. Ajuste dos Receptores

Devido à alta sensibilidade dos receptores utilizados para a leitura dos dados experimentais, conforme metodologia apresentada neste **Capítulo**, ajustes focais foram necessários a cada experimento, de modo que ambos os receptores focassem de forma idêntica o volume de medição formado pela intersecção dos feixes de *laser*.

Para auxiliar este ajuste, dois equipamentos auxiliares foram utilizados: o gerador de névoa e o gerador de gotículas, sendo o primeiro equipamento utilizado como auxiliar ao segundo, conforme apresentado

abaixo. O gerador de névoa (Figura 3.21) foi utilizado para fazer um ajuste ‘grosseiro’ da localização espacial exata onde os feixes de *laser* se interceptavam, para assim tornar possível a montagem do gerador de gotículas.

O procedimento compreendia em identificar o ponto exato onde os dois feixes se cruzavam e por meio de um sistema de deslocamento, ajustar o gerador de gotícula exatamente no focal de interseção.

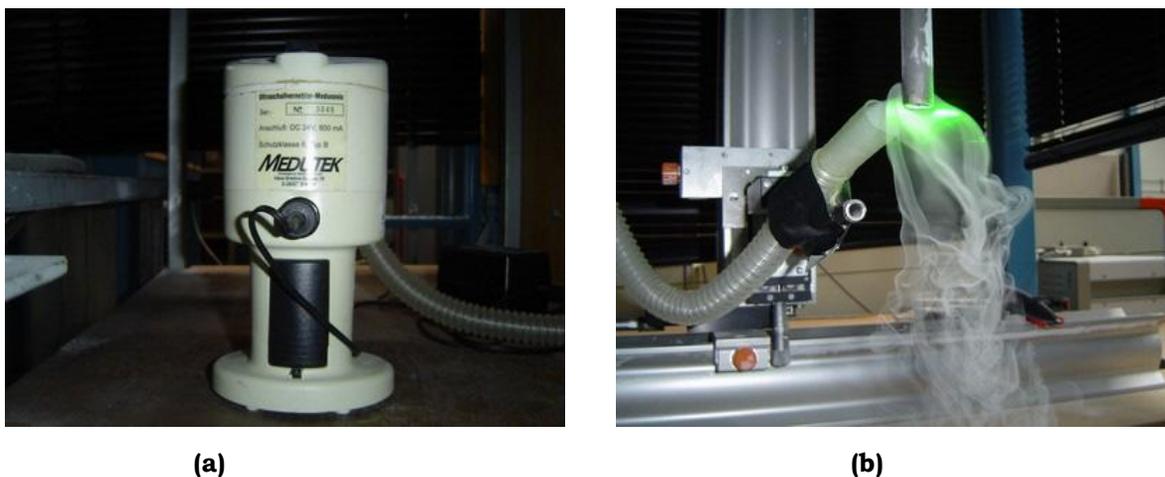


Figura 3.21. Sistema de geração de névoa.

O gerador de gotículas (Figura 3.22) foi utilizado para fazer o ajuste detalhado dos receptores. Assim, com auxílio de mecanismos de ajuste fino localizados nos receptores, as gotículas eram localizadas por ambos os receptores com auxílio de um osciloscópio, buscando assim a obtenção do pico máximo de sinal *burst*.

Com auxílio de um gerador de gotículas, uma corrente monodispersa de um determinado líquido é produzida. Este aparato produz intermitentemente uma gotícula de mesmo volume, fornecendo assim condições ótimas de ajuste para o equipamento de *PDA*, justamente por

não apresentar mais que uma gotícula simultaneamente dentro do volume de medição.

O líquido a ser utilizado para a produção de gotículas, no caso água destilada, é armazenado em um recipiente com ambiente pressurizado. Desta forma, o gerador de gotículas consiste essencialmente em um capilar de vidro, o qual possui em seu redor um material piezo-cerâmico.

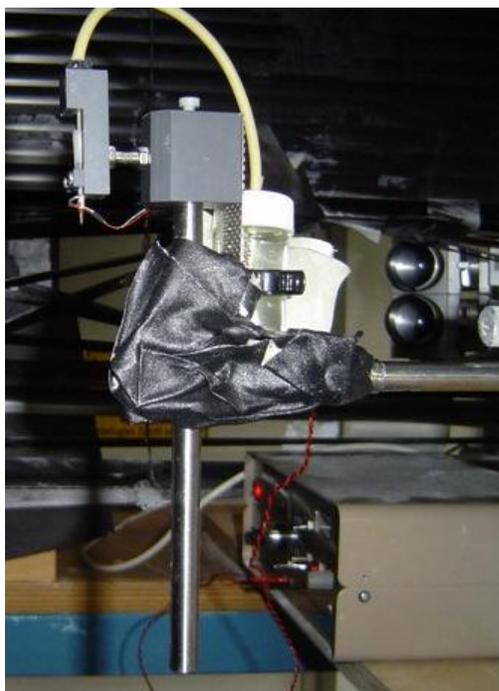


Figura 3.22. Gerador de gotículas.

Por intermédio de uma contração periódica realizada devido a uma frequência de estímulo fornecido por controlador de pulso, gotículas são formadas, e essas gotas foram utilizadas na calibração dos receptores.

3.4.2. Curva de Calibração do Filtro

Para corrigir qualquer interferência imposta por uma desigualdade dos componentes eletrônicos dos canais do filtro, uma comparação entre os mesmos é realizada. Assim, com auxílio de um equipamento gerador de

função, um mesmo sinal é enviado para ambos os canais do filtro, que são posteriormente conectados a um computador, onde os dados são analisados. Para cada alteração no valor de frequência de corte utilizada no filtro, existe a necessidade de repetição deste procedimento. Além disto, para verificar as variações fornecidas pelos dispositivos eletrônicos dos canais, é necessário variar o sinal emitido pelo gerador de função, desde os valores mais baixos de frequência até os mais altos, obtendo-se assim um espectro para toda a banda analisada.

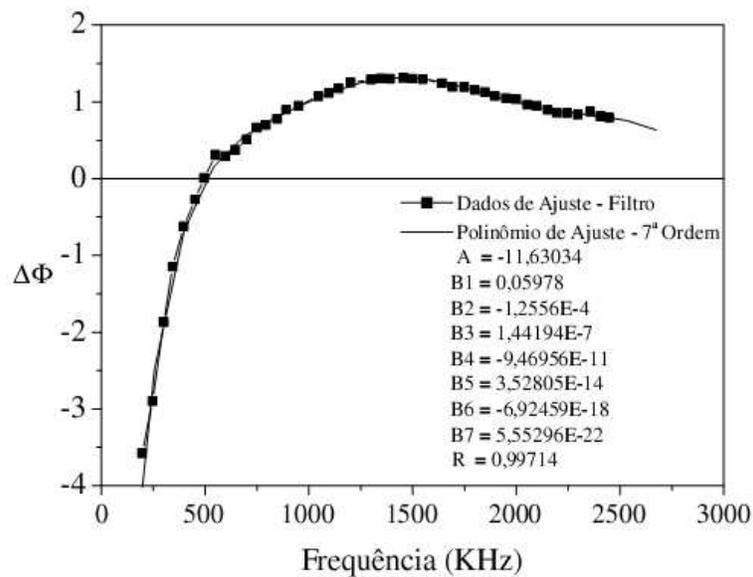


Figura 3.23. Ajuste polinomial do sinal do filtro.

Para os experimentos utilizados neste estudo, valores de banda de frequência de corte de 220KHz e 2,2MHz foram utilizadas, permitindo assim a obtenção de dados de velocidade na faixa de 2,34m/s a 23,43m/s, sabendo que 1MHz equivale a uma velocidade de 10,65m/s.

A Figura 3.23 relaciona os valores de frequência fornecida pelo gerador de função em relação à diferença de leitura entre os dois receptores ($\Delta\Phi$), que por ajuste polinomial fornece uma relação de correção a ser imposta à análise do diâmetro de partícula.

3.5. Casos de Estudo

Para a análise do escoamento gás-sólido em um jato circular confinado, partículas esféricas de vidro com ponto de fusão a 730°C, massa específica igual a 2500kg/m³, aparência na cor branca, insolúveis em água e com diâmetros compreendidos em sua grande maioria entre 60 e 90µm foram utilizadas para a análise de nove diferentes casos de estudo.

Os nove casos analisados se diferenciam pelas velocidades iniciais da fase gás nos três jatos, pela razão de carga de sólidos e pela fração mássica inicial, 0,033 e 0,088 para a fase sólida nos casos 1-6 e nos casos 7-9, respectivamente. A [Tabela 3.2](#) apresenta os casos de estudo e suas respectivas velocidades iniciais nos jatos adjacentes puramente gasosos e no central bifásico.

A potência de *laser* utilizada nestes experimentos foi de 0,5W e o diâmetro do orifício na saída do depósito de partículas foi de 2,0mm. Nos casos 1 e 4 foram feitas medições para a fase sólida sob velocidades iniciais distintas da fase gás, com o intuito de obter o comportamento dos perfis com tal perturbação. Para evitar erros, devido à presença de partículas não esféricas, duas diferentes faixas de corte foram utilizadas: 10 e 120µm. As partículas fora desta faixa de operação foram eliminadas dos cálculos.

A relação proporcionalmente inversa entre o incremento da velocidade de entrada e os valores da razão gás/partícula, visualizado na [Tabela 3.3](#), ocorre devido ao aumento significativo de ar na relação gás/partícula. Além disso, outro fator que pode contribuir nesta diferença, é o aumento da contra pressão no duto de alimentação, com o incremento da velocidade, o que provoca uma leve diminuição no fluxo de particulado através do orifício regulador. No entanto, esta diferença atribuída à razão gás/partícula não influencia no estudo fluidodinâmico em questão.

Tabela 3.2. Casos e respectivas velocidades iniciais dos jatos.

Casos	U_0 – jato 1 (gás)	U_0 – jato 2 (gás-sólido)	U_0 – jato 3 (gás)
Caso 1	10m/s	4,0m/s e 4,5m/s	6m/s
Caso 2	8m/s	4,3m/s	8m/s
Caso 3	6m/s	4m/s	10m/s
Caso 4	6m/s	4,5m/s e 5,0m/s	4m/s
Caso 5	0m/s	3,5m/s e 4,3m/s	0m/s
Caso 6	4m/s	4,8m/s	4m/s
Caso 7	12m/s	9,6m/s	12m/s
Caso 8	8m/s	8,5m/s	8m/s
Caso 9	0m/s	11m/s	0m/s

Os dados de escoamento para as diferentes condições de velocidade de entrada da fase gás, tais como a razão de carga, o número de Reynolds do escoamento, o número de Reynolds da partícula e o número de Stokes da partícula, são mostrados na [Tabela 3.3](#).

As faixas de operação variam para a razão de carga entre 11 a 37, para o número de Reynolds entre 2350 a 7400, para o número de Reynolds da partícula entre 1,7 a 3,4 e para o número de Stokes da partícula entre 8 a 57.

Tabela 3.3. Dados de escoamento para as diferentes condições de velocidade de entrada da fase gás.

Casos	U_0	w^5	Re	St	Re_p
Caso 5	3,5m/s	37,02	2353	8,06 ($d_p = 60\mu\text{m}$) 12,56 ($d_p = 75\mu\text{m}$) 18,13 ($d_p = 90\mu\text{m}$)	2,1
Caso 1 e Caso 3	4,0m/s	32,40	2690	9,21 ($d_p = 60\mu\text{m}$) 14,39 ($d_p = 75\mu\text{m}$) 20,72 ($d_p = 90\mu\text{m}$)	1,7
Caso 2	4,3m/s	30,14	2891	9,90 ($d_p = 60\mu\text{m}$) 15,47 ($d_p = 75\mu\text{m}$) 22,28 ($d_p = 90\mu\text{m}$)	2,1
Caso 1 e Caso 4	4,5m/s	28,80	3026	10,36 ($d_p = 60\mu\text{m}$) 16,19 ($d_p = 75\mu\text{m}$) 23,31 ($d_p = 90\mu\text{m}$)	2,6
Caso 6	4,8m/s	27,00	3227	11,05 ($d_p = 60\mu\text{m}$) 17,27 ($d_p = 75\mu\text{m}$) 24,87 ($d_p = 90\mu\text{m}$)	2,1
Caso 4	5,0m/s	23,56	3698	12,67 ($d_p = 60\mu\text{m}$) 19,79 ($d_p = 75\mu\text{m}$) 28,50 ($d_p = 90\mu\text{m}$)	3,0
Caso 8	8,5m/s	15,25	5715	19,57 ($d_p = 60\mu\text{m}$) 30,58 ($d_p = 75\mu\text{m}$) 44,03 ($d_p = 90\mu\text{m}$)	2,1
Caso 7	9,6m/s	13,50	6454	22,10 ($d_p = 60\mu\text{m}$) 34,54 ($d_p = 75\mu\text{m}$) 49,73 ($d_p = 90\mu\text{m}$)	3,0
Caso 9	11,0m/s	11,78	7395	25,33 ($d_p = 60\mu\text{m}$) 39,57 ($d_p = 75\mu\text{m}$) 56,98 ($d_p = 90\mu\text{m}$)	3,4

A [Tabela 3.4](#) apresenta os casos e as seções transversais de medição analisados nesta pesquisa. Tais distâncias do orifício de injeção da mistura bifásica foram assim planejadas levando em conta pesquisas anteriores, Heinlein e Fritsching (2006) e Decker (2008), as quais mostraram as posições mais adequadas no entrelaçamento gás-partículas para as medições, e possíveis comparações entre os escoamentos em jato circular livre e jato circular confinado.

⁵ Razão de carga adimensional obtida pela relação entre o fluxo mássico de partículas e o fluxo mássico de ar.

Tabela 3.4. Casos e seções transversais.

Seções/ Casos	120mm	150mm	180mm	210mm	240mm	280mm
Caso 1	•	•	•	•	•	x
Caso 2	•	•	•	•	•	x
Caso 3	•	•	•	•	•	x
Caso 4	•	•	•	•	•	x
Caso 5	•	•	•	•	•	x
Caso 6	x	•	•	•	•	•
Caso 7	x	x	x	•	•	•
Caso 8	•	•	•	•	•	x
Caso 9	x	x	•	•	•	•

Os dados relacionados às propriedades físicas do fluido, necessárias para o cálculo das diferentes variáveis, são apresentados na [Tabela 3.5](#).

Tabela 3.5. Propriedades físicas da fase gás.

Propriedade física	valor
Massa específica	1,014kg/m ³
Viscosidade	1,8E-05kg/m.s
Pressão	1bar
Temperatura	25°C

3.5.1. Análise de Simetria

A Análise de simetria foi realizada primeiramente em jato circular gás-sólido livre por Decker (2008) e após novamente verificada, ou seja, reproduzida com o acoplamento da câmara de confinamento.

Para a análise da simetria do escoamento livre, Decker (2008) utilizou um diâmetro de partícula de $50\mu\text{m}$, apresentando assim um número de Stokes em relação aos parâmetros na saída do jato igual a 19. Estes testes foram realizados para uma condição de velocidade de entrada da fase gás igual a $13,35\text{m/s}$, vazão mássica de sólidos igual a $18,68\text{kg/h}$, fornecendo uma relação sólidos/gás igual a $3,4\text{kg/m}^3$.

Para a análise da simetria do escoamento confinado foram objetos de análise os casos 1 e 3 apresentados na Tabela 3.2 (pp. 69). A velocidade de entrada adotada nestes cálculos é sempre relacionada à velocidade imediatamente após a saída do jato e no centro do mesmo.

3.6. Leitura e Conversão de Dados

O *software* empregado na aquisição de dados experimentais, conhecido como *Phase Doppler Anemometry Messungen*, é utilizado para a obtenção de uma faixa completa do sinal de partículas em um determinado ponto do escoamento bifásico em um jato, para um tempo pré-determinado. Estes dados são utilizados, posteriormente, para o pós-processamento, permitindo assim a aquisição de dados referentes à velocidade instantânea e diâmetro de partícula, dados estes utilizados para a análise dos demais parâmetros do escoamento.

Este *software*, aprimorado por Franke e Menn (2002) para a carta de medição PCI.212/MI.3012, foi elaborado por Tillwick (1999). Assim, dados referentes à configuração geométrica do equipamento *Phase Doppler Anemometry* e dados ópticos do mesmo, os quais são apresentados no Item 3.4.1 deste capítulo, foram inseridos no *PDA Messungen*, fornecendo assim os dados relacionados às características do escoamento no ponto analisado.

Paralelamente a este *software* de medição, Franke e Menn (2002) desenvolveram um *software*, conhecido como *Phase Doppler Anemometry Wizard* para a análise dos dados obtidos. Neste *software*, todo o tempo de medição, neste caso 5s, é analisado no modo *off-line* para toda banda do sinal. Este sinal inicialmente analisado por um algoritmo de *FFT*, é investigado pela detecção de um *burst* em cada receptor. Assim, para a faixa de frequência analisada, partículas são validadas caso a ocorrência das mesmas seja detectada simultaneamente pelos dois receptores, conforme visualizado na [Figura 3.24](#).

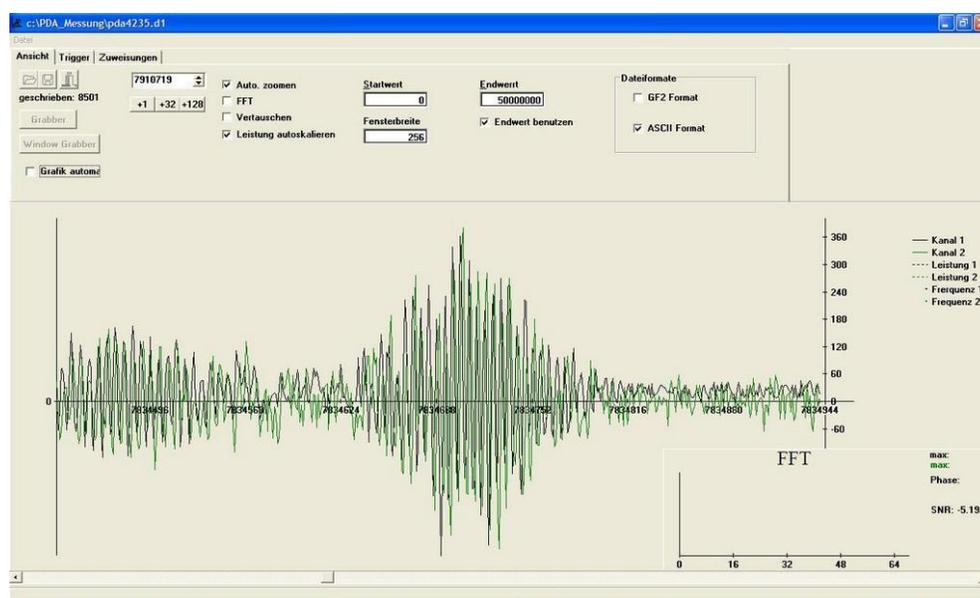


Figura 3.24. Pós-processamento dos dados mensurados.

Com auxílio deste software, aproximadamente 30.000 partículas são detectadas para um tempo total de medição de 5s utilizando a potência de *laser* de 1,0W, e aproximadamente 15.000 partículas para o mesmo tempo anterior, mas utilizando a potencia de 0,5W, evidenciando assim a dependência do número de partículas detectadas com a potência do *laser*. Para a análise dos parâmetros do escoamento, tais como diâmetro de partícula, velocidade média, flutuação de velocidade e intensidade de turbulência, além do sinal, devido ao tratamento diferenciado do mesmo

no filtro, o software *Matlab 6.5* foi utilizado. Neste software, um algoritmo foi desenvolvido de modo que diferentes dados respectivos a um mesmo ponto pudessem ser tratados simultaneamente na forma de matrizes, fornecendo assim os resultados esperados.

Capítulo 4

Modelagem Matemática e Numérica

Este capítulo trata das adequações matemáticas impostas ao modelo matemático para a simulação numérica do escoamento bifásico em jato circular confinado. A modelagem matemática consiste na descrição de um processo no campo real sob a forma matemática no campo abstrato, conforme representado na [Figura 4.1](#), em outras palavras, é uma representação de uma situação física na forma de um conjunto de equações, ou seja, uma idealização da realidade. Já a modelagem numérica consiste de um método capaz e eficiente para solucionar este conjunto de equações, que formam o modelo matemático.

Especificamente a modelagem matemática do problema com base na realidade física (campo real); tratamento e solução do modelo matemático (campo abstrato); e a interpretação dos resultados com inferência e atuação sobre o processo refere-se à simulação ou análise de processos. A [Figura 4.1](#) apresenta, esquematicamente, a analogia dos campos aplicada ao conceito de análise de processos.

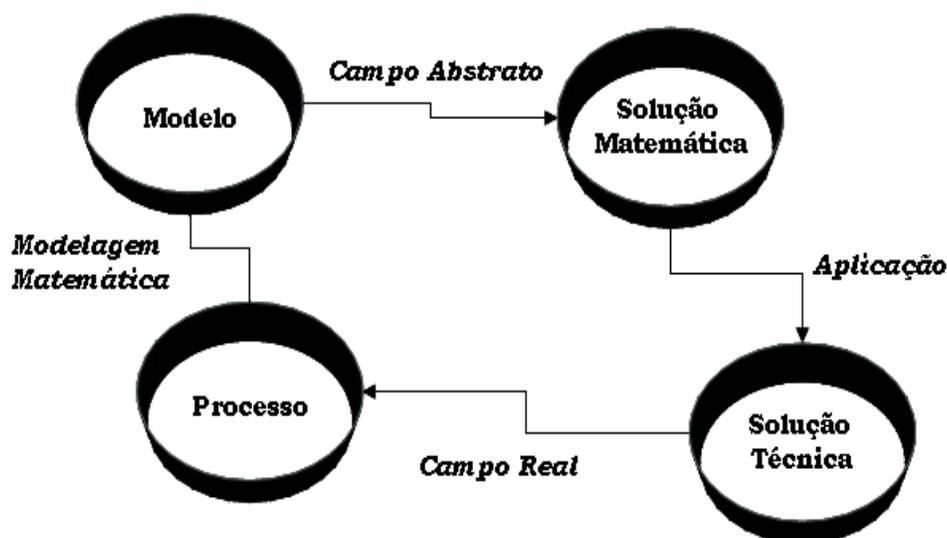


Figura 4.1. Analogia dos campos real e abstrato.

4.1. Modelos Matemáticos

As equações para ambas as fases, gás e sólida, as quais estão englobadas na descrição do modelo matemático, são envolvidas numa aproximação fenomenológica e assumidas no dado sistema⁶ como representações contínuas e interpenetrantes, e equações diferenciais no balanço são formuladas para a massa total e para a quantidade de movimento destas fases.

Analisa-se, para a fase sólida os seguintes modelos de dispersão: newtoniano com viscosidade turbulenta constante, newtoniano com viscosidade turbulenta regida pelo modelo de zero-equação baseado na teoria do comprimento de mistura de Prandtl (*TCM*) e newtoniano com viscosidade turbulenta comandada pelo modelo de zero equação baseado na analogia entre as viscosidades cinemáticas da fase contínua e dispersa (*AVC*). O modelo de turbulência de duas equações, *k-ε*, foi utilizado para determinar o coeficiente de transporte da fase gás em todos os casos de estudo.

4.1.1. Equações de Transporte

As equações instantâneas de conservação da massa e da quantidade de movimento para cada uma das fases, gás e sólida, são dadas pelas seguintes expressões, apresentadas nas [Equações 4.1-4.3](#) e [Equações 4.4-4.8](#), respectivamente:

Equação de conservação da massa, para a fase gás

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_g \rho_g) + \nabla \cdot (f_g \rho_g \mathbf{v}_g) = S_g^p \quad (4.1)$$

⁶ Conjunto de elementos do processo que podem ser mantidos como um todo por possuírem em comum, fluxo de matéria e/ou informação.

Equação de conservação da massa, para a fase sólida

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_s \rho_s) + \nabla \cdot (f_s \rho_s \mathbf{v}_s) = S_s^\rho \quad (4.2)$$

onde f_g é a fração volumétrica da fase gás, f_s a da fase sólida, ρ é a massa específica, \mathbf{v} é o vetor velocidade, e S_i^ρ representa o termo fonte de massa para cada fase.

No caso em questão os termos fontes são nulos, pois não é considerado a transferência de massa entre as fases.

$$S_g^\rho = S_s^\rho = 0 \quad (4.3)$$

Equação de conservação da quantidade de movimento, para a fase gás

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_g \rho_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot \left(f_g \rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g - \nabla \left(f_g \mathbf{T}_{\approx g} \right) \right) = S_g^m \quad (4.4)$$

$$S_g^m = \beta_{gs}^m (\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g) + f_g \rho_g g - \nabla (p_g) \quad (4.5)$$

onde μ_g é a viscosidade da fase gás, S_g^m representa a transformação de quantidade de movimento na fase gás e g a aceleração gravitacional.

O termo de arraste entre as fases é representado pelo produto do coeficiente e da diferença de velocidade entre as fases $\beta_{gs}^m (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s)$, e o modelo para este será apresentado no [Item 4.1.3](#).

Equações semelhantes podem ser escritas para a fase sólida, salvo a expressão no termo fonte para a ação das forças de pressão que para esta é ajustado de acordo com o módulo de elasticidade:

Equação de conservação da quantidade de movimento, para a fase sólida

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_s \rho_s \mathbf{v}_s) + \nabla \cdot (f_s \rho_s \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s - \nabla (f_s \mathbf{T}_s)) = S_s^m \quad (4.6)$$

$$S_s^m = \beta_{gs}^m (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s) + f_s \rho_s \mathbf{g} - G \nabla (f_s) \quad (4.7)$$

onde o termo $G \nabla (f_s)$ é um simples modelo para o ajuste de pressão de sólidos, G representa o módulo de elasticidade, S_s^m é o termo fonte da quantidade de movimento na fase sólida.

A forma conveniente de expressar o módulo de elasticidade é dada pela [Equação 4.8](#) (Gidaspow, 1994):

$$G = G_0 \exp[-y(f_s - f_{s,máx})] \quad (4.8)$$

(valores típicos $y = 600$, $G_0 = 1,0$ Pa, $f_{s,máx} = 0,62$)

Para fases dispersas se pode especificar um parâmetro máximo de empacotamento. Esta é a fração volumétrica da fase em seu estado de empacotamento máximo. É usada mais geralmente para fases sólidas dispersas densas, por exemplo, como encontrado em leitos fluidizados.

O parâmetro máximo de empacotamento é 1 para um fluido contínuo padrão. Para uma fase sólida dispersa varia entre 0,5 – 0,74, sendo o último valor o máximo empacotamento possível para esferas sólidas. Para a maioria das aplicações, o valor padrão 0,62 basta.

O parâmetro máximo de empacotamento é usado em correlações para determinadas leis de arraste, e nos modelos para forças de colisões das partículas.

4.1.2. Turbulência

Turbulência é a chave elementar no escoamento de misturas partícula-fluido, definida pelo aparecimento de instabilidades num escoamento originalmente estável, as quais se multiplicam por um processo não-linear e regeneram-se finalmente em um regime turbulento. Ela é responsável pela melhor mistura das espécies químicas, pela melhor transferência de calor e é caracterizada pelos tensores de Reynolds na fase contínua. A presença de partículas ou uma segunda fase na turbulência da fase contínua é conhecida como “modulação de turbulência”.

Vários estudos experimentais e numéricos foram realizados acerca da modulação de turbulência. Várias pesquisas de turbulência na fase de transporte tanto para partículas como para bolhas têm sido identificadas; fenômenos tais como: distorção nas linhas de corrente de gás na presença de partículas; a trajetória estabelecida pelas mesmas; a modificação da velocidade (gradiente) no transporte da fase; as trocas associadas na geração da turbulência; e o descarregamento em massa do movimento turbulento provocado pela força de arraste nas partículas (Crowe, 2000).

A prática mais adotada industrialmente, devido a simplicidade de implementação e baixo custo computacional, para a obtenção das equações de conservação válidas para escoamentos turbulentos tem sido a aplicação de uma média de Reynolds sobre as equações de transporte básicas de Navier-Stokes (Rosa, 2002), como os modelos *RANS* de turbulência, como o modelo $k-\varepsilon$ e o modelo $k-\omega$.

Como o escoamento em jatos permanece sob condições turbulentas de fluxo, torna-se necessário o emprego de modelos adequados para descrever os efeitos das flutuações turbulentas.

4.1.2.1. Modelo de Duas Equações

O modelo turbulento de duas equações, k - ε padrão, na qual a velocidade e a escala do comprimento são resolvidas usando equações separadas de transporte, é extensamente empregado para a determinação da turbulência na fase gás, porque oferece um bom acordo entre o esforço numérico e a exatidão computacional. O modelo k - ε é o que emprega a hipótese do gradiente de difusão, para relacionar as tensões de Reynolds aos gradientes médios de velocidade e à viscosidade turbulenta.

A viscosidade turbulenta é modelada como o produto de uma velocidade turbulenta e de uma escala turbulenta de comprimento. Neste tipo de adequação, a escala da velocidade turbulenta é computada da energia cinética turbulenta, que é fornecida da solução de sua equação de transporte. A escala turbulenta de comprimento é estimada de duas propriedades do campo de turbulência, geralmente a energia cinética turbulenta e sua taxa da dissipação. A energia cinética turbulenta k é definida como a variação das flutuações na velocidade. A dissipação turbulenta do turbilhão ε é definida como a taxa em que as flutuações da velocidade se dissipam e tem dimensões de k por unidade de tempo (L^2/t^3), por exemplo, m^2/s^3 . O modelo k - ε ainda introduz duas variáveis novas no sistema de equações.

A equação da continuidade da fase gás reescrita fica de acordo com a [Equação 4.9](#):

$$\frac{\partial (f_g \rho_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (f_g \rho_g \bar{\mathbf{v}}_g) = 0 \quad (4.9)$$

A [Equação 4.9](#) difere da equação original de conservação mássica ([Equação 4.1](#)) no que diz respeito à velocidade, pois nesta emprega-se a velocidade média, a qual ainda um desvio é adicionado, enquanto que na

Equação 4.1 é utilizada a velocidade instantânea. Esta é a motivação dos modelos baseados na média de Reynolds, trabalhar com variáveis médias e equações de fechamento para os desvios.

A equação da quantidade de movimento da fase gás, Equação 4.10, torna-se:

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_g \rho_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot (f_g \rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) - \nabla \cdot (f_g \mu_{g,ef} \nabla \mathbf{v}_g) = \nabla p' + \nabla \cdot (f_g \mu_{g,ef} \nabla \mathbf{v}_g)^T + B \quad (4.10)$$

onde B é a soma de forças do corpo, $\mu_{g,ef}$ é a viscosidade efetiva da fase gás, e p' é a pressão modificada.

A pressão modificada é dada pela Equação 4.11:

$$p' = p_g + \frac{2}{3} \rho_g k \quad (4.11)$$

Baseado na hipótese de Boussinesq, a qual assume o conceito da viscosidade do turbilhão, onde os tensores de Reynolds apresentam uma relação com as propriedades médias-temporais similares ao tensor tensão em um escoamento Newtoniano laminar.

Esta hipótese ainda negligencia todas as correlações de segunda ordem entre as partículas flutuantes que aparecem durante a aplicação da decomposição de Reynolds (Decker, 2003), de modo que a viscosidade efetiva seja a soma das viscosidades dinâmica e turbulenta. A Equação 4.12 apresenta tal relação entre as viscosidades efetiva, dinâmica e turbulenta.

$$\mu_{g,ef} = \mu_g + \mu_{g,t} \quad (4.12)$$

onde $\mu_{g,t}$ é a viscosidade turbulenta.

O modelo supõe que a viscosidade turbulenta está ligada à energia e à dissipação cinética turbulenta através da relação:

$$\mu_{g,t} = c_\mu \rho_g \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.13)$$

onde c_μ é uma constante do modelo turbulento (valor 0,09)

Os valores de k e de ε vêm diretamente das equações diferenciais de transporte para a energia cinética e taxa da dissipação turbulenta:

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_g \rho_g k) + \nabla \cdot (f_g \rho_g \mathbf{v}_g k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu_g + \frac{\mu_{g,t}}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + Pk - f_g \rho_g \varepsilon \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_g \rho_g \varepsilon) + \nabla \cdot (f_g \rho_g \mathbf{v}_g \varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu_g + \frac{\mu_{g,t}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} Pk - c_{\varepsilon 2} f_g \rho_g \varepsilon) \quad (4.15)$$

onde $C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k$ e σ_ε são constantes do modelo turbulento k - ε e seus respectivos valores 1,44, 1,92, 1,0 e 1,3.

Pk é a produção turbulenta devido às forças viscosas e as de empuxo, que é expressa como:

$$Pk = \mu_{g,t} \nabla u_g \cdot (\nabla \mathbf{v}_g + \nabla \mathbf{v}_g^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v}_g (3\mu_{g,t} \nabla \cdot \mathbf{v}_g + f_g \rho_g k) + Pk_b \quad (4.16)$$

Para fluxo incompressível, $\nabla \cdot \mathbf{v}_g$ é pequeno e o segundo termo no lado direito de [Equação 4.16](#) não contribui significativamente à produção. Para fluxo compressível, $\nabla \cdot \mathbf{v}_g$ é grande somente nas regiões com divergência de elevada velocidade, como nos choques. O parâmetro de produção compressível pode ser usado para ajustar o valor do fator na frente de μ_t , o valor padrão é 3, como mostrado.

O termo Pk_b da produção do empuxo, no caso em questão é nulo, devido a não consideração de geração de turbulência pelo mesmo.

4.1.2.2. Modelo de Zero-Equação

No modelo de zero-equação a descrição da turbulência é realizada de uma maneira simples pela definição de sua energia cinética e pelo seu comprimento de escala espacial. Em função disso, a viscosidade turbilhonar para a fase sólida pode ser tomada analogamente a [Equação 4.12](#), na forma da [Equação 4.17](#):

$$\mu_{s,ef} = \mu_s + \mu_{s,t} \quad (4.17)$$

$$\mu_{s,t} = \rho_s c_s q_s l_s \quad (4.18)$$

onde q_s é a escala da velocidade, l_s é o comprimento de escala espacial, e c_s uma constante empírica.

O modelo de zero-equação consiste numa analogia com a lei da viscosidade de Newton e a consequente definição de uma viscosidade turbulenta dependente não somente das propriedades físico-químicas da fase, mas também das condições do escoamento (Meier, 1998). Para fluidos newtonianos a relação entre tensão cisalhante e taxa de deformação é uma relação linear do tipo (Slattery, 1972):

$$\mathbf{T}_{s,lm} = -2\mu_s \mathbf{D}_s \quad (4.19)$$

$$\mathbf{D}_s = \frac{1}{2}(\nabla_{vs} + \nabla_{vs}^T) \quad (4.20)$$

onde μ_s é a viscosidade dinâmica, \mathbf{D}_s a taxa de deformação da fase sólida, e o sobrescrito T , operação de transposição do tensor.

Para fluidos não-newtonianos (ou fluido newtoniano geral), a relação entre tensão e deformação não é linear e é escrita na forma:

$$\mathbf{T}_{s,lm} = -2\mu_s(\mathbf{D}_s)\mathbf{D}_s \quad (4.21)$$

Neste último caso, $\mu_s(\mathbf{D}_s)$, indica que a viscosidade da fase sólida é uma função também da taxa de deformação atuante nesta fase. De forma a garantir o princípio da invariância com a mudança de referencial (Slattery, 1972) *apud* Meier (1998), a relação da viscosidade com a taxa de deformação deverá ser uma função das invariantes do tensor taxa de deformação \mathbf{D}_s . As invariantes de \mathbf{D}_s são:

$$I_{D_s} = Tr(\mathbf{D}_s) = \nabla v_s \quad (4.22)$$

$$II_{D_s} = \sqrt{Tr(\mathbf{D}_s \bullet \mathbf{D}_s)} \quad (4.23)$$

$$III_{D_s} = \mathbf{Det}(\mathbf{D}_s) \quad (4.24)$$

onde $Tr()$ representa o traço do tensor, e $\mathbf{Det}()$ o determinante do tensor.

Escolhendo o segundo invariante de \mathbf{D}_s , a Equação 4.23 fica na forma:

$$\mathbf{T}_{s,lm} = -2\mu_s \left[\sqrt{Tr(\mathbf{D}_s \bullet \mathbf{D}_s)} \right] \mathbf{D}_s \quad (4.25)$$

Então, por analogia ao modelo de tensão do fluido newtoniano geral, Boussinesq propôs para as tensões de Reynolds, uma expressão do tipo:

$$\mathbf{T}_{s,t} = -2\mu_{s,t} \left[\sqrt{Tr(\overline{\mathbf{D}}_s \bullet \overline{\mathbf{D}}_s)} \right] \mathbf{D}_s \quad (4.26)$$

Segundo a teoria do comprimento de mistura de Prandtl (Lilley e Chigier (1971), Nallasamy (1987), Ferziger (1987) e Speziale (1991)) a relação $\mu_{s,t} = \sqrt{\text{Tr}(\overline{\mathbf{D}_s \bullet \mathbf{D}_s})}$ assume a forma,

$$\mu_{s,t} = \sqrt{\text{Tr}(\overline{\mathbf{D}_s \bullet \mathbf{D}_s})} = \rho_s l_s \sqrt{\text{Tr}(\overline{\mathbf{D}_s \bullet \mathbf{D}_s})} \quad (4.27)$$

onde l_s representa o comprimento de mistura para a fase sólida, relacionando-se com uma escala espacial da turbulência e exercendo funções análogas ao livre percurso médio de uma molécula de um gás na teoria cinética dos gases.

A determinação do comprimento de mistura é efetuada necessariamente por via empírica, Meier (1998). Comparando-se a Equação 4.27 com a Equação 4.18, conclui-se que, segundo um modelo de zero-equação, que faz uso da teoria do comprimento de mistura de Prandtl (TCM), a escala de velocidade pode ser expressa na forma:

$$q_s = \frac{\sqrt{\text{Tr}(\overline{\mathbf{D}_s \bullet \mathbf{D}_s})}}{c_s} \quad (4.28)$$

Portanto, a escala espacial e de velocidade, necessárias para a caracterização completa da turbulência, ficam determinadas pela definição de duas constantes empíricas: l_s e c_s . A escala de velocidade, q_s , é tomada como sendo a velocidade máxima no domínio do fluido. A escala comprimento de turbulência, l_s , tal como proposto por Prandtl e Kolmogorov, Equação 4.18.

$$l_s = \frac{V_{Dm}^{1/3}}{7} \quad (4.29)$$

onde V_{Dm} é o volume do domínio do fluido.

No outro modelo de zero-equação baseado na analogia entre as viscosidades cinemáticas da fase dispersa e contínua (AVC), fase sólida e gás respectivamente, a viscosidade turbulenta para a fase sólida pode ser tomada conforme apresentado nas [Equações 4.30 e 4.31](#).

$$\nu_{s,t} = \frac{\nu_{g,t}}{\eta} \quad (4.30)$$

$$\mu_{s,t} = \frac{\rho_s}{\rho_g} \frac{\mu_{g,t}}{\eta} \quad (4.31)$$

onde η é o fator de proporcionalidade do modelo, $\nu_{s,t}$ viscosidade cinemática da fase dispersa, $\nu_{g,t}$ viscosidade cinemática da fase gás.

Em situações onde o tempo de relaxação das partículas é curto comparado às escalas temporais de dissipação de turbulência, é aconselhado o emprego do fator de correção η com valor unitário. Caso o tempo de relaxação das partículas for longo quando comparado às escalas temporais de dissipação de turbulência, o valor deve ser maior que a unidade.

4.1.3. Equações de Fechamento

- Continuidade entre as fases

$$\sum_{\alpha} f_{\alpha} = f_g + f_s = 1 \quad (4.32)$$

- Arraste gás/sólido

A correlação para o coeficiente de transferência de quantidade de movimento entre as fases empregada nesta pesquisa foi o modelo de Gidaspow e Ettehadieh, a qual é função do coeficiente de arraste – Cd .

Os coeficientes de fricção ou arraste entre o fluido e as partículas, são obtidos de correlações padrões com a aceleração negligenciada. Sem aceleração, fricção na parede ou gravidade, o balanço de quantidade de movimento unidimensional para a fase gás fica:

$$f_g \frac{\partial p_g}{\partial x} - \beta_{gs}^m (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s) = 0 \quad (4.33)$$

O coeficiente de transferência de quantidade de movimento β_{gs}^m é agora obtido por comparação da [Equação 4.33](#) pela equação de Ergun (Kunii e Levenspiel, 1968):

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = 150 \frac{f_s^2 \mu_g U}{f_g^3 (\Theta_s d_p^2)} + 1,75 \frac{U^2 f_s \rho_g}{f_g^3 (\Theta_s d_p)} \quad (4.34)$$

onde U é a velocidade relativa superficial; $U = f_g(v_g - v_s)$, e Θ é a esfericidade da partícula.

A comparação entre as [Equações 4.33](#) e [4.34](#) mostra que para regimes densos, $\infty_g < 0,8$, o coeficiente de transferência de quantidade de movimento entre a fase gás e as partículas (esféricas) fica de acordo com a equação:

$$\beta_{g,s}^m = 150 \frac{f_s^2 \mu_g}{f_g d_p^2} + 1,75 \frac{|\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g| f_s \rho_g}{d_p} \quad (4.35)$$

onde d_p é o diâmetro das partículas.

Note que β_{gs}^m dividido pela viscosidade é a recíproca permeabilidade. Esta é proporcional ao quadrado do diâmetro da partícula para escoamentos lentos. Wen e Yu (1966) estenderam o trabalho de

Richardson e Zaki (1954) ao derivar uma expressão para a predição da queda de pressão em leitos particulados.

Para porosidades maiores que 0,8, se $\partial p/\partial x$ é representada pela expressão de Wen e Yu para a queda de pressão, o coeficiente de transferência de quantidade de movimento nesta faixa de porosidade é dado como na [Equação 4.36](#):

$$\beta_{g,s}^m = \frac{3}{4} Cd \frac{|\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g| f_s \rho_g}{d_p} f(f_g) \quad (4.36)$$

O coeficiente de arraste (Cd) é uma função do número de Reynolds e se comporta de acordo com a [Equação 4.37](#), com o número de Reynolds da partícula modificado e uma correção *power-law*, função da fração volumétrica da fase contínua, f_g .

Para $Re_p < 1000$:

$$Cd = f_g^{-1,65} \max \left[\frac{24}{Re_p f_g} (1 + 0,15(Re_p f_g)^{0,687}) \right] \quad (4.37)$$

E para Re_p maior ou igual a 1000, tem-se um escoamento puramente turbulento, o qual é suficientemente forte para os efeitos inerciais dominarem os efeitos viscosos (inércia ou regime de Newton), o coeficiente de arraste se torna independente do número de Reynolds:

$$Cd = 0,44 \quad (4.38)$$

O número de Reynolds para a partícula é definido por:

$$Re_p = \frac{|\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_g| \rho_g d_p}{\mu_g} \quad (4.39)$$

Na [Equação 4.36](#), $f(f_g)$, indica o efeito da presença de outras partículas no fluido e atua como uma correção da lei usual de Stokes para a queda livre de uma simples partícula.

Na proposta de Wen e Yu o efeito populacional das partículas é desconsiderado, enquanto que Gidaspow e Ettehadieh (1983) e Gidaspow (1994), propuseram:

$$f(f_g) = f_g^{-2.65} \quad (4.40)$$

4.2. Modelos Numéricos

O objetivo de um método numérico é solucionar uma ou mais equações diferenciais, substituindo as derivadas existentes por expressões que envolvem a função incógnita (variável), isto é, transformar uma equação diferencial, definida em um domínio, em um sistema de equações algébricas; substituir as derivadas em termos que contêm a variável significa integrar a equação diferencial, e as diversas maneiras de fazê-lo são o que caracterizam o tipo de método numérico.

Uma equação genérica para as equações de transporte pode ser expressa por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\phi - \Gamma^\phi \nabla \phi) = S^\phi \quad (4.41)$$

onde Γ^ϕ é a difusividade de ϕ , a variável genérica transportada.

ϕ deve ser conservada em cada um dos volumes de controle da geometria discretizada.

Assim a equação genérica para um volume de controle é expressa por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \mathbf{v}_i \phi - \Gamma^\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = S^\phi \quad (4.42)$$

onde ∂x_i são as dimensões do volume de controle, e ∂t é o passo no tempo da iteração.

Tabela 4.1. Valores das variáveis ϕ , Γ^ϕ e S^ϕ .

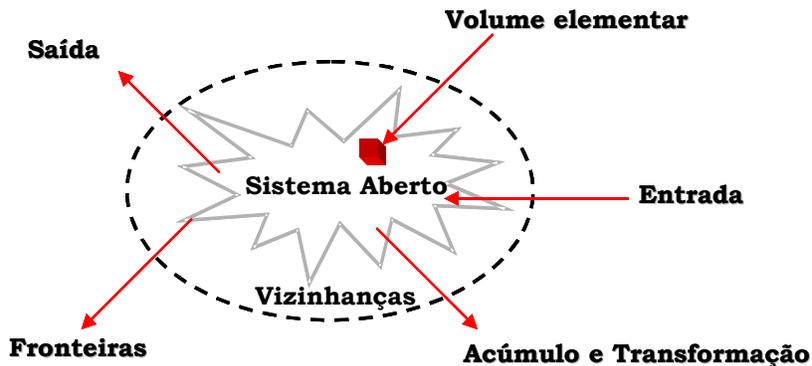
Equação de conservação	ϕ	Γ^ϕ	S^ϕ
Massa global	1	0	0
Quantidade de movimento em x	u	μ	$Bx + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \mathbf{v} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}$
Quantidade de movimento em y	v	μ	$By + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \mathbf{v} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial y}$
Quantidade de movimento em z	w	μ	$Bz + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \mathbf{v} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial z}$

A Tabela 4.1 apresenta os valores das variáveis ϕ , Γ^ϕ e S^ϕ para as equações de conservação da massa global e quantidade de movimento (direções x , y e z).

4.2.1. Método dos Volumes Finitos

Este trabalho emprega o Método dos Volumes Finitos, o qual se encontra farta menção na literatura, destacando-se Patankar (1980) e Maliska (2004), para um volume elementar ou célula numérica discretizada no domínio do espaço e do tempo, [Figura 4.2](#).

O balanço de massa realizado no volume elementar é apresentado na [Figura 4.3](#), onde se segue o mesmo tratamento do sistema aberto na [Figura 4.2](#), ou seja, a célula está suscetível à entrada, saída, acúmulo, transformação, fronteiras e as vizinhanças que o cercam. Com o intuito da obtenção das equações aproximadas, todo método que satisfaça a conservação da propriedade requerida em nível volumétrico elementar é considerado um método de volumes finitos (Maliska, 2004).



[Figura 4.2](#). Célula numérica retirada do sistema.

Este método garante que para qualquer tamanho de malha, todos os princípios de conservação sejam respeitados, mesmo sem refino; portanto o conjunto de equações diferenciais que expressam estas propriedades no caso em questão foi convertido em equações discretas, que podem ser resolvidas sobre a malha de volumes de controle que preenchem o domínio do equipamento (Rosa, 2002). A partir das equações de conservação, na

sua forma integral e aplicando o teorema da divergência, também conhecido como teorema de Gauss, tem-se:

$$\int_V \nabla \phi dV = \int_A \phi \mathbf{n} dA \quad \text{Teorema de Gauss} \quad (4.43)$$

$$\int_A \rho \phi \mathbf{v} \mathbf{n} dA = \int_A \Gamma \phi \mathbf{n} dA + \int_V A^\phi dV \quad (4.44)$$

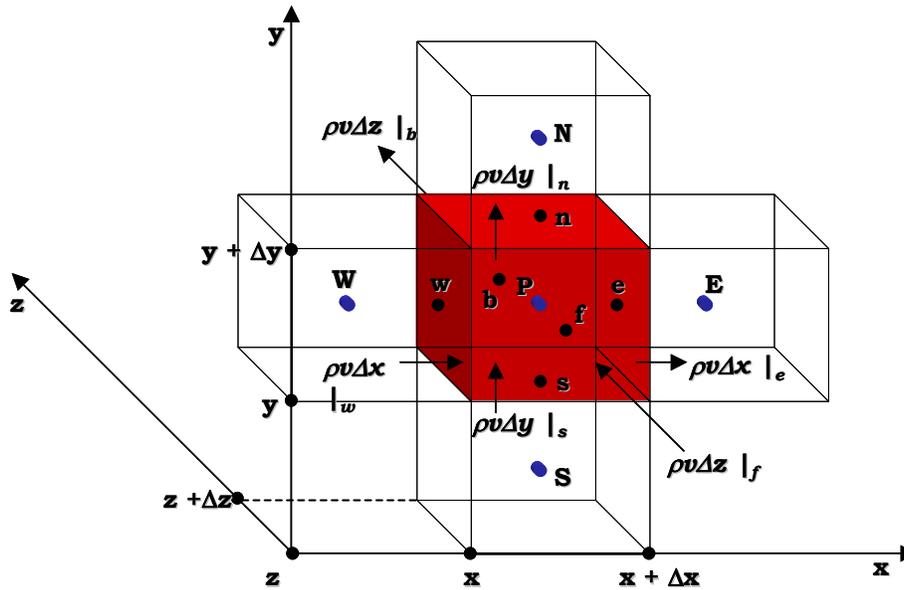


Figura 4.3. Balanço de massa para um volume elementar.

Um número finito de células numéricas divide o domínio do sistema. A equação de conservação aplica-se a cada volume, bem como para o domínio. A equação de conservação global é obtida por meio de uma soma das células, uma vez que as integrais sobre as superfícies internas se cancelam.

$$\int_A \rho \phi \mathbf{v} \mathbf{n} dA = \sum_l \int_{A_l} \rho \phi \mathbf{v} \mathbf{n} dA \quad (4.45)$$

$$\int_A \Gamma \phi \mathbf{n} dA = \sum_l \int_{A_l} \Gamma \phi \mathbf{n} dA \quad (4.46)$$

4.2.2. Esquema de Interpolação

Nas fronteiras do volume de controle devem ser avaliados os fluxos convectivos e condutivos das propriedades, bem como as mesmas, estes cálculos devem ser realizados em função dos valores da função nos pontos nodais; em outras palavras, a função de interpolação tem o papel de conectar os locais de armazenamento da função ϕ .

O esquema de interpolação de primeira ordem *upwind* tem sua relação direta com o valor na fronteira, que é igual ao valor da função no volume seguinte, mudando com o sentido da velocidade (Maliska, 2004). O esquema *higher upwind* difere-se por ser de segunda ordem, dando maior precisão ao método, por isso o escolhido e empregado nesta pesquisa.

4.3. Geometria e Malha Numérica

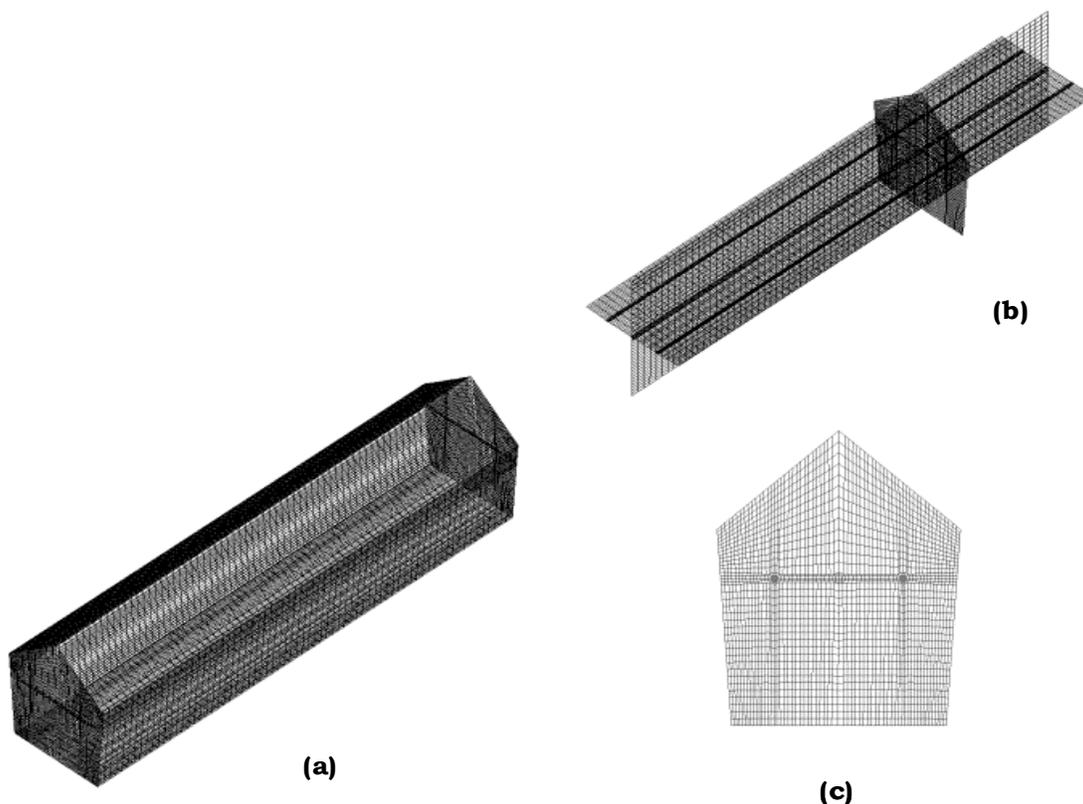
Processos de escoamento e desempenho de reatores multifásicos de indústrias químicas são muitas vezes dependentes do desenho geométrico, sendo necessário no momento de assegurar e prever um ótimo procedimento, uma simulação capaz de unir o modelo matemático com a geometria do reator. Parâmetros como o número de pontos e a sua distribuição influenciam diretamente na ortogonalidade dos elementos da geometria. Tais detalhes podem diferenciar consideravelmente o tempo computacional e a convergência da simulação. Isto porque, quanto mais detalhada a malha, maior o número de volumes de controle envolvidos, e mais cálculos são necessários a cada iteração (Rosa, 2002).

Para obter uma malha numérica considerada ideal, para os estudos numéricos desta pesquisa sete diferentes foram construídas com o objetivo de observação da dependência nos cálculos com o refino da malha. O procedimento adotado após a aquisição do desenho estrutural da câmara

de confinamento, foi a elaboração desta geometria e das malhas numéricas, as quais ao serem importadas para o pré processador são unidas ao modelo matemático passando para o *solver*, onde foram testadas afim de encontrar-se a melhor configuração, ou seja, aquela que assegure a não dependência do escoamento para com o tamanho da malha. Para tanto foi utilizado o *software* comercial *ANSYS CFX 11.0*.

De acordo com a estrutura do equipamento em estudo, cuidados acerca do refino da malha foram tomados por toda a extensão da câmara de confinamento, a fim de obter melhor ortogonalidade dos elementos. A [Figura 4.4](#) apresenta a malha numérica adotada para a simulação e seus detalhes, a qual possui 160.000 volumes de controle.

A [Figura 4.4a](#) mostra a malha para a câmara completa (vista axial), A [Figura 4.4b](#) os planos perpendiculares e a seção transversal (vista axial) e a [Figura 4.4c](#) a seção transversal nas entradas dos jatos.



[Figura 4.4](#). Detalhes da malha numérica nas entradas e na saída.

Outras características da malha numérica empregada na pesquisa são: a faixa da razão volumétrica entre os volumes de controle máxima 12,3; a faixa da razão de comprimento máxima entre os volumes de controle de 12,2 e o comprimento dos volumes de controle junto às paredes, aproximadamente 1mm.

4.4. Condições de Contorno

As condições de contorno do problema em questão são definidas nas entradas, jatos 1 e 3 ‘componente puro’ e jato 2 ‘mistura’, na saída ‘mistura’ (base) e na parede do equipamento, apresentadas na [Tabela 4.2](#).

[Tabela 4.2](#). Condições de contorno.

Saída	pressão atmosférica
Parede	fase gás = não deslizamento
	fase sólida = deslizamento livre
Critério de convergência	tipo residual = <i>RMS</i>
	erro = 1×10^{-4}

Capítulo 5

Resultados e Discussões

Este capítulo se refere aos resultados e discussões obtidos experimentalmente e numericamente para uma operação de dispersão bifásica em jatos confinados. Nove casos são apresentados, diferenciando-se quanto à velocidade de entrada da fase gás, ao emprego de modelos de turbulência para a fase sólida e à carga inicial de sólidos. O sistema de equações foi calculado em regime transiente, discretizado de acordo com a malha numérica mostrada na [Figura 4.4](#) (pp. 95). Nos [Itens 5.1](#) e [5.2](#), a seguir, são apresentadas as análises experimental e numérica, respectivamente.

5.1. Análise Experimental

Neste [Item](#) foi realizada a análise dos dados obtidos para um jato circular confinado de dispersão gás-sólido. Primeiramente, realizou-se a análise de simetria do jato e da câmara de confinamento, para então serem feitas as análises dos perfis de velocidade média, flutuação de velocidade e intensidade de turbulência. Também foi realizada uma comparação destes com um escoamento em jato circular livre de dispersão gás-sólido.

5.1.1. Análise da Condição de Simetria

Os resultados para a análise de simetria são apresentados nas [Figuras 5.1-5.4](#), em relação ao perfil médio de velocidade, [Figuras 5.1](#) e [5.2](#), e em relação ao perfil de flutuação de velocidade, [Figuras 5.3](#) e [5.4](#), respectivamente. Ambas as medidas foram realizadas nas posições axiais igual a 120 e 150mm, a partir da saída do jato central. Esta análise foi realizada em jato circular livre e novamente verificada com o acoplamento da câmara de confinamento. Para a análise da simetria do escoamento

confinado foram objetos de análise os casos 1 e 3, os quais para estas seções transversais acima mencionadas, possuem a mesma velocidade de entrada e fração inicial de sólidos (jato 2) e velocidades espelhadas iniciais de gás nos jatos laterais.

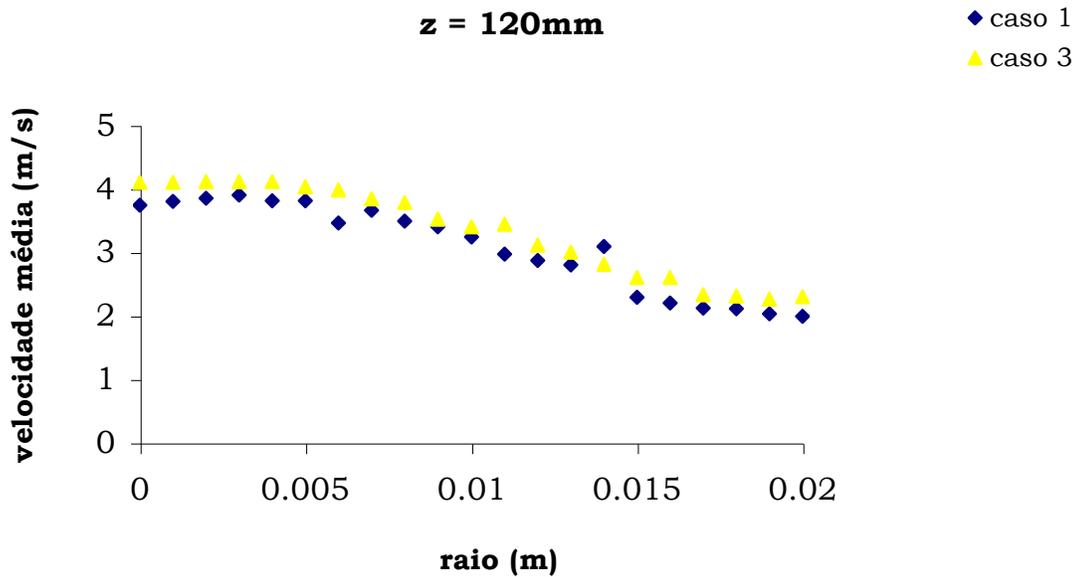


Figura 5.1. Análise de simetria da câmara de confinamento velocidade média - casos 1 e 3 - z = 120mm.

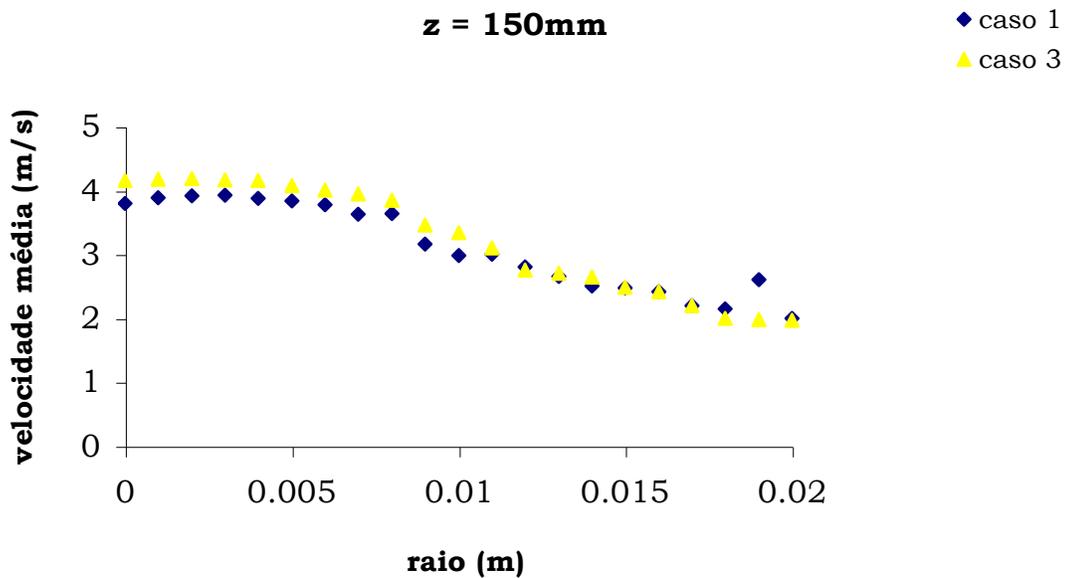


Figura 5.2. Análise de simetria da câmara de confinamento velocidade média - casos 1 e 3 - z = 150mm.

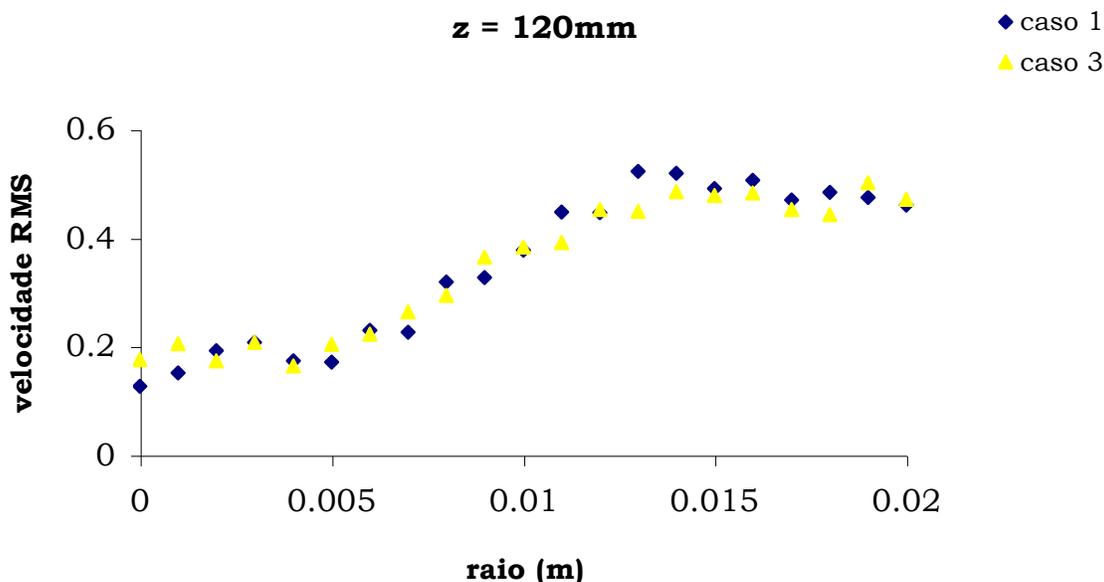


Figura 5.3. Análise de simetria da câmara de confinamento flutuação de velocidade - casos 1 e 3 - z = 120mm.

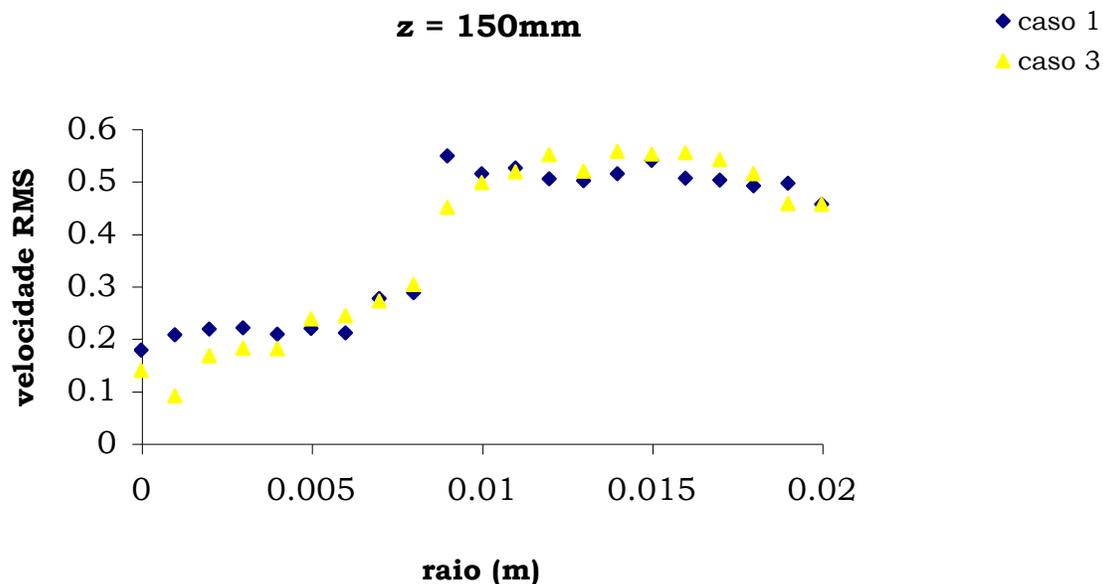


Figura 5.4. Análise de simetria da câmara de confinamento flutuação de velocidade - casos 1 e 3 - z = 150mm.

Foi possível verificar nas Figuras 5.1-5.4, que os perfis de velocidade média e flutuação de velocidade apresentam condição de simetria, visto que nas posições axiais mais próximas ao bico do jato central (120 e 150mm), os mesmos mostram comportamentos radiais idênticos, tanto

qualitativo quanto quantitativo, apesar das diferentes intensidades de velocidade da fase gás imprimidas ao jato 3. Algum desvio nos perfis pode ser atribuído a pequenas perturbações ou a erros de medição, os quais não interferem na condição de simetria do escoamento. Foi também observado neste estudo, que em regiões mais distantes da saída do duto, tais perturbações não ocorrem. Com tal análise, justifica-se a aquisição de dados somente em relação às posições de valores positivos em relação ao eixo radial, diminuindo em 50% o número de dados a serem coletados. Este procedimento está de acordo com outras pesquisas encontradas na literatura para jatos livres, como por exemplo, Tso e Hussain (1989), Neill *et al.* (2004), Aísa *et al.* (2002), Yang *et al.* (2007), entre outros.

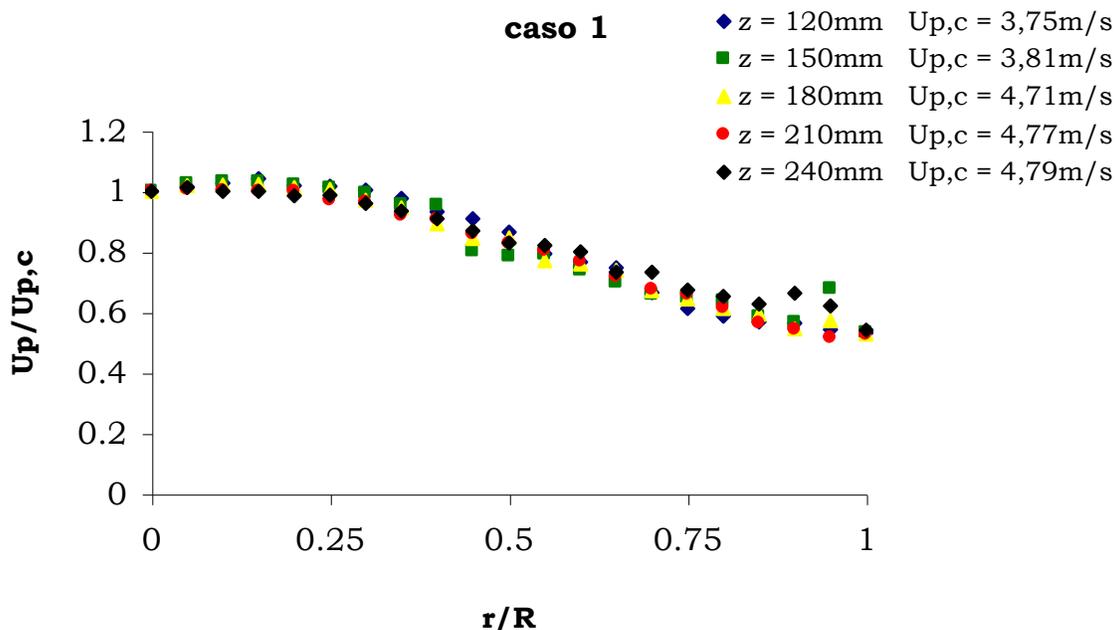
5.1.2. Velocidade Média Experimental

As análises de velocidade média da fase sólida para os nove casos de estudo são apresentadas para escoamentos bifásicos em jato confinado carregado com partículas entre 60 e 90 μ m para diferentes posições axiais. Estes casos são investigados individualmente e em seguida comparados entre si. É importante mencionar que os seis primeiros casos são próximos entre si no que diz respeito à velocidade de entrada com valores entre 3,0 e 5,5m/s (Tabela 3.2 – pp. 69), e iguais quanto à fração inicial de sólidos, valor fixo de 0,033. Ainda, para os casos 1, 4 e 5 são feitas leituras, em posições axiais distintas, com um pequeno incremento na velocidade de entrada 0,5, 1,0 e 1,3m/s respectivamente, objetivando analisar a perturbação no mesmo escoamento. Os três casos de estudo seguintes, casos 7, 8 e 9, variam suas velocidades iniciais com valores entre 8,5 – 11,0m/s, e mantêm a mesma fração inicial de sólidos entre si de 0,088 (aproximadamente três vezes maior que nos casos 1-6).

As velocidades iniciais nos jatos adjacentes para a fase gás variam entre 4,0 e 12,0m/s, de acordo com a Tabela 3.2. Os casos 5 e 9 apresentam escoamento bifásico sem a interferência de qualquer fluxo

lateral, causada pela presença dos jatos adjacentes no ambiente confinado. Por todas estas análises, dados de velocidade das partículas foram tomados nas posições axiais apresentadas na [Tabela 3.4](#) (pp. 71). A velocidade média das partículas é normalizada com a velocidade central das mesmas, na posição axial desejada ($U_{p,c}$).

Com base nas condições acima mencionadas, perfis de velocidade média das partículas foram obtidos para os casos de estudo, tal como apresentados nas [Figuras 5.5-5.24](#). Os casos 1-6 são vistos nas [Figuras 5.5-5.10](#), perfis radiais de velocidade média das partículas, e [Figuras 5.14-5.18](#), perfis axiais de velocidade média das partículas, enquanto que os casos 7-9 são mostrados nas [Figuras 5.11-5.13](#) e [5.19-5.24](#), perfis radiais de velocidade média e perfis axiais de velocidade média das partículas respectivamente.



[Figura 5.5](#). Perfis radiais de velocidade média das partículas - caso 1.

Para limitar o jato central, apresentado nas [Figuras 5.5-5.13](#), observa-se que os picos de altas velocidades não estão na linha central do jato, como são vistos para escoamentos em jato livre, como verificado por

Decker (2008). Nesses casos, há um incremento de velocidade axial da linha central, nas proximidades do jato. Para os casos 1-4 é menos acentuado que para outros casos, chegando a uma distância de aproximadamente 7mm radiais, para o caso 5 de aproximadamente 10mm, enquanto os demais casos até aproximadamente 15mm radiais.

Também é importante relatar que esta luxação do pico de velocidade das partículas é típica de escoamentos de partículas em dutos e já foi relatada por Tsuji *et al.* (1984). Nessa ocasião Tsuji *et al.* (1984) também visualizaram que esta diferença entre a velocidade central das partículas e a velocidade máxima de luxação, torna-se ainda mais forte para a maior proporção (carga mássica) e diâmetro de partículas, o que de fato ocorre nos resultados aqui apresentados.

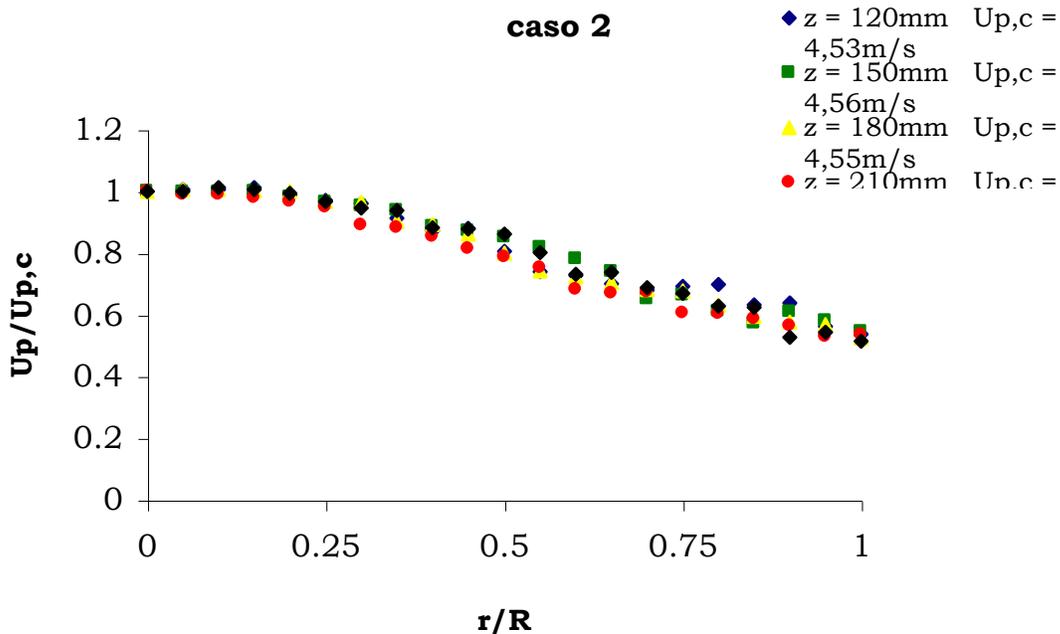


Figura 5.6. Perfis radiais de velocidade média das partículas - caso 2.

Mais recentemente Aísa *et al.* (2002) e Hadinoto *et al.* (2005) também observaram esse perfil na região do bico de um jato, o que indica que o escoamento confinado, comporta-se analogamente a um escoamento em

um duto ou em uma região do bico de um jato, e não é duramente alterado pelos fenômenos turbulentos dentro da câmara.

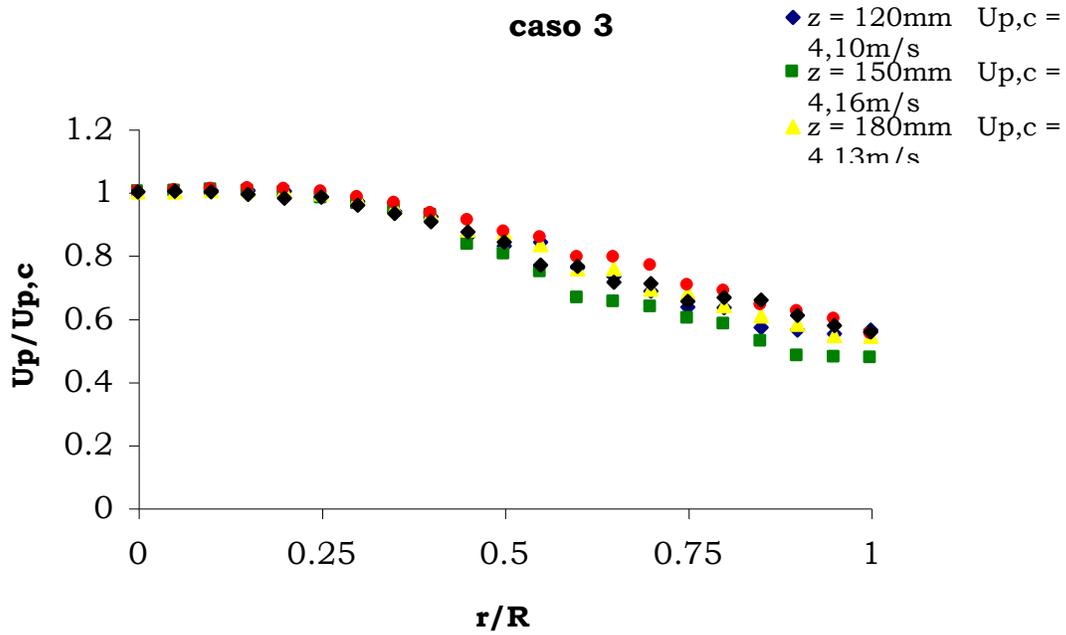


Figura 5.7. Perfis radiais de velocidade média das partículas - caso 3.

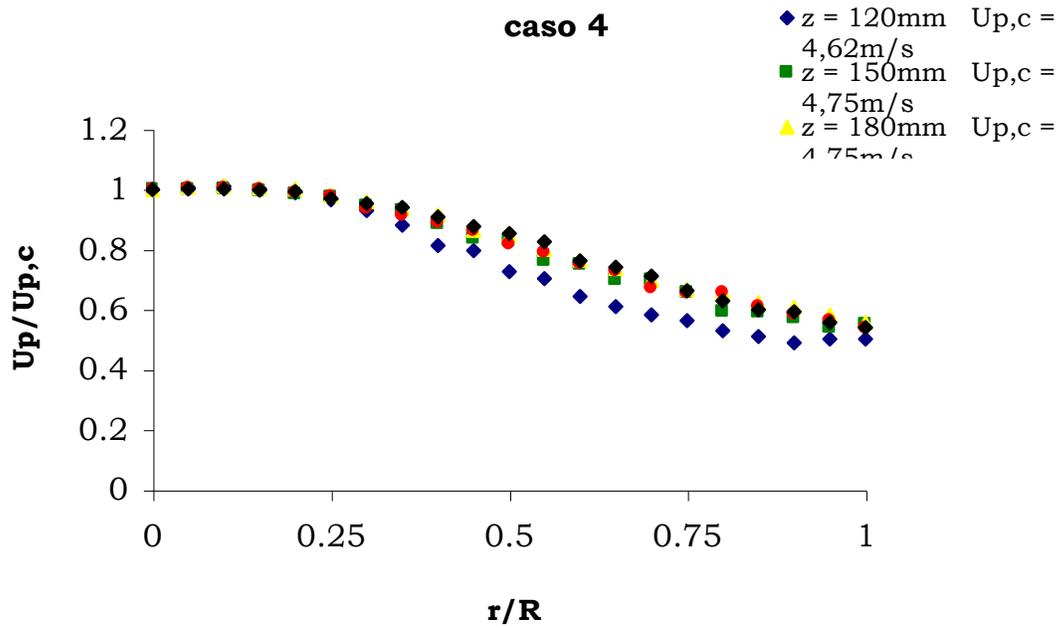


Figura 5.8. Perfis radiais de velocidade média das partículas - caso 4.

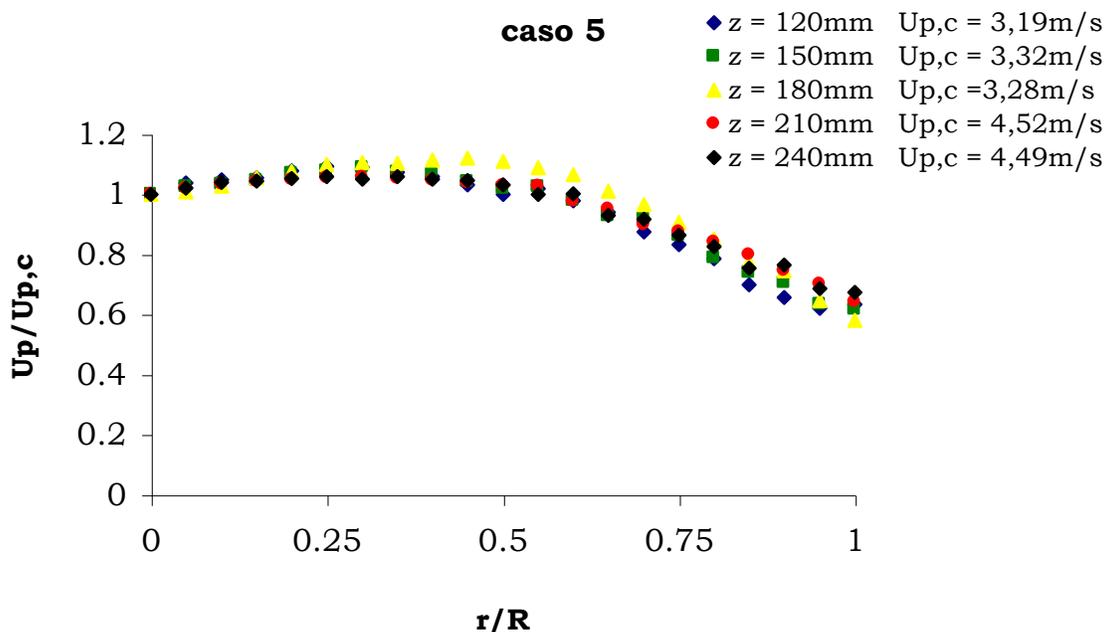


Figura 5.9. Perfis radiais de velocidade média das partículas - caso 5.

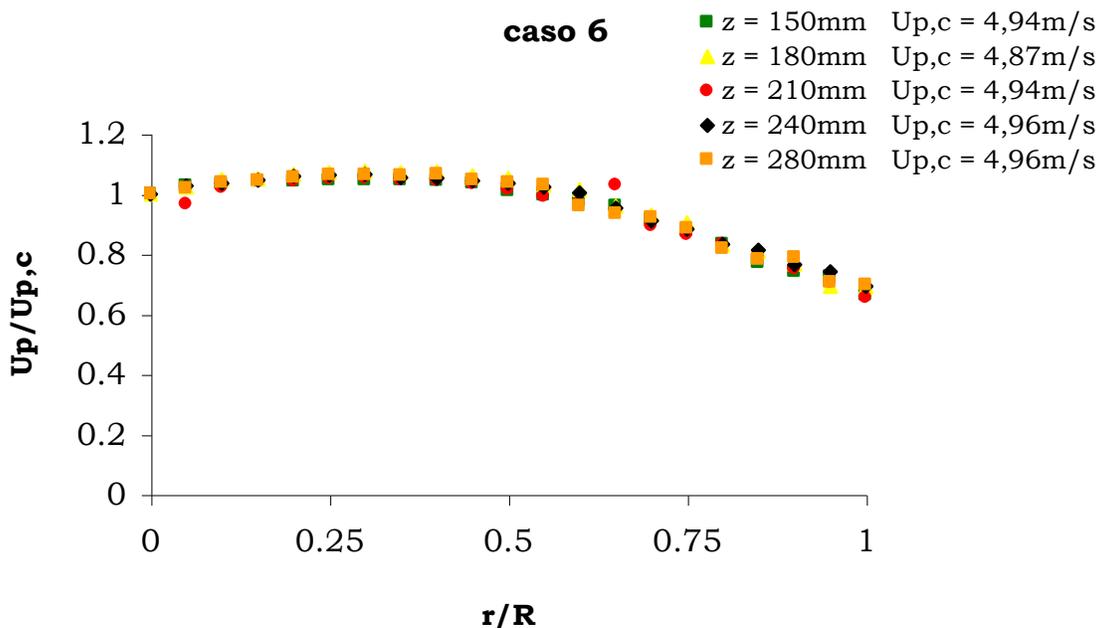


Figura 5.10. Perfis radiais de velocidade média das partículas – caso 6.

É interessante observar que a presença de jatos adjacentes nos casos 1, 2, 3 e 4 não altera os perfis radiais de velocidade obtidos pelas partículas carregadas no jato central, mesmo quando da variação da

velocidade de entrada destes, a valores mais altos dos que a do jato central, e particularmente das partículas nos casos 1 e 4, quando se comparam as Figuras 5.5-5.8. Isto também pode ser observado para os casos 7 e 8, Figuras 5.11 e 5.12, os quais são conduzidos a maior velocidade de entrada e fração inicial de sólidos que os casos anteriores. Isso ocorre principalmente devido ao elevado número Stokes das partículas, uma vez que elas estão localizadas em uma faixa de diâmetro de 60 e 90 μm e têm uma densidade de 2500kg/m³. Partículas com um elevado número Stokes têm mais inércia e devido a isto são capazes de manter a sua dinâmica.

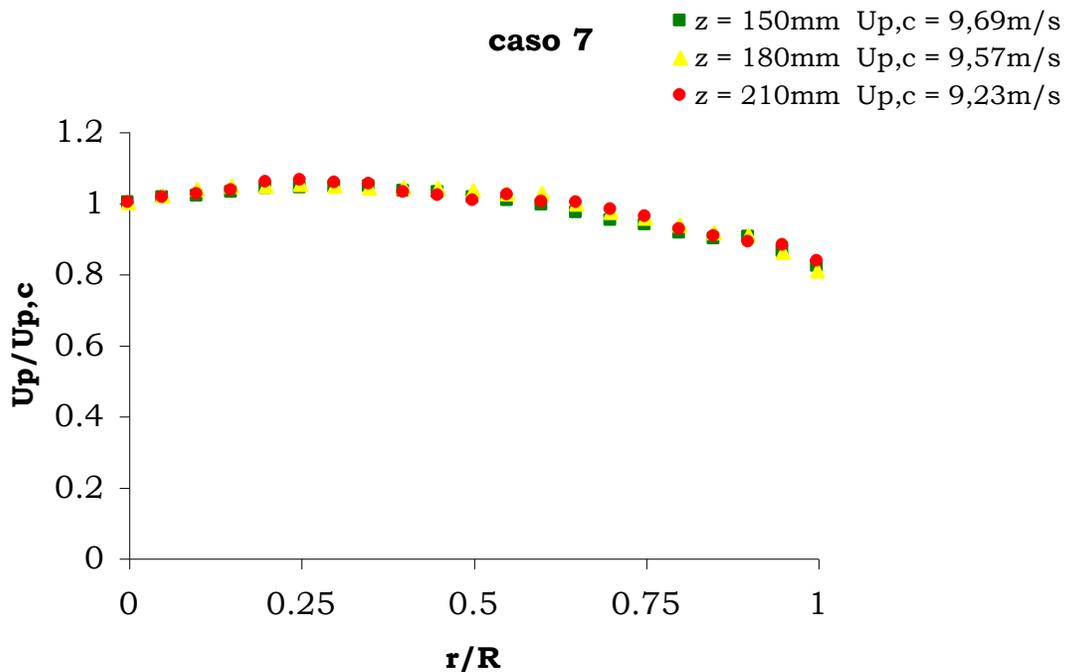


Figura 5.11. Perfis radiais de velocidade média das partículas – caso 7.

O caso 6 manteve tal princípio, Figura 5.10, como os demais que foram conduzidos com a presença de jatos adjacentes, de acordo com o número de Stokes. No entanto, o perfil radial médio de velocidade das partículas se mostrou análogo aos dos casos sob velocidade e fração de sólidos maiores, casos 7, 8 e 9, como visto nas Figuras 5.10-5.13.

Este comportamento presenciado no caso 6 também é observado nos casos 5 e 9, os quais são conduzidos sem a presença de jatos adjacentes e no caso 8, onde os jatos adjacentes possuem a mesma intensidade de velocidade e também próxima à imprimida ao jato central.

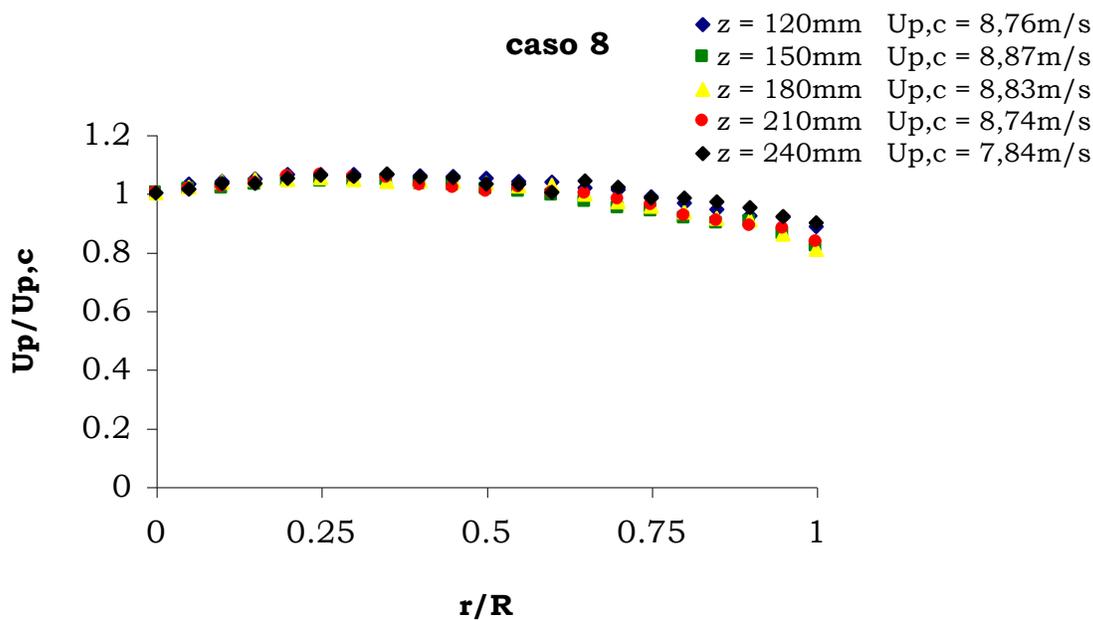


Figura 5.12. Perfis radiais de velocidade média das partículas – caso 8.

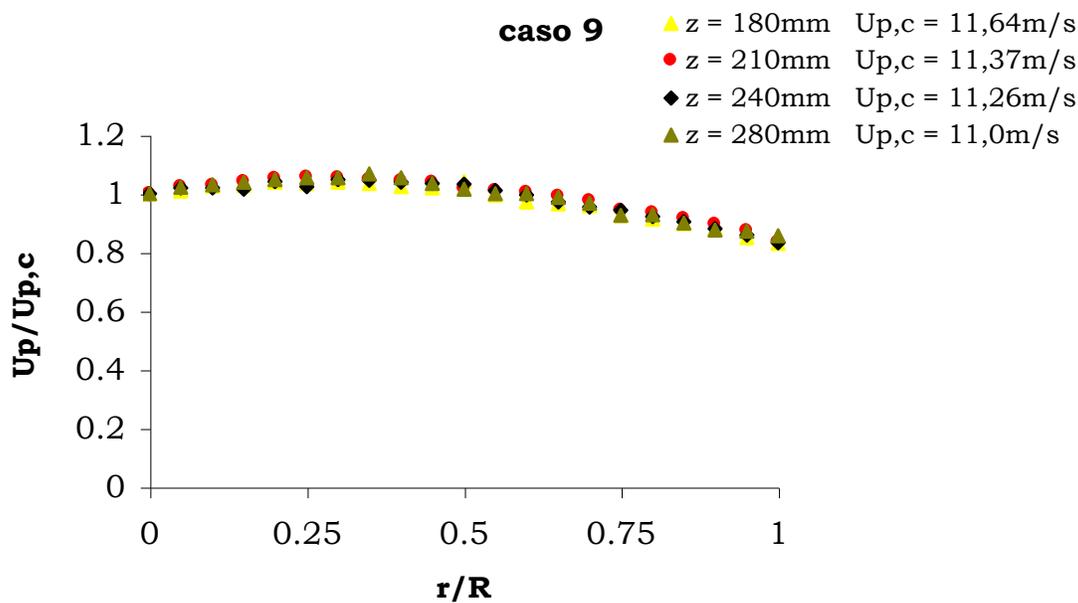


Figura 5.13. Perfis radiais de velocidade média das partículas – caso 9.

As Figuras 5.14-5.24 destacam os perfis comparativos de velocidade média das partículas, mais especificamente as Figuras 5.14-5.18 para os casos 1-6 e as Figuras 5.19-5.24 para os casos 7-9.

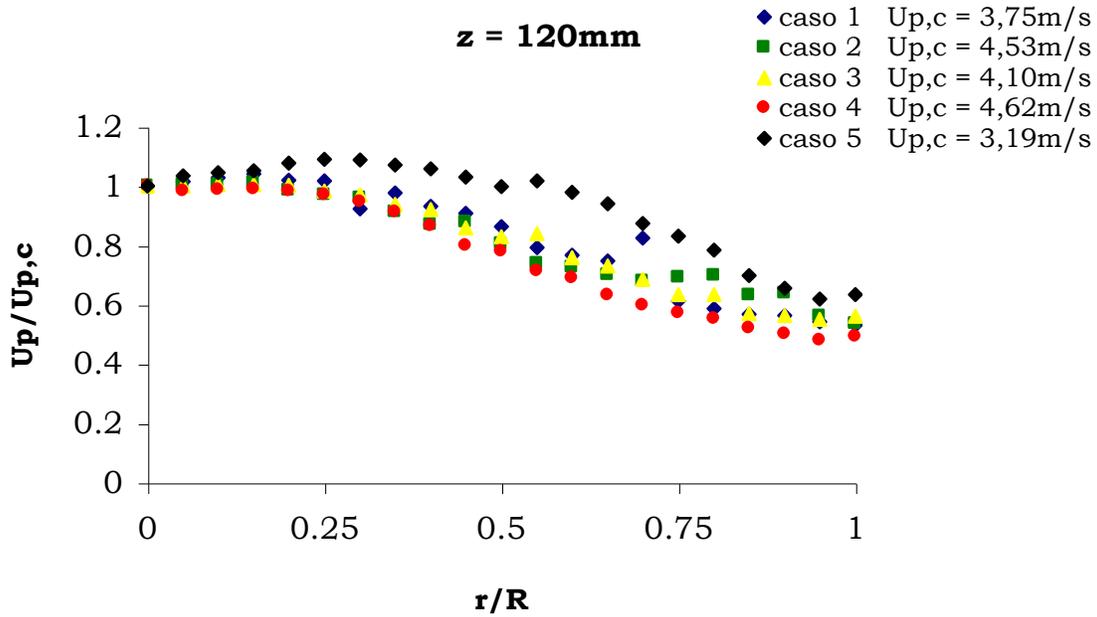


Figura 5.14. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-5 - $z = 120\text{mm}$.

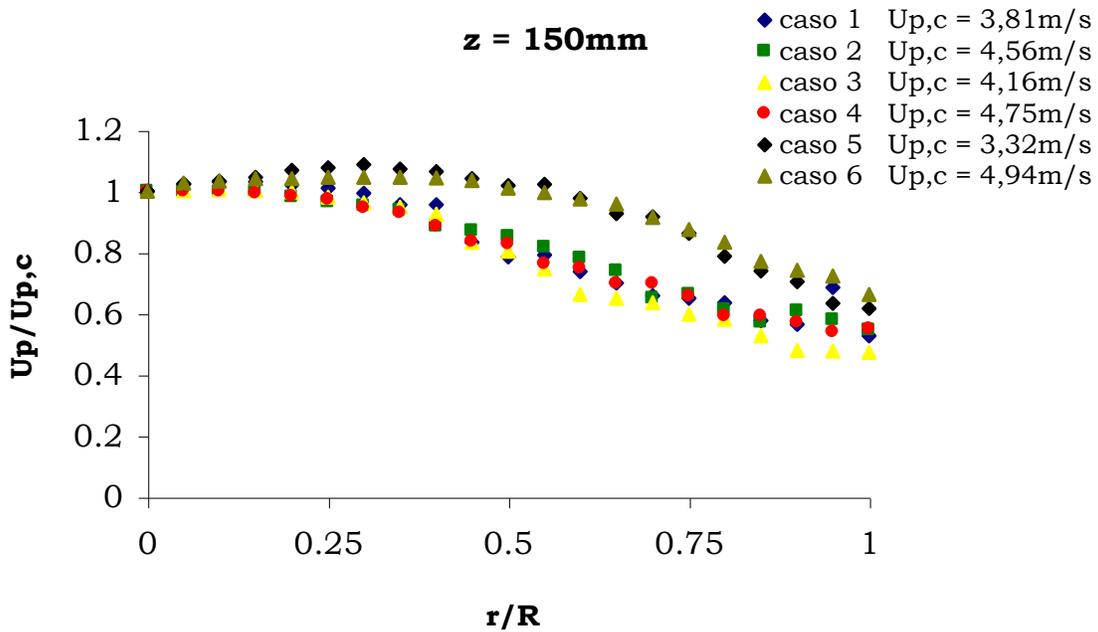


Figura 5.15. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-6 - $z = 150\text{mm}$.

Observam-se, para os casos 1, 2, 3 e 4, o mesmo comportamento qualitativo médio radial das partículas, apesar das diferentes configurações de velocidade de entrada da fase sólida impostas aos jatos 1 e 3 (jatos laterais) e o incremento desta última referente a cada um destes casos estudados ($r = 0$). Ainda e importante, pode ser visto praticamente mesma velocidade média das partículas ao final da linha de medição, ou seja, um comportamento quantitativo médio igualitário independente da velocidade de entrada dos três jatos, Figuras 5.14-5.18.

Os casos 5 (Figuras 5.14-5.18) e 6 (Figuras 5.15-5.18) evidenciam seus diferenciados comportamentos radiais, como antes já verificados, quando comparados aos casos 1-4, ou seja, pico de velocidade mais pronunciada e distante do centro do jato central. Mostram também o mesmo comportamento qualitativo médio de velocidade entre si e quantitativo médio análogo aos outros demais casos.

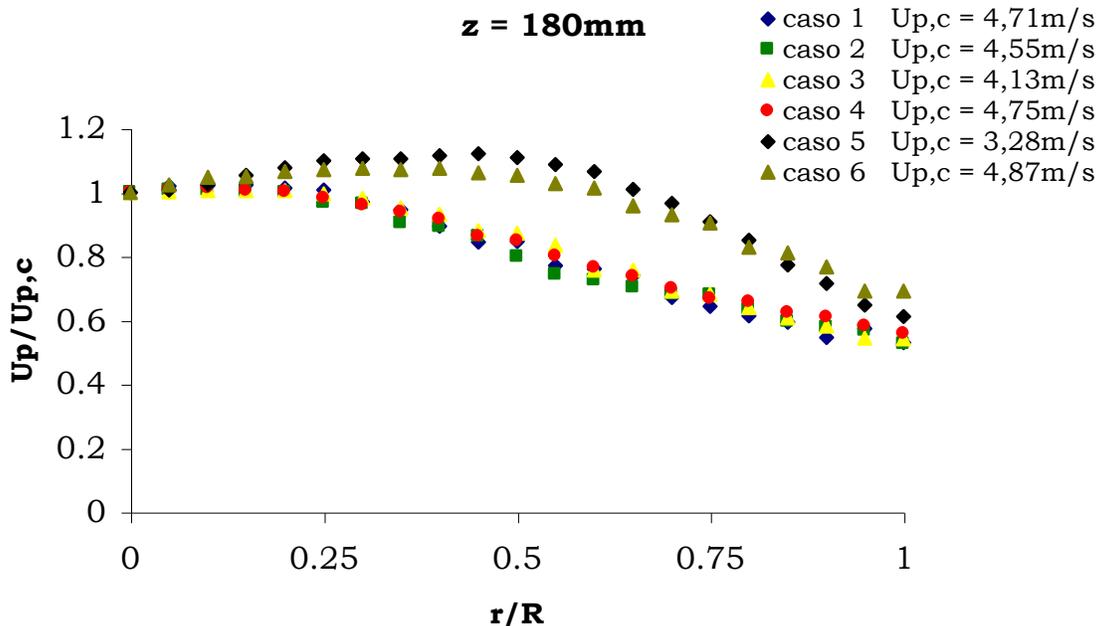


Figura 5.16. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-6 - $z = 180\text{mm}$.

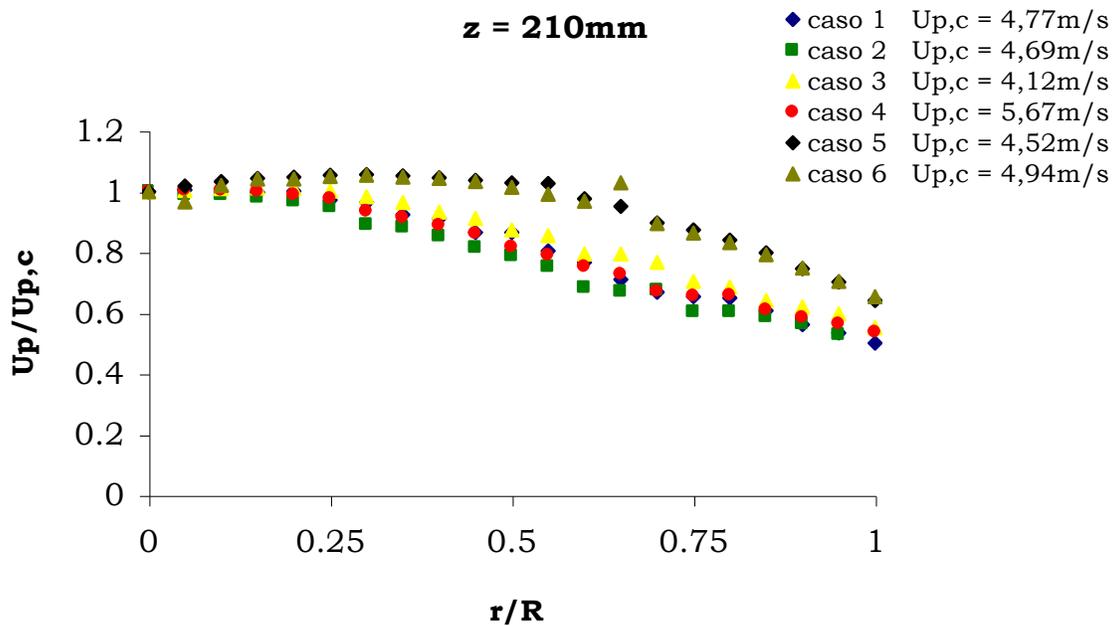


Figura 5.17. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-6 - z = 210mm.

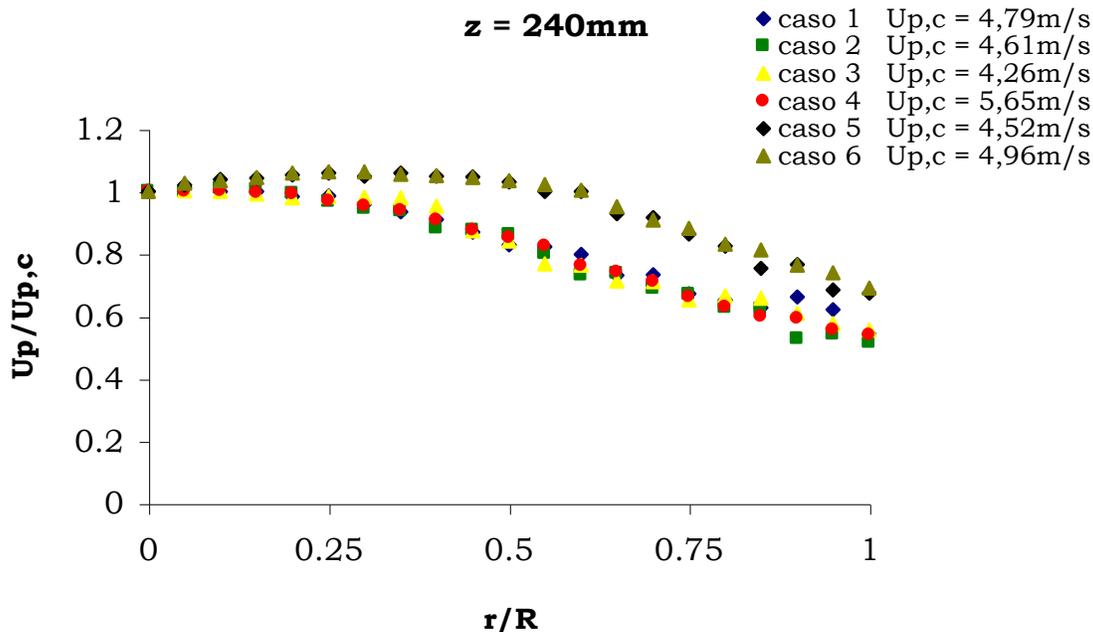


Figura 5.18. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 1-6 - z = 240mm.

Nas Figuras 5.19-5.24 acompanha-se o caso 8, nas Figuras 5.21-5.24 o caso 7 e nas Figuras 5.21-5.24 o caso 9 em suas respectivas alturas

de medição. Todos os comportamentos qualitativos médios de velocidade vistos entre estes casos citados são análogos, distinguindo-se naturalmente apenas devido às velocidades iniciais da fase sólida quantitativamente.

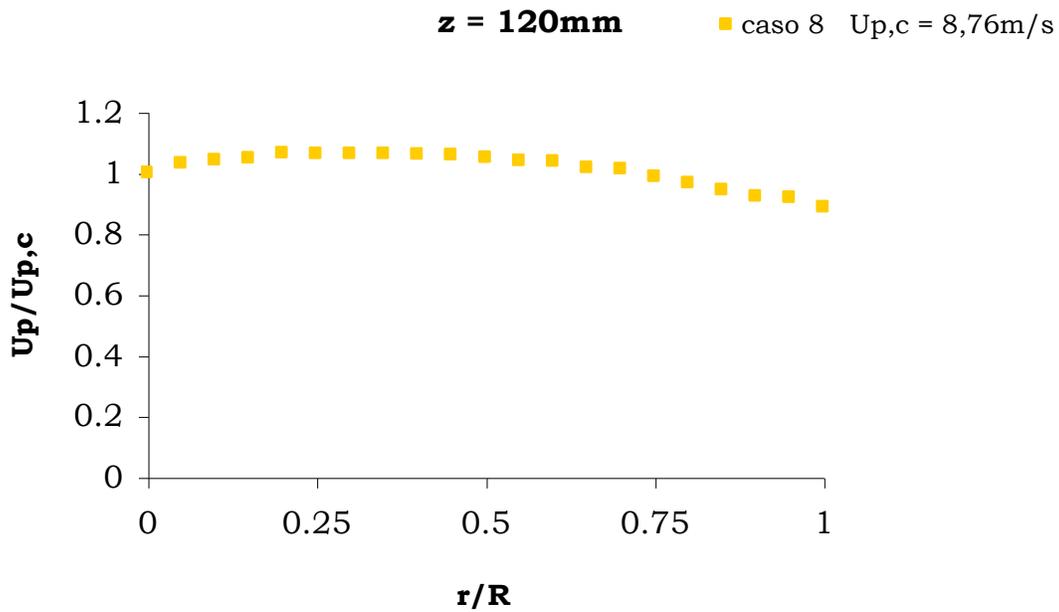


Figura 5.19. Perfil de velocidade média das partículas - caso 8 - z = 120mm.

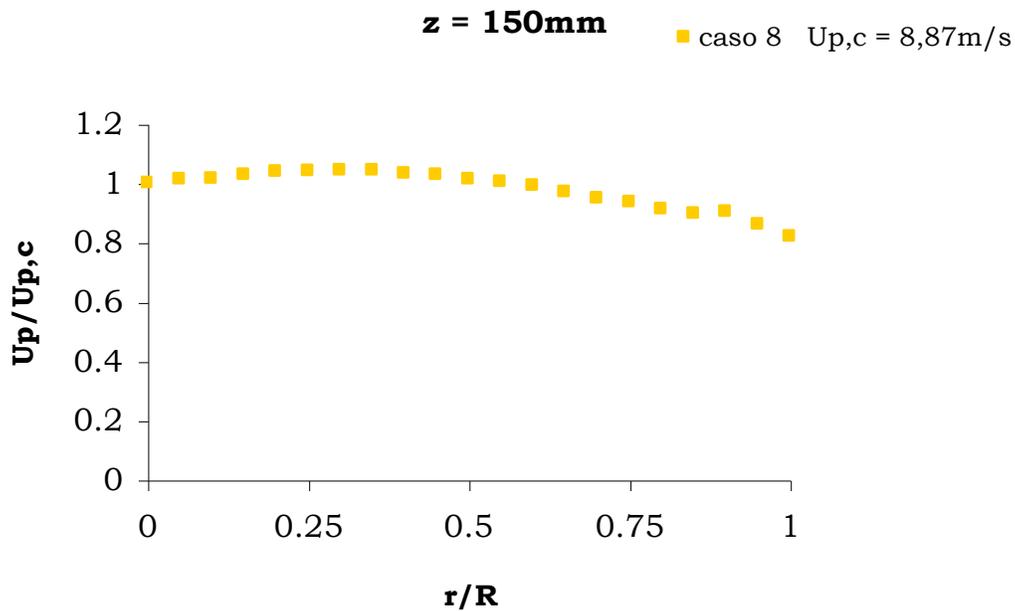


Figura 5.20. Perfil de velocidade média das partículas - caso 8 - z = 150mm.

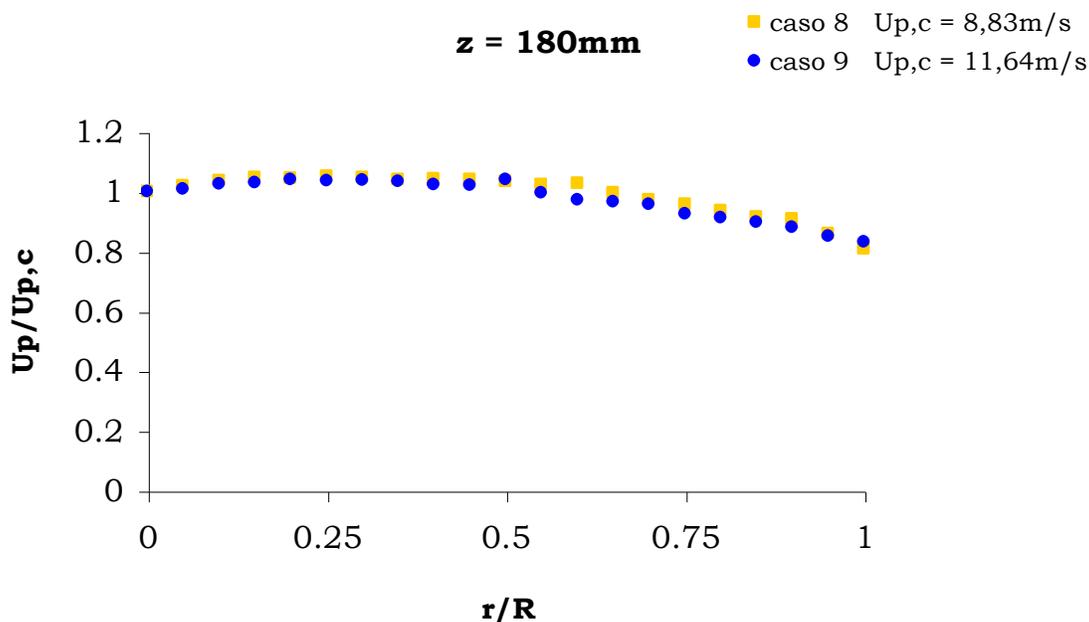


Figura 5.21. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 8 e 9 - $z = 180\text{mm}$.

Em acordo com as medições realizadas nesta pesquisa (Tabela 3.2 – pp. 69) e com os perfis apresentados neste Item, quando a velocidade e a fração de sólidos iniciais do jato central são moderadas e esta mesma velocidade é menor que a inicial dos jatos laterais, casos 1-4, o comportamento da fase sólida é mais parecido com o observado para escoamentos em jato livre, Decker (2008).

No entanto, com o deslocamento do ponto de velocidade máxima devido ao confinamento, não visto em escoamentos em jato livre, e sim em escoamentos em dutos, Tsuji (1984) é percebido.

Quando a velocidade de entrada do jato central é moderada ou alta, próximas ou maiores que as velocidades dos jatos laterais, casos 6, 7 e 8, as partículas se comportam mais uniformemente quando comparadas as dos casos 1-4; nos casos em questão as partículas tendem ainda mais a manter suas dinâmicas devido aos mais elevados números de Stokes.

Como nos casos anteriores, a fase sólida se comporta como se escoando no interior de um duto.

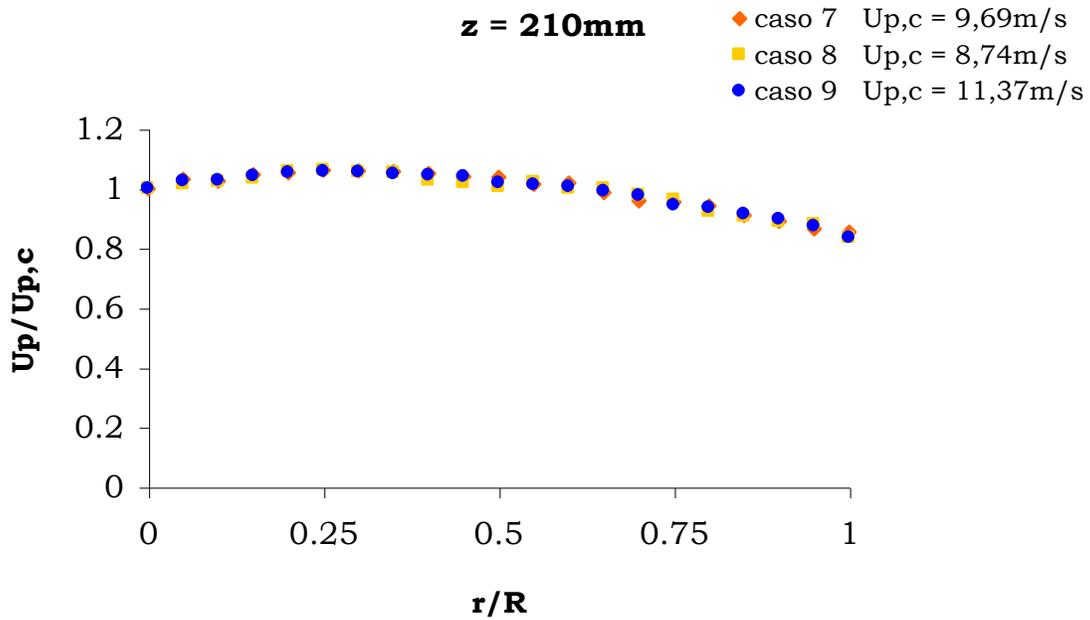


Figura 5.22. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 7-9 - z = 210mm.

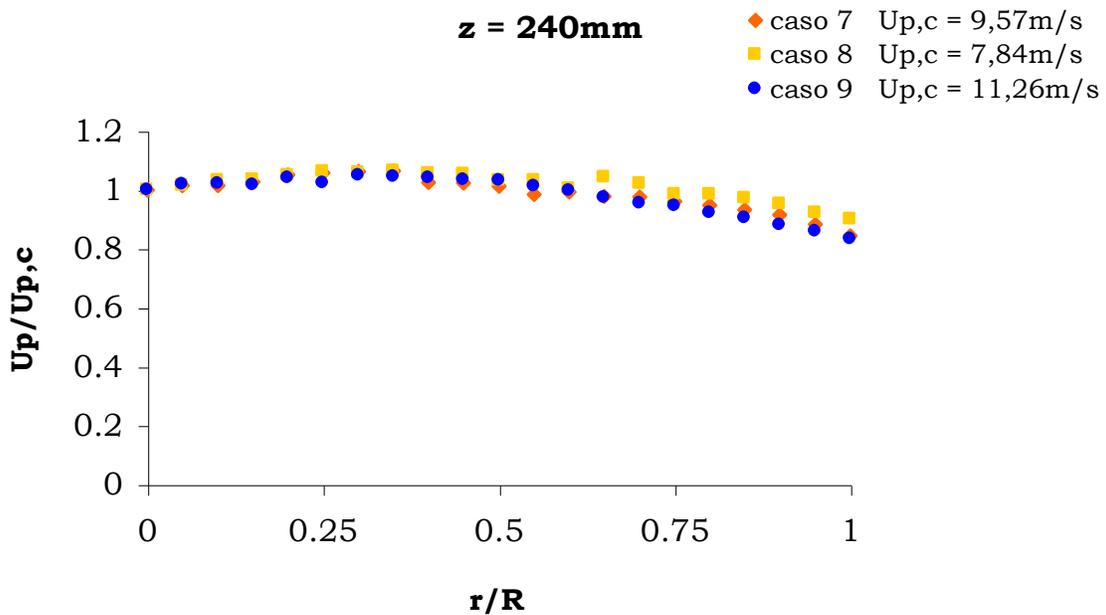


Figura 5.23. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 7-9 - z = 240mm.

O mesmo comportamento é visto para os casos 5 e 9, o primeiro realizado sob as condições de velocidade de entrada e fração inicial das partículas dos casos 1-4 (4,0m/s, 0,033) e o segundo sob as condições dos casos 7 e 8 (11,0m/s, 0,088), no entanto, ambos sem a influencia dos jatos adjacentes no escoamento principal. Os resultados experimentais mostraram que em cada uma das seções transversais de estudo, existem duas zonas distintas em todos os casos comparados estes individualmente ou entre si, entretanto estas zonas se diferenciam ainda pela dispersão das partículas devido à velocidade de entrada e fração inicial de sólidos.

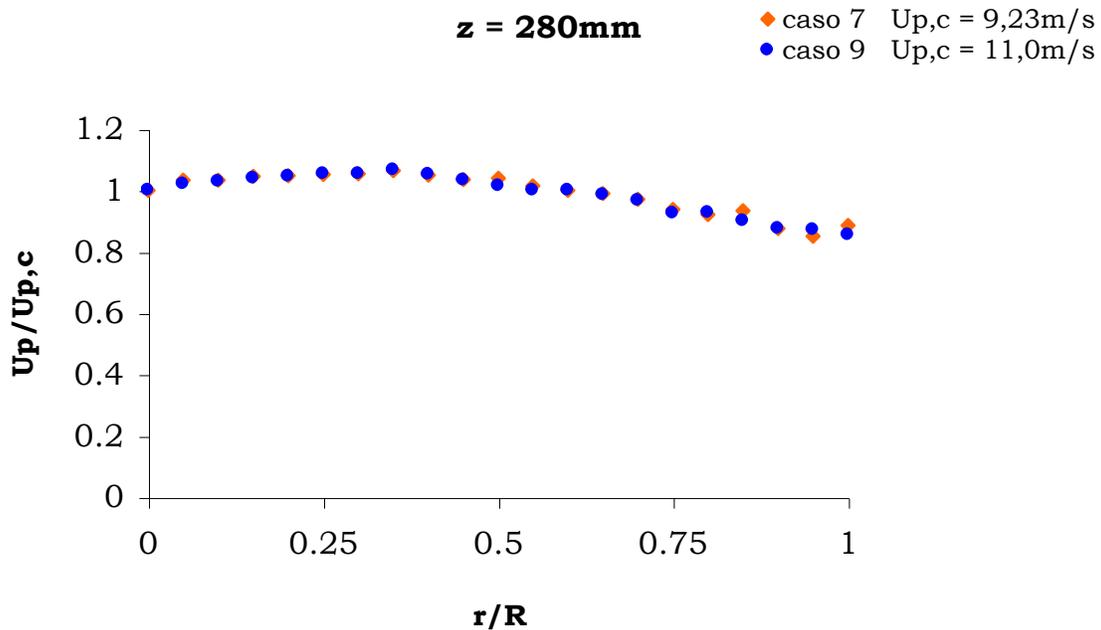


Figura 5.24. Perfis comparativos de velocidade média das partículas casos 7 e 9 - $z = 280\text{mm}$.

Nos casos 1-4 uma zona primária é vista até cerca de 7mm radiais e uma secundária a partir do fim da zona primária até o final da linha de medição (20mm). Nos casos 5-9 a tal zona primária se torna quase que constante, no entanto mais curta para os casos 5 e 6 do que para os casos 7-9, se estende até aproximadamente 10mm radiais para os casos 5 e 6, e até próximo aos 15mm radiais para os casos 7-9, ou seja, para estes

últimos em torno do dobro da mesma zona dos casos 1-4. Após é evidenciada a zona secundária de velocidade até 20mm de distância radial, também diferente da zona secundária dos outros casos onde a queda de velocidade é mais branda.

5.1.3. Flutuação de Velocidade (*RMS*) Experimental

As análises de flutuação de velocidades da fase sólida para os nove casos de estudo são apresentadas em diferentes posições axiais para um nível de confiança de 95%. Estes casos são investigados individualmente e em seguida comparados entre si. Por todas estas análises, dados de flutuação de velocidade das partículas foram tomados nas mesmas posições axiais do [Item 5.1.2](#). Com base nestas condições, perfis de flutuação de velocidade das partículas foram obtidos para cada um dos casos de estudo, tal como mostrados nas [Figuras 5.25-5.44](#).

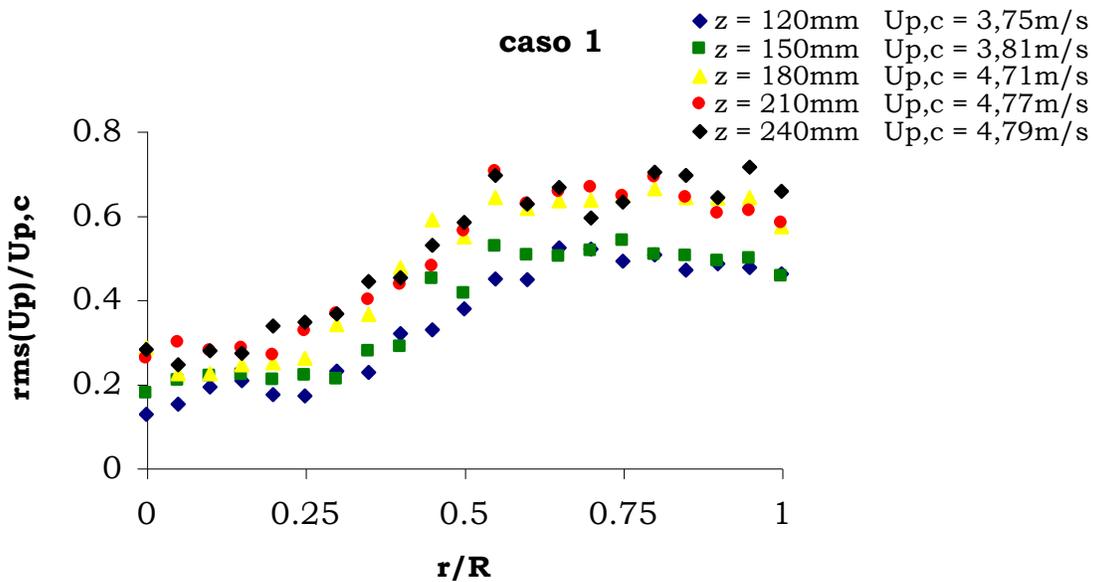


Figura 5.25. Perfis de flutuação de velocidade das partículas - caso 1.

Os seis primeiros casos são vistos nas [Figuras 5.25-5.30](#), perfis radiais de flutuação de velocidade das partículas, e [Figuras 5.34-5.38](#),

perfis axiais de flutuação de velocidade das partículas, enquanto que para os casos 7, 8 e 9, estes perfis radiais e axiais, são apresentados nas Figuras 5.31-5.33 e 5.39-5.44, respectivamente.

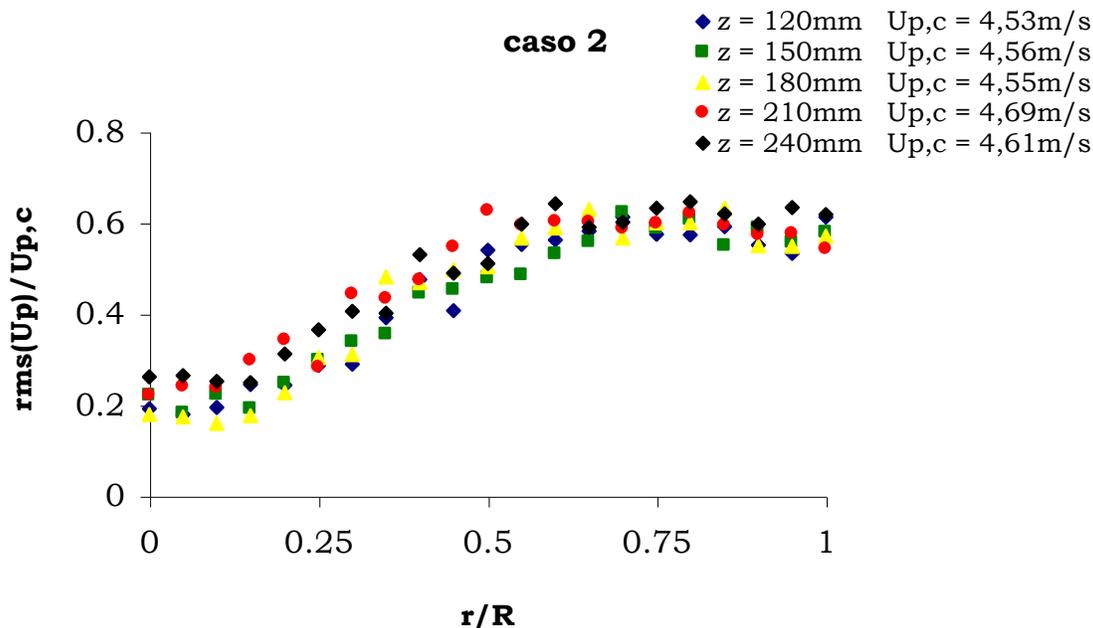


Figura 5.26. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 2.

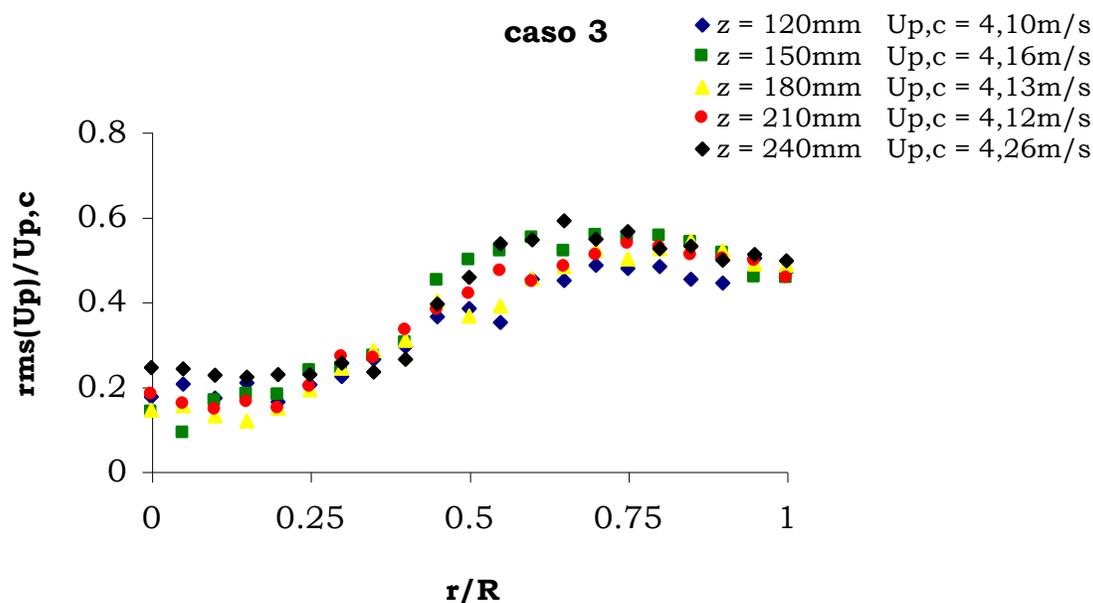


Figura 5.27. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 3.

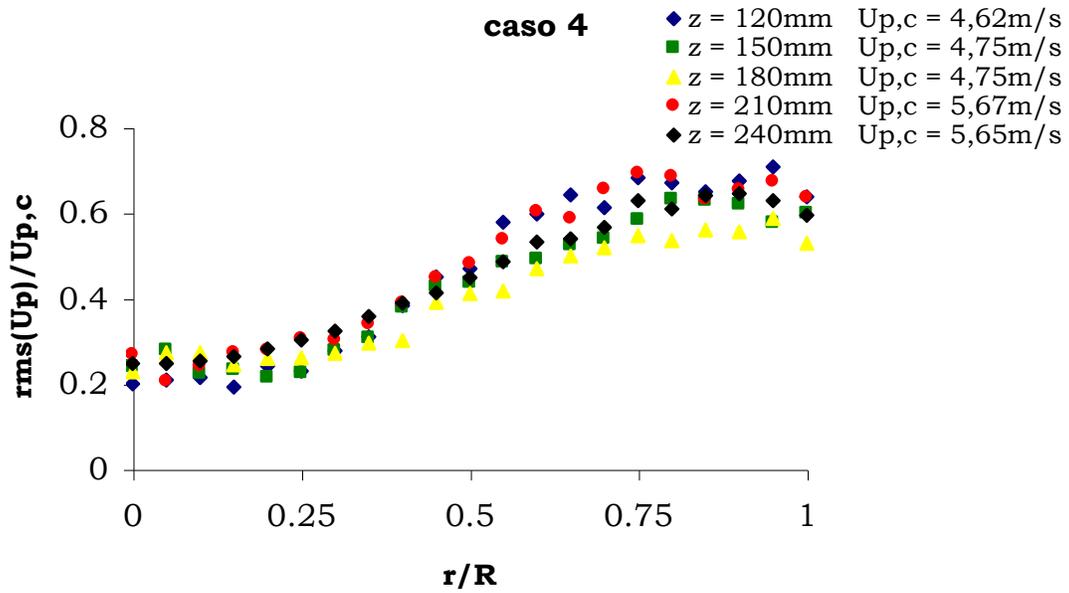


Figura 5.28. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 4.

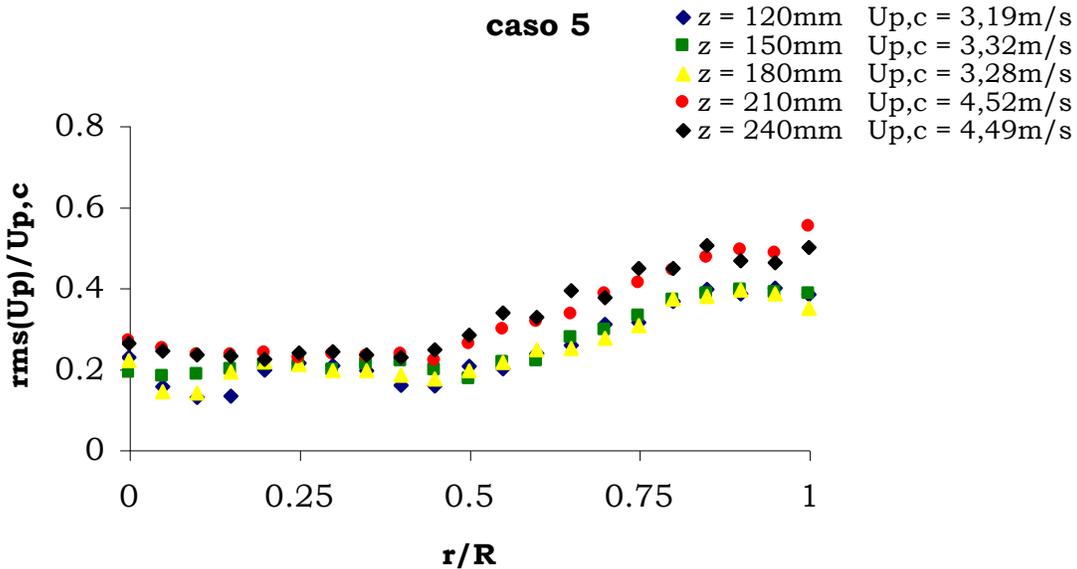


Figura 5.29. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 5.

Para os casos 1-6, Figuras 5.25-5.30, não foram observadas diferenças significativas quando analisados individualmente, todos demonstraram comportamento análogo tanto qualitativo quanto quantitativo, salvo para os casos 1 e 4, Figuras 5.25 e 5.28, onde existe

variação da velocidade de entrada das partículas e, portanto, não qualitativa, como esperado.

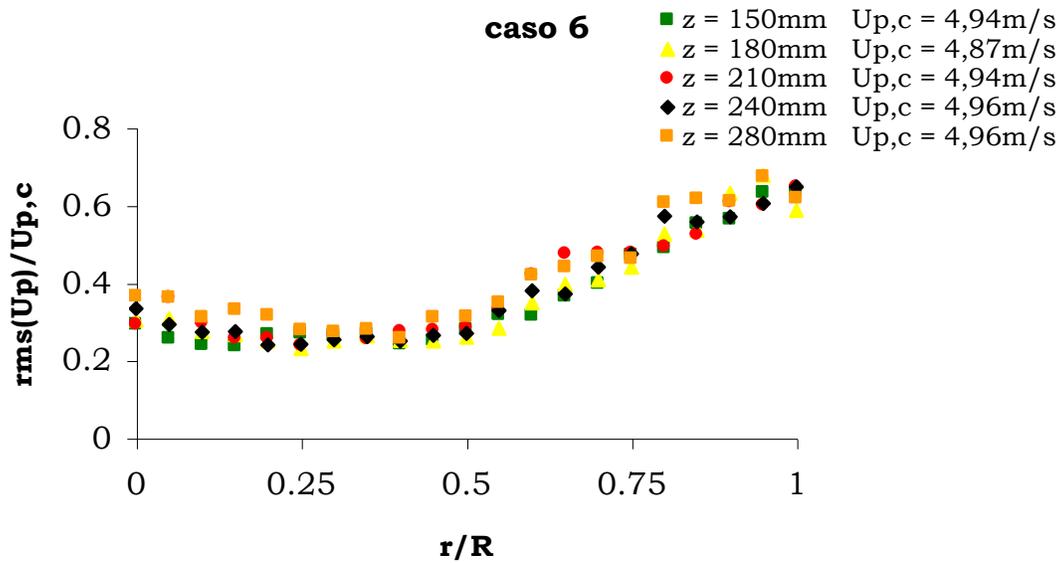


Figura 5.30. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 6.

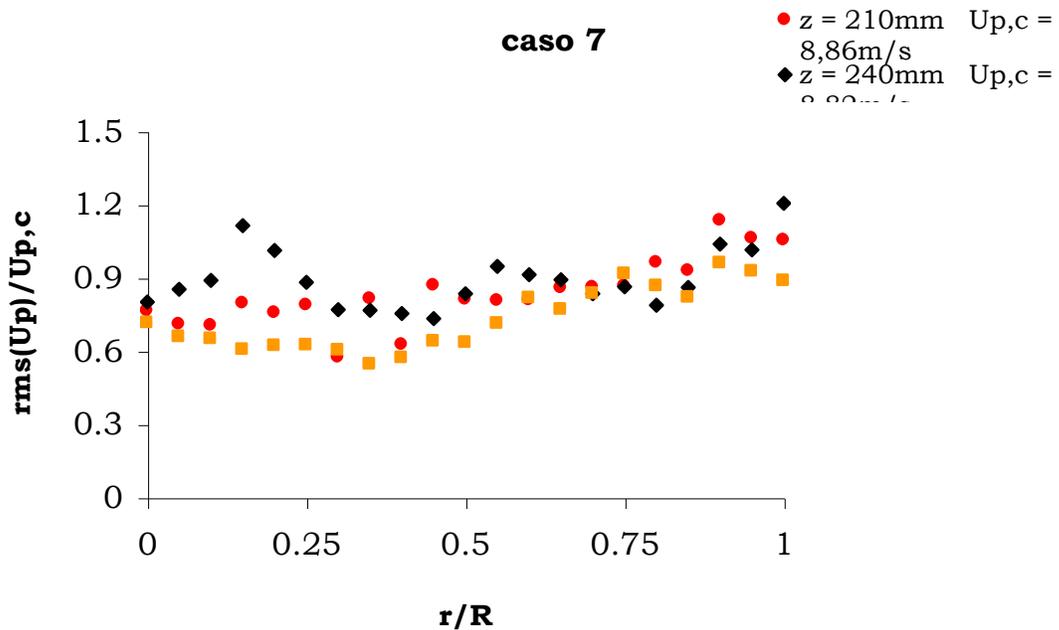


Figura 5.31. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 7.

Nos casos 7, 8 e 9, Figuras 5.31-5.33, 5.42 e 5.43, as diferenças na flutuação de velocidade das partículas são mais realçadas, e foi possível identificar que, após certa distância do bico do jato, a taxa de espalhamento das partículas aumentou tendo, como consequência, a ampliação da flutuação com o incremento das posições axiais.

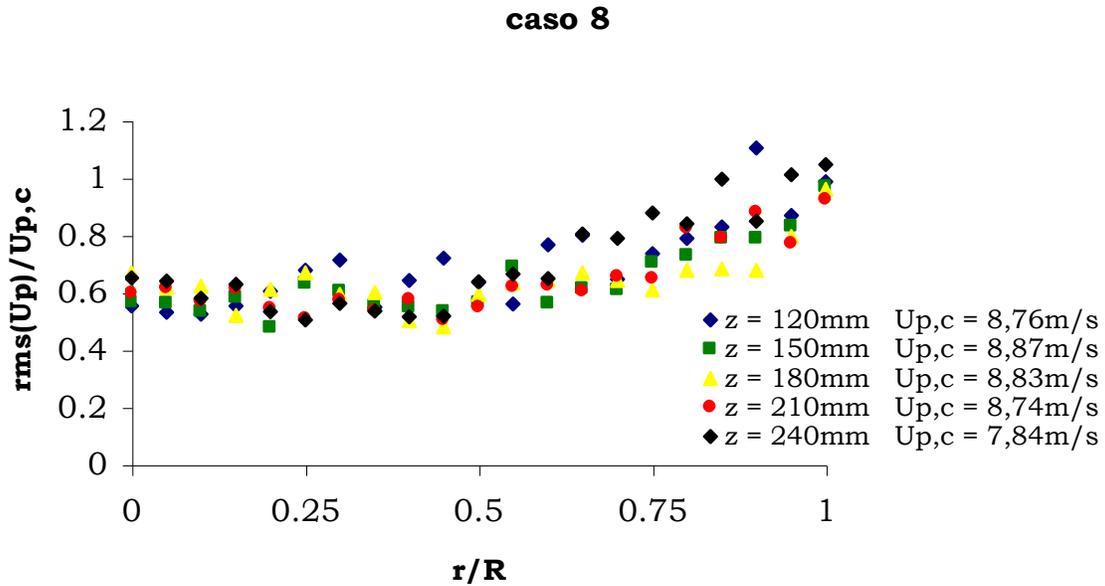


Figura 5.32. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 8.

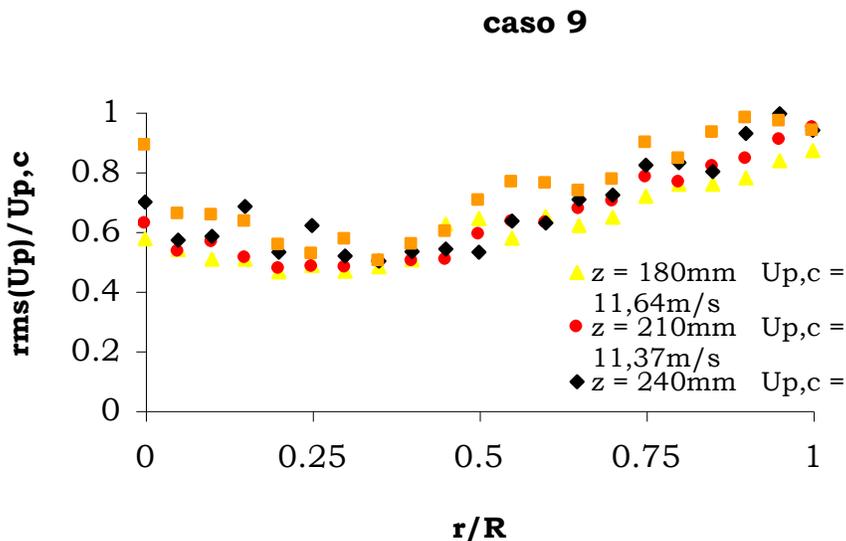


Figura 5.33. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 9.

As maiores diferenças encontradas entre os perfis de flutuação de velocidade das partículas, nas mesmas condições operacionais de fração de sólidos, foram observados para os casos 5 e 6, quando comparados aos casos 1-4, Figuras 5.34-5.38.

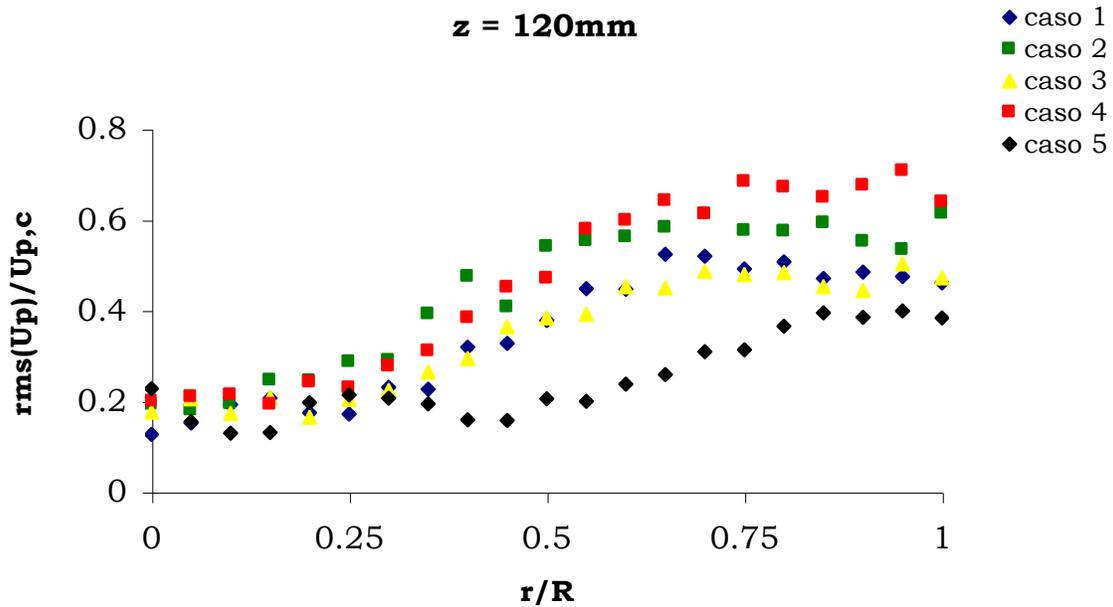


Figura 5.34. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas casos 1-5 – $z = 120mm$.

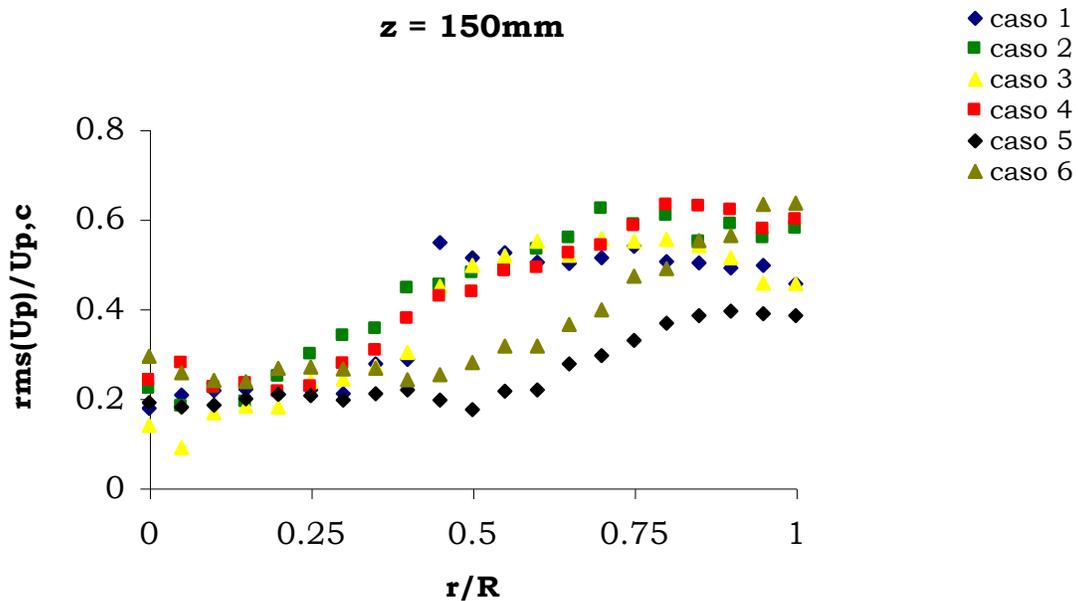


Figura 5.35. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas casos 1-6 – $z = 150mm$.

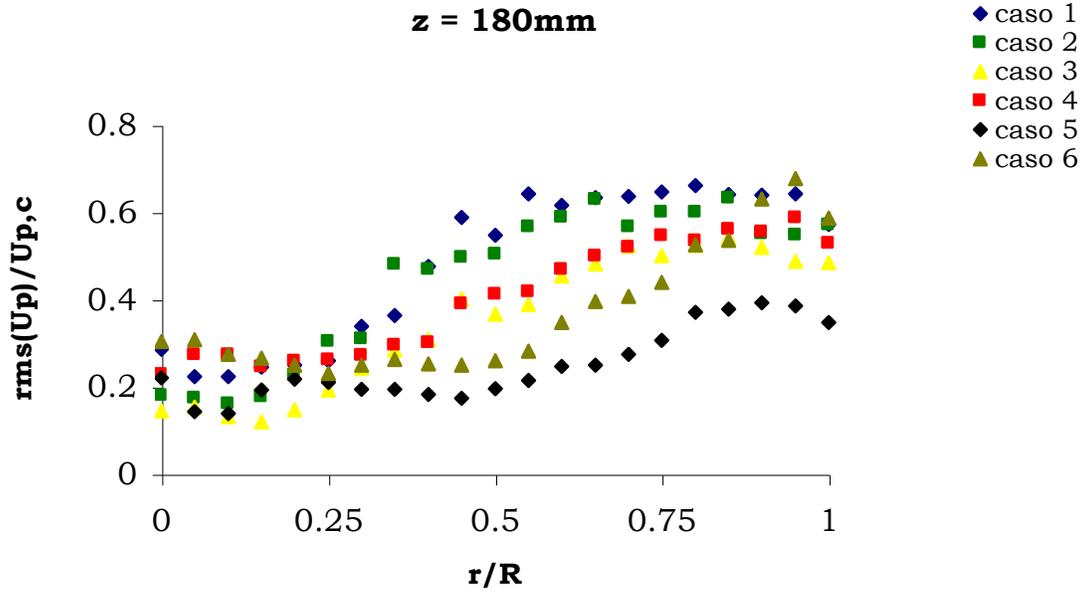


Figura 5.36. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas casos 1-6 – $z = 180\text{mm}$.

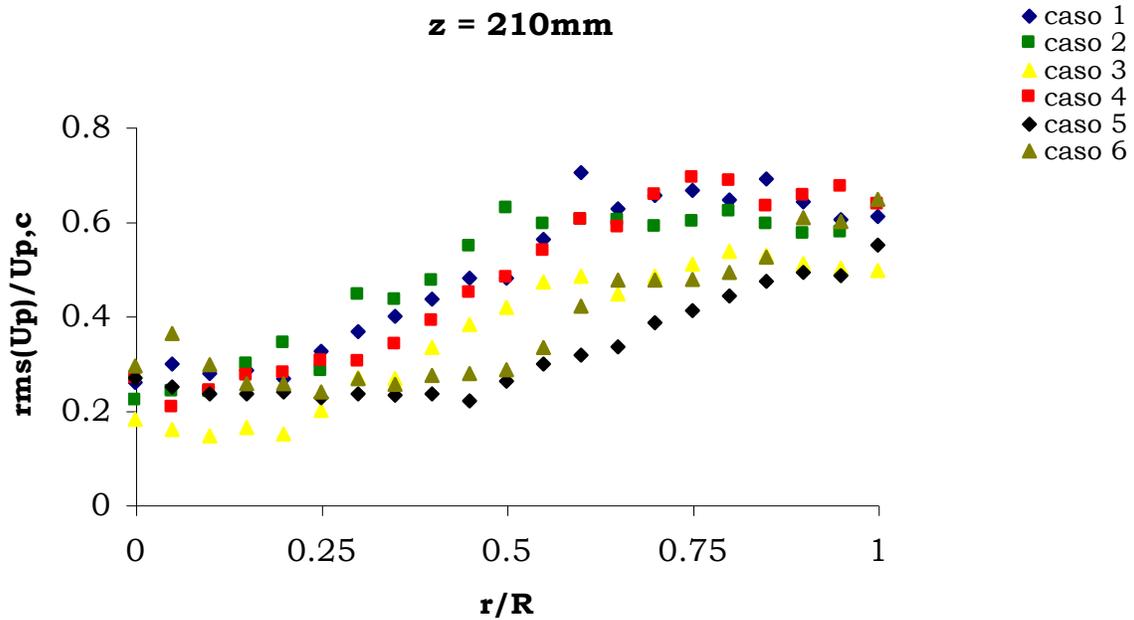


Figura 5.37. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas casos 1-6 – $z = 210\text{mm}$.

As partículas nestes casos tendem ainda mais a manter sua dinâmica, como discutido no Item 5.1.2, implicando em menor grau de flutuação de velocidade entre as mesmas na zona primária, mantendo o

perfil quase que constante, diferentemente do que acontece para os casos 1-4. Nestes últimos o grau de flutuação de velocidade das partículas aumenta gradativamente do centro radial até o que seria o final da zona primária para os casos 7-9.

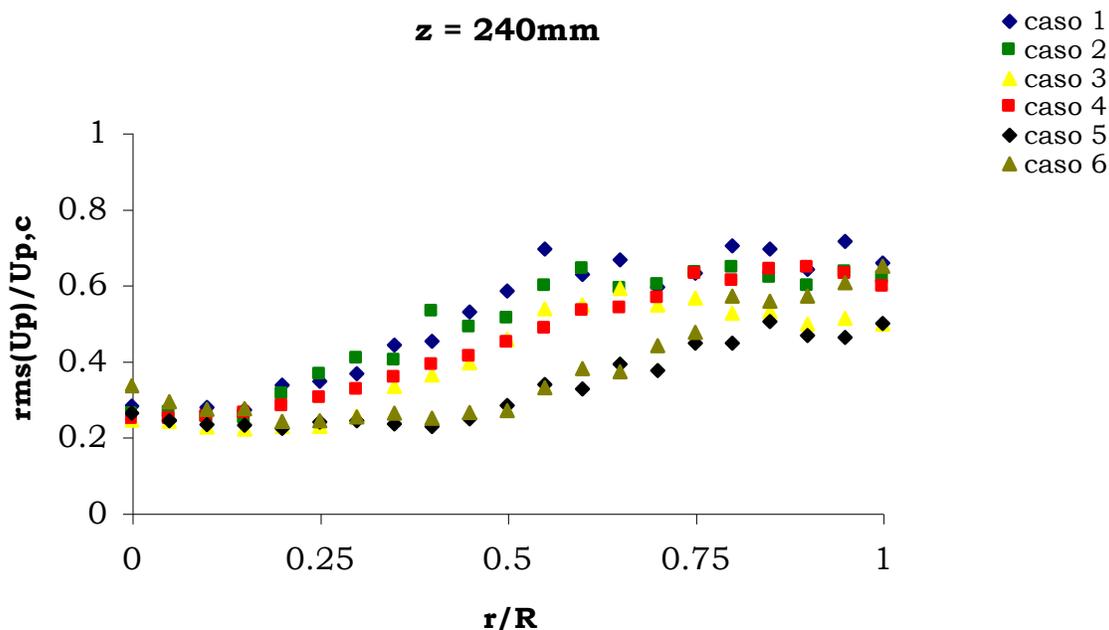


Figura 5.38. Perfis comparativos de flutuação velocidade das partículas casos 1-6 - z = 240mm.

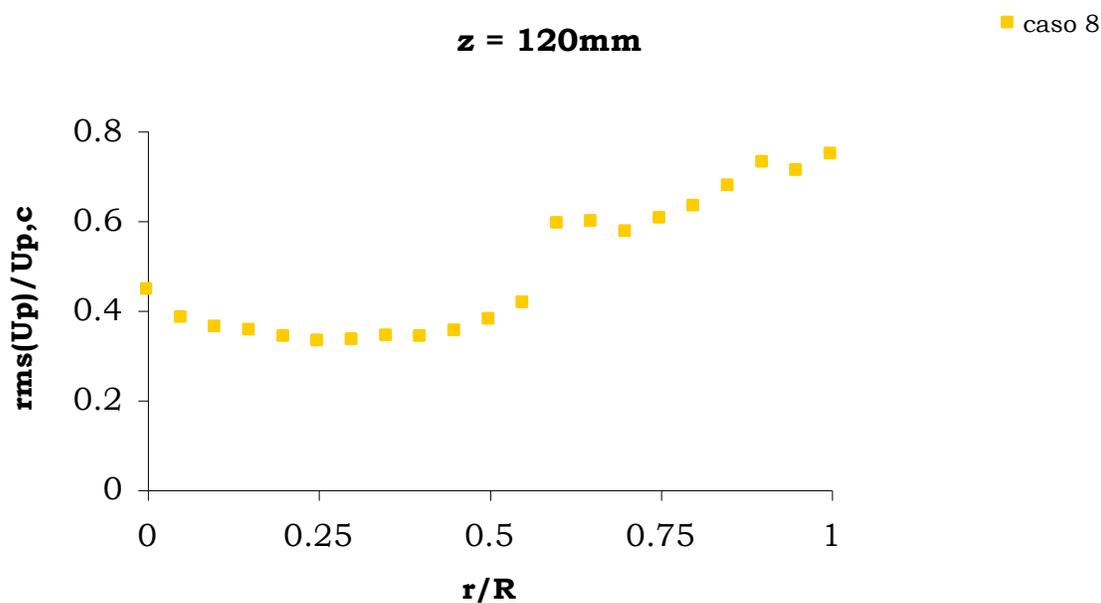


Figura 5.39. Perfil de flutuação de velocidade das partículas - caso 8 - z = 120mm.

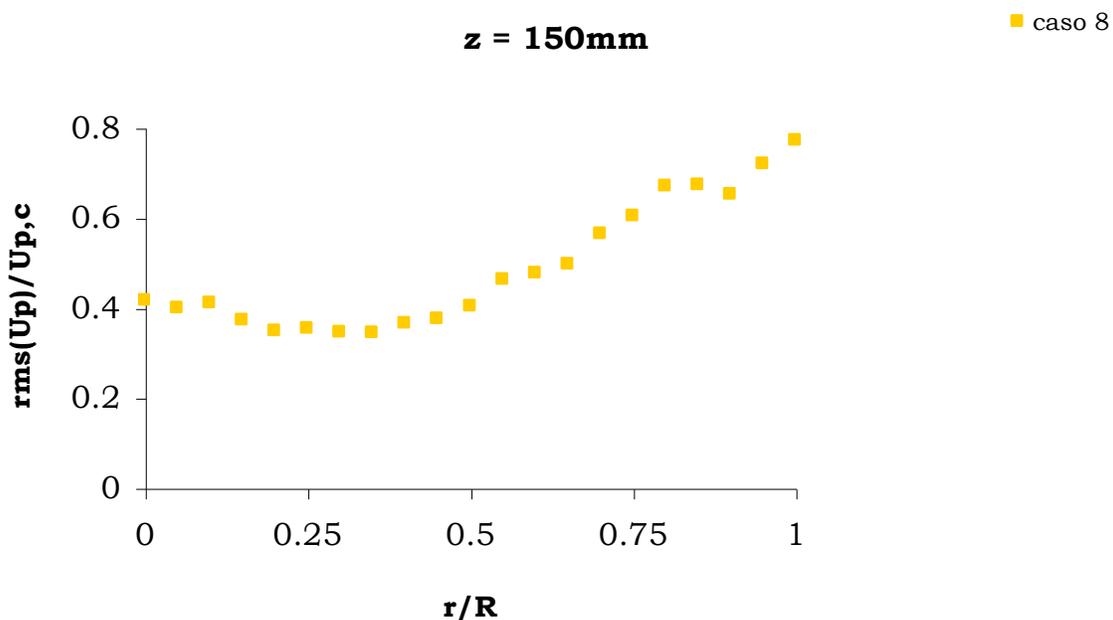


Figura 5.40. Perfil de flutuação de velocidade das partículas - caso 8 – z = 150mm.

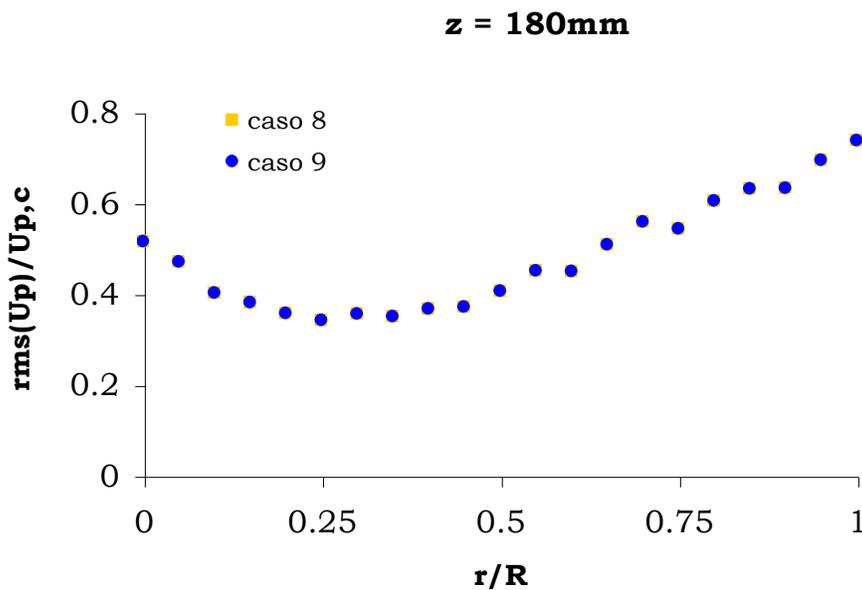


Figura 5.41. Perfis comparativos de flutuação de velocidade das partículas casos 8 e 9 – z = 180mm.

Nas Figuras 5.43 e 5.44 os valores de flutuação de velocidade das partículas, para os casos 7 e 9 mostraram ter a mesma magnitude entre os seus menores e maiores níveis. Além disso, este efeito relacionado ao caso

8, Figuras 5.39-5.43, não deve estar relacionado com a presença de jatos adjacentes no escoamento confinado, uma vez que o caso 7 também tem fluxos adjacentes e não mostra tal comportamento.

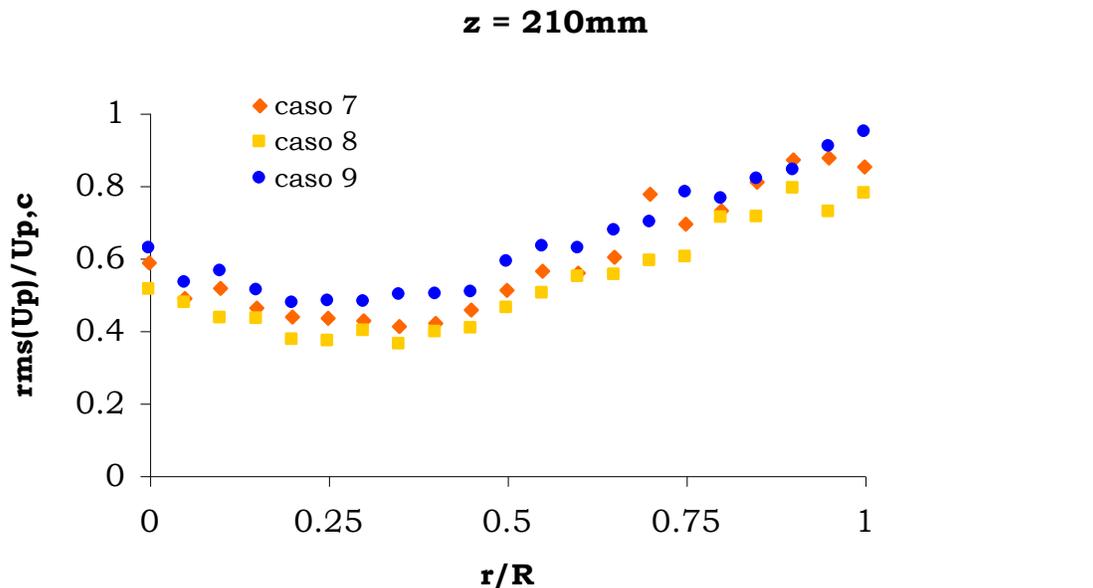


Figura 5.42. Perfis comparativos de flutuação de velocidade das partículas casos 7-9 – z = 210mm.

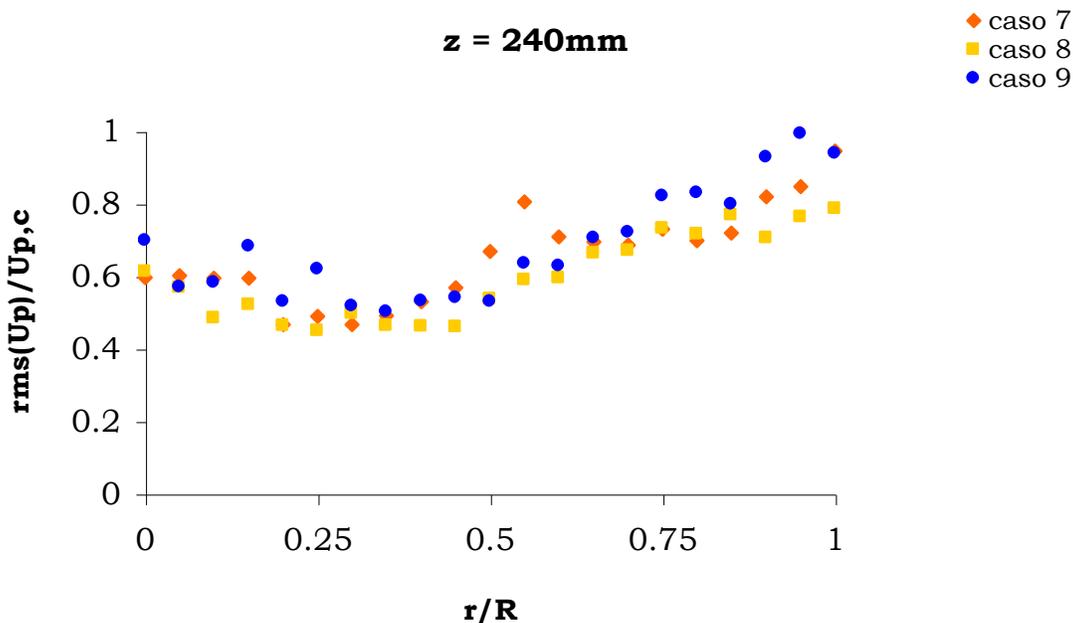


Figura 5.43. Perfis comparativos de flutuação de velocidade das partículas casos 7-9 – z = 240mm.

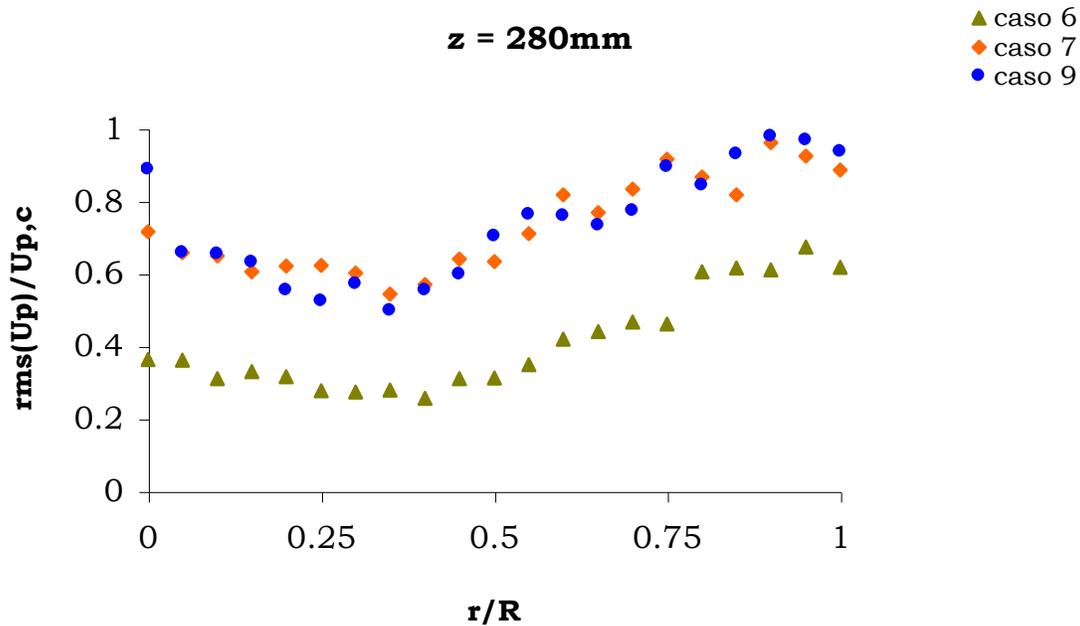


Figura 5.44. Perfis comparativos de flutuação de velocidade das partículas casos 6, 7 e 9 – $z = 280\text{mm}$.

5.1.4. Intensidade de Turbulência Experimental

As análises de intensidade de turbulência da fase sólida para os nove casos de estudo são apresentadas e investigadas como fora para os Itens 5.1.2 e 5.1.3. As Figuras 5.45-5.53 mostram os perfis radiais de intensidade de turbulência das partículas (%Tb) e as Figuras 5.54-5.64, apresentam os perfis axiais nas mesmas posições mensuradas e características de escoamento, como aqueles apresentados para a velocidade média nas Figuras 5.5-5.24 e flutuação de velocidade das partículas nas Figuras 5.25-5.44.

Percebe-se que para os casos 1-6, Figuras 5.45-5.50, a intensidade de turbulência, no centro do jato, mantém-se em torno de 5% e que ao final da linha de medição (20mm) esta tem também igual valor, porém em maior grau, em torno de 20%. Observa-se aqui, novamente, o diferenciado comportamento dos casos 5 e 6 perante aos casos 1-4, aqueles que fração inicial de sólidos e moderadas velocidades pertencem ao mesmo grupo. A

partir dos 5mm radiais acontece tal diferenciação, enquanto que os casos 1-4 aumentam gradativamente a intensidade de turbulência, os casos 5 e 6 mantêm a mesma propriedade constante até aproximadamente 10mm radialmente do centro do jato, para daí então dar tomada ascendente.

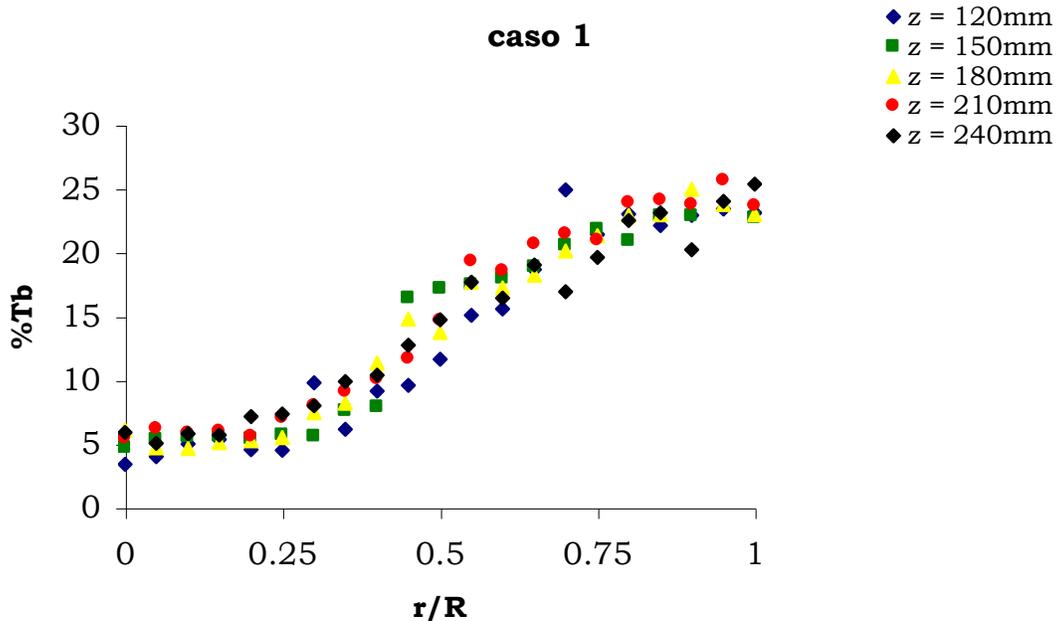


Figura 5.45. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 1.

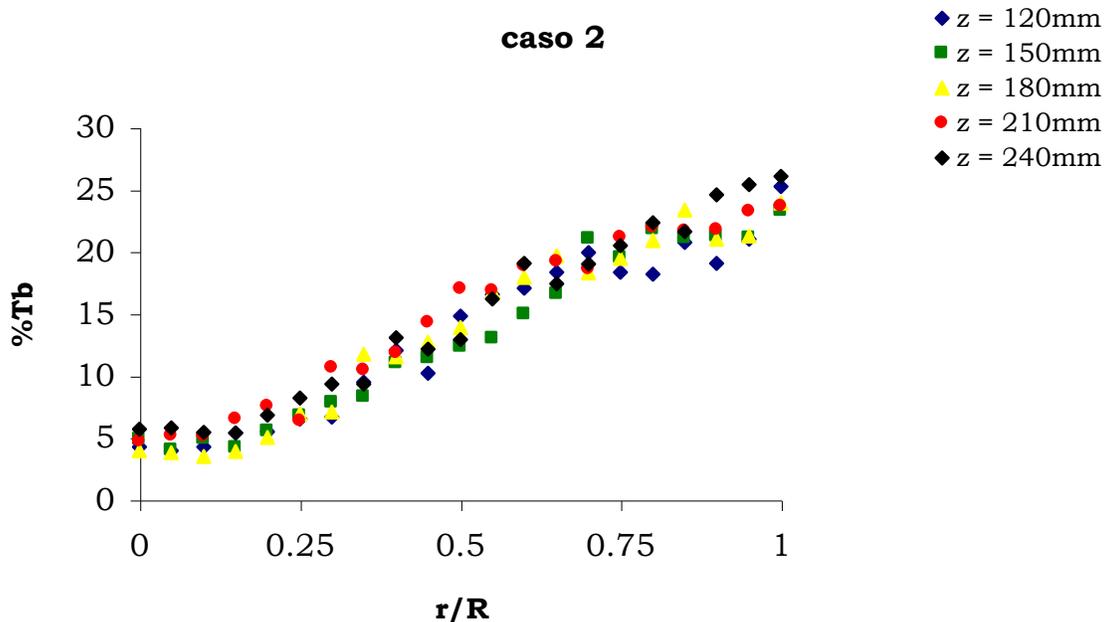


Figura 5.46. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 2.

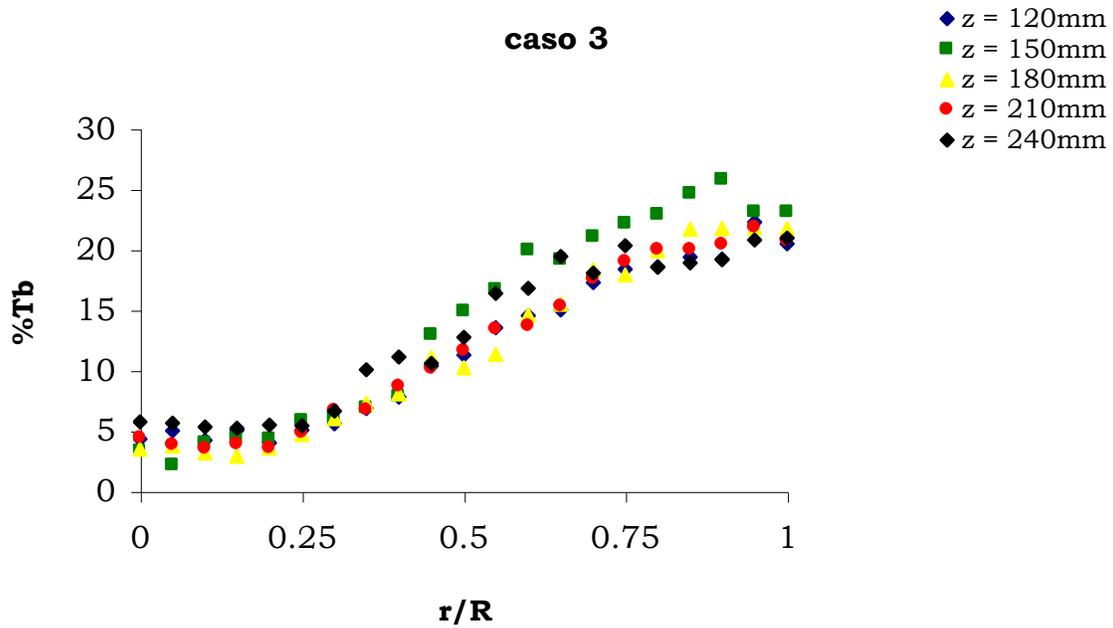


Figura 5.47. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 3.

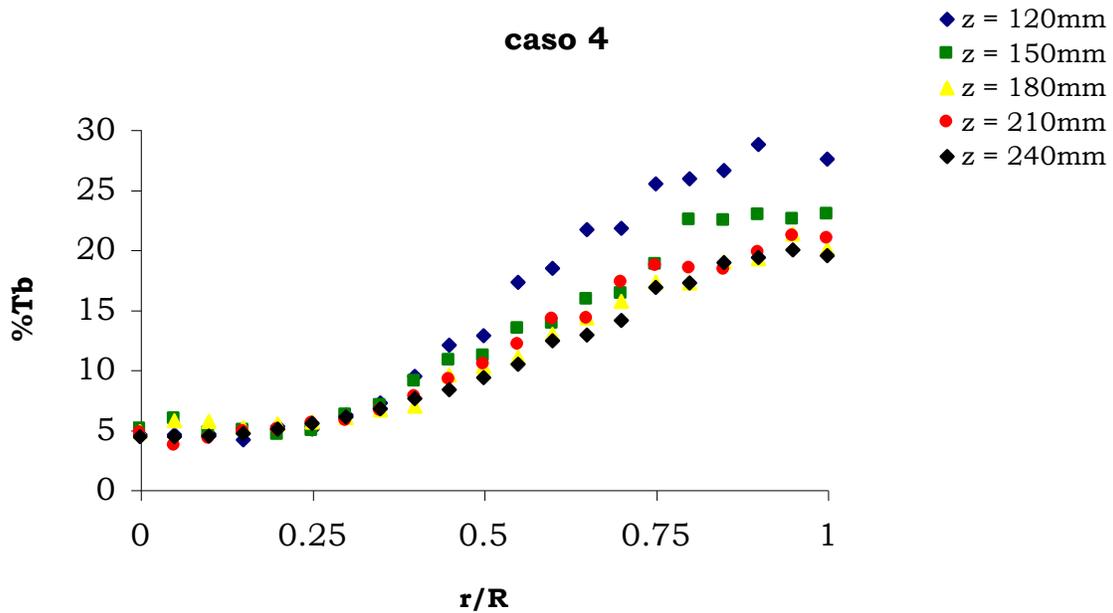


Figura 5.48. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 4.

A intensidade de turbulência foi obtida de acordo com os dados de velocidade média e flutuação de velocidade das partículas. Além disso, esta intensidade na linha central do jato aumenta com o incremento da posição

axial. Isso mostra que o escoamento de gás nos jatos adjacentes não interfere na intensidade de turbulência das partículas do escoamento principal.

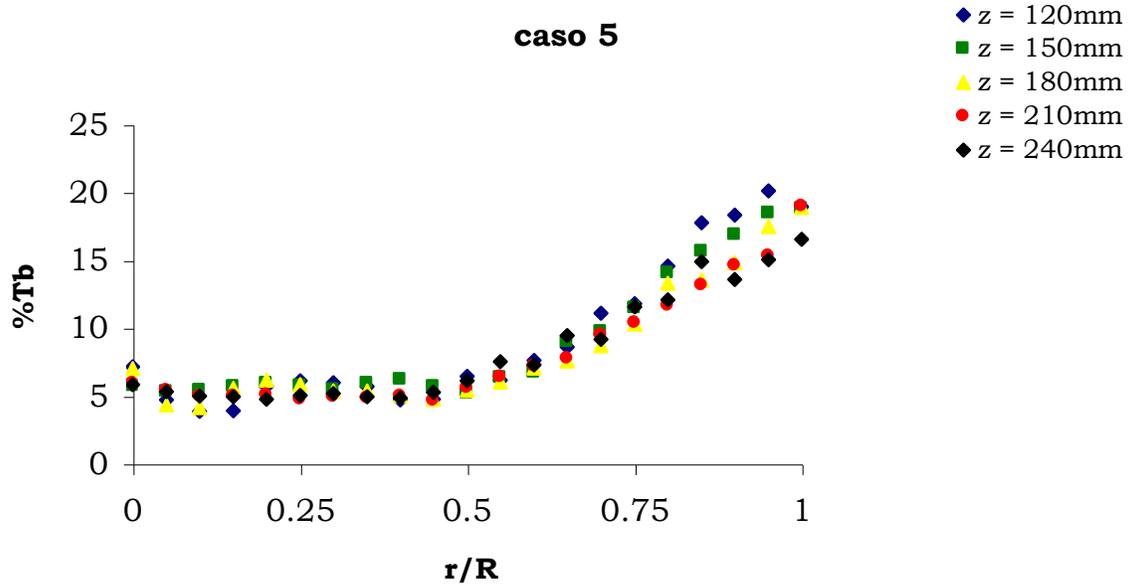


Figura 5.49. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 5.

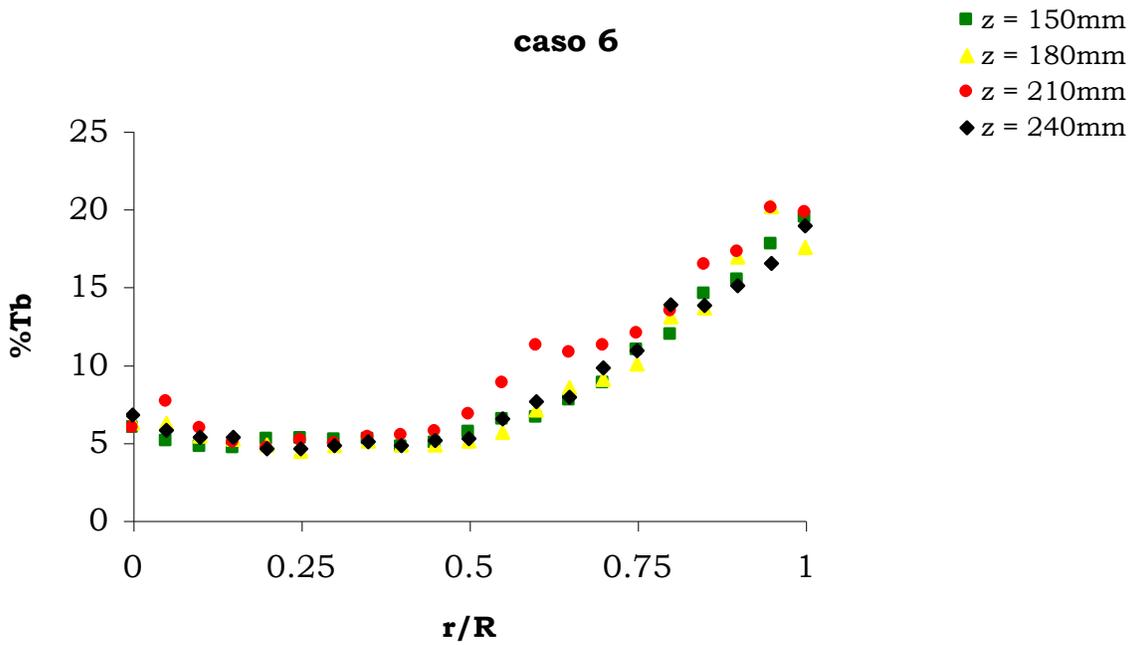


Figura 5.50. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 6.

Nas Figuras 5.51-5.53, casos 7-9, a intensidade de turbulência em comparação com os casos anteriores é maior no centro do jato (entre 6 e 8%), no entanto menor ao fim da linha de medição (entre 10 e 14%).

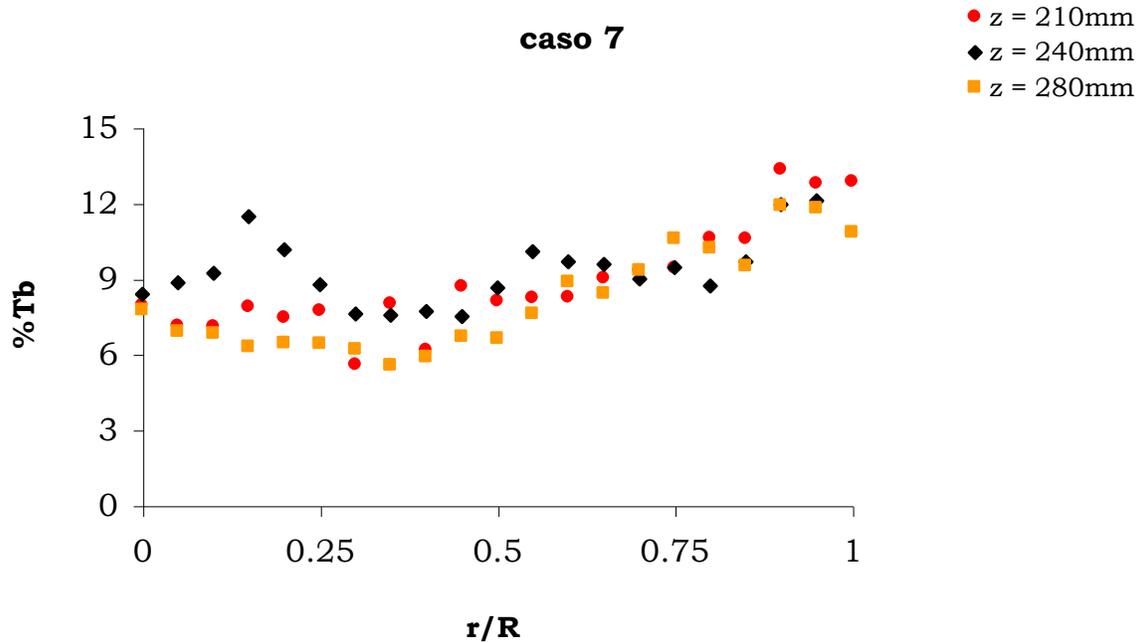


Figura 5.51. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 7.

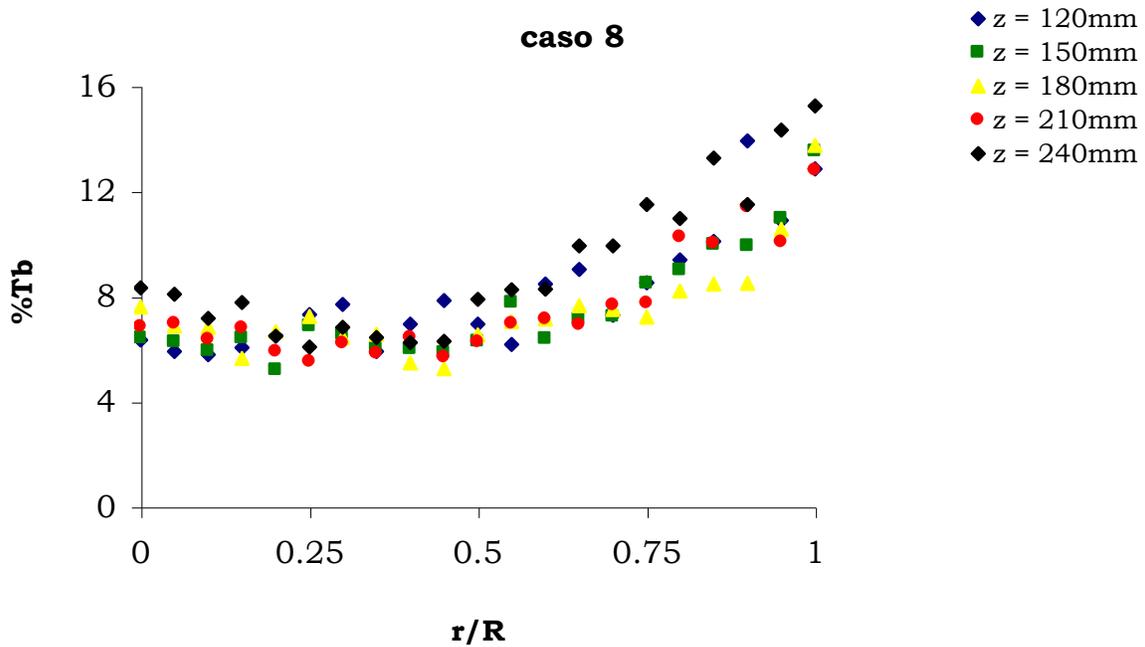


Figura 5.52. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 8.

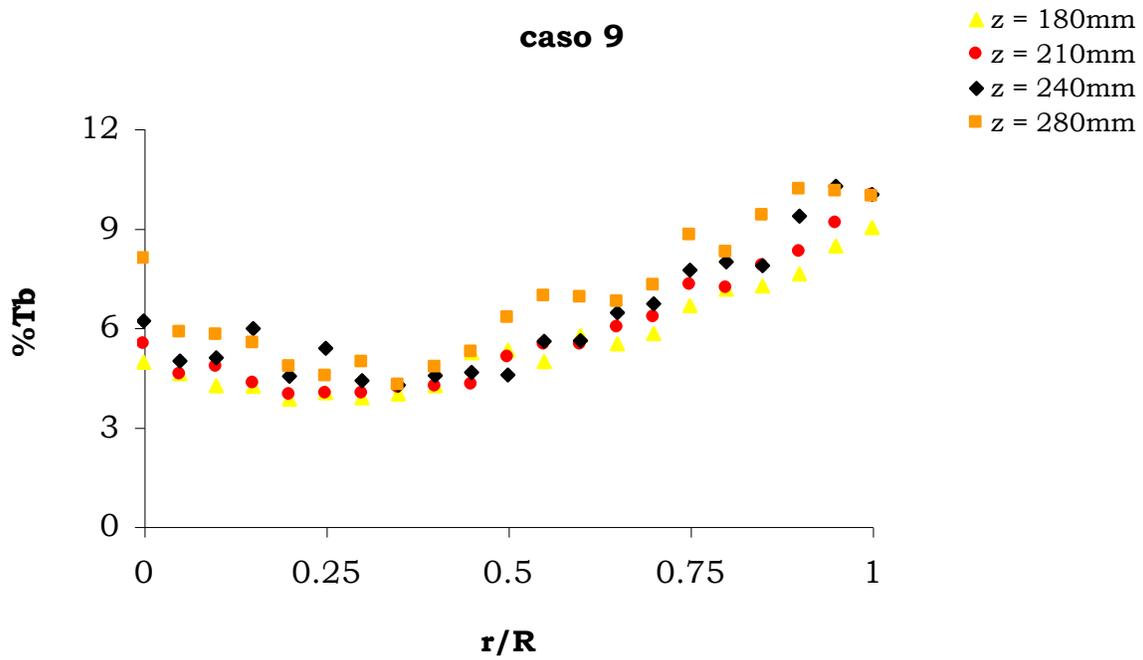


Figura 5.53. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 9.

Os perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas em diferentes posições axiais são apresentados para todos os casos de estudo, nas determinadas seções transversais, nas Figuras 5.54-5.64.

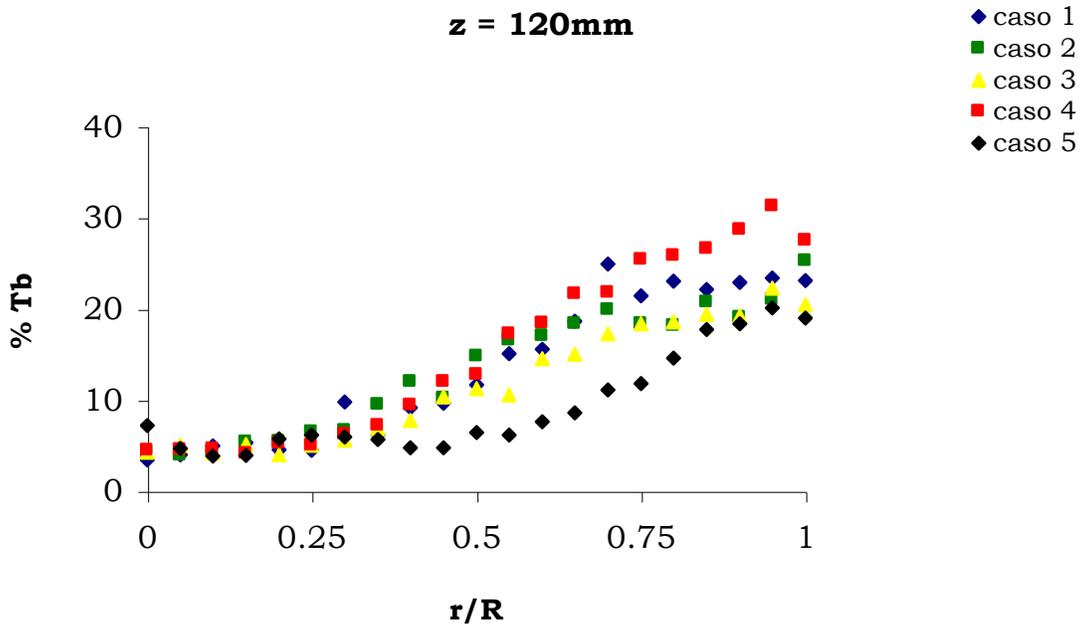


Figura 5.54. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas casos 1-5 – z = 120mm.

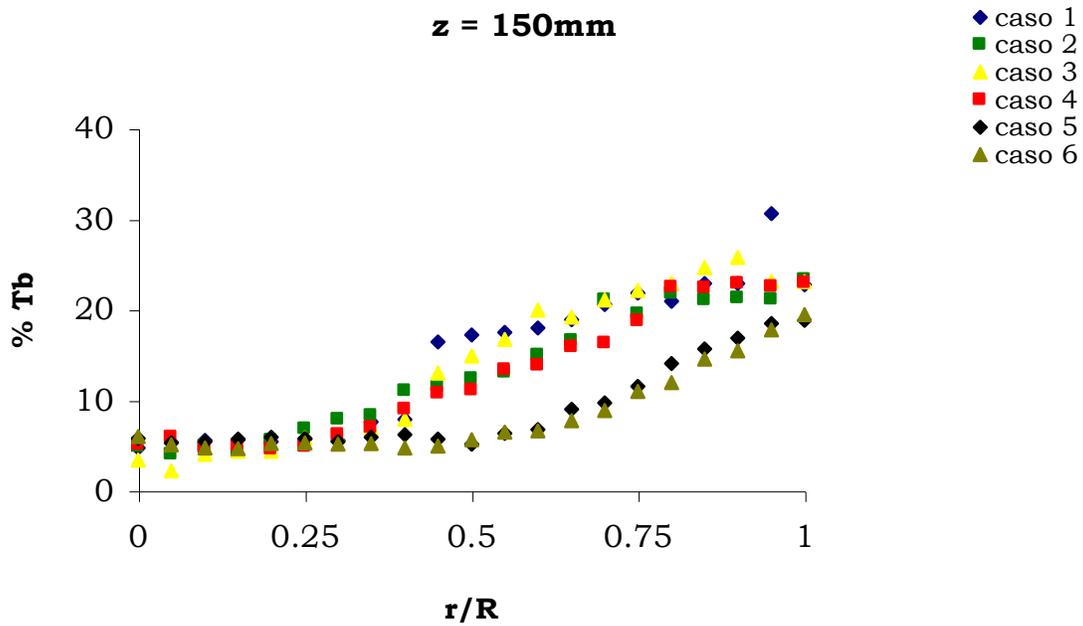


Figura 5.55. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas casos 1-6 – z = 150mm.

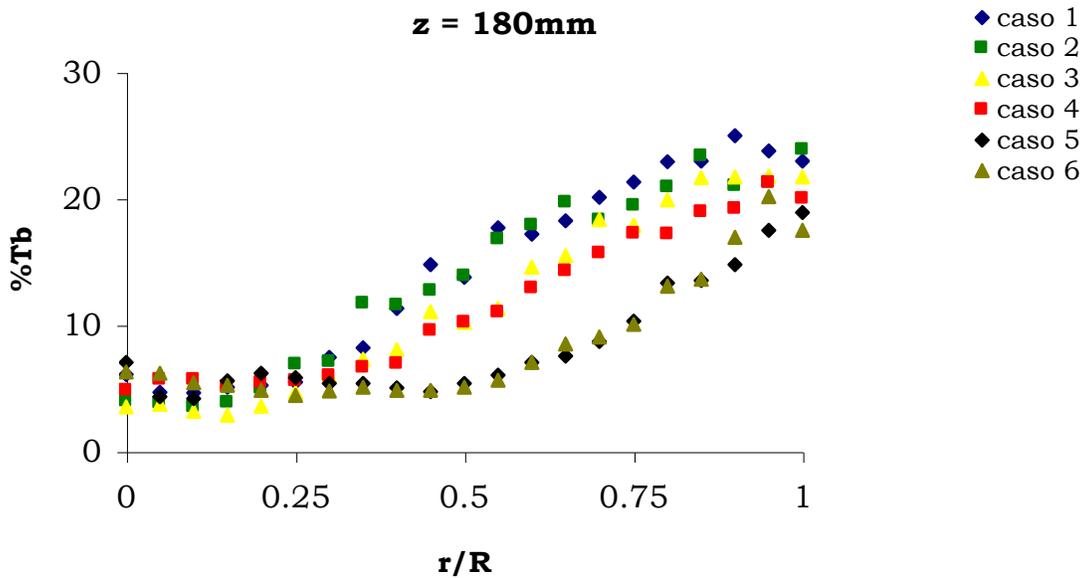


Figura 5.56. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas casos 1-6 – z = 180mm.

Observam-se os perfis de intensidade de turbulência para os casos 5 (Figuras 5.49 e 5.54-58), e 6 (Figuras 5.50 e 5.55-5.58), comportando-se identicamente aos casos 7-9 (Figuras 5.51-5.53 e 5.59-5.64), mais

especialmente quando analisada a [Figura 5.64](#), onde são confrontados os casos 6, 7 e 9 em uma distância igual a 280mm do bico do jato bifásico.

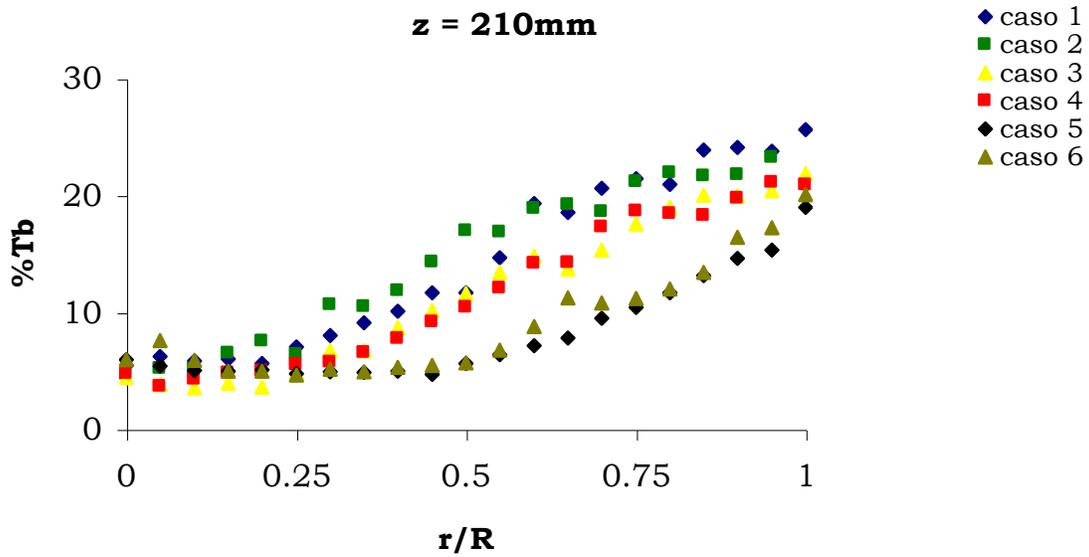


Figura 5.57. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas casos 1-6 - z = 210mm.

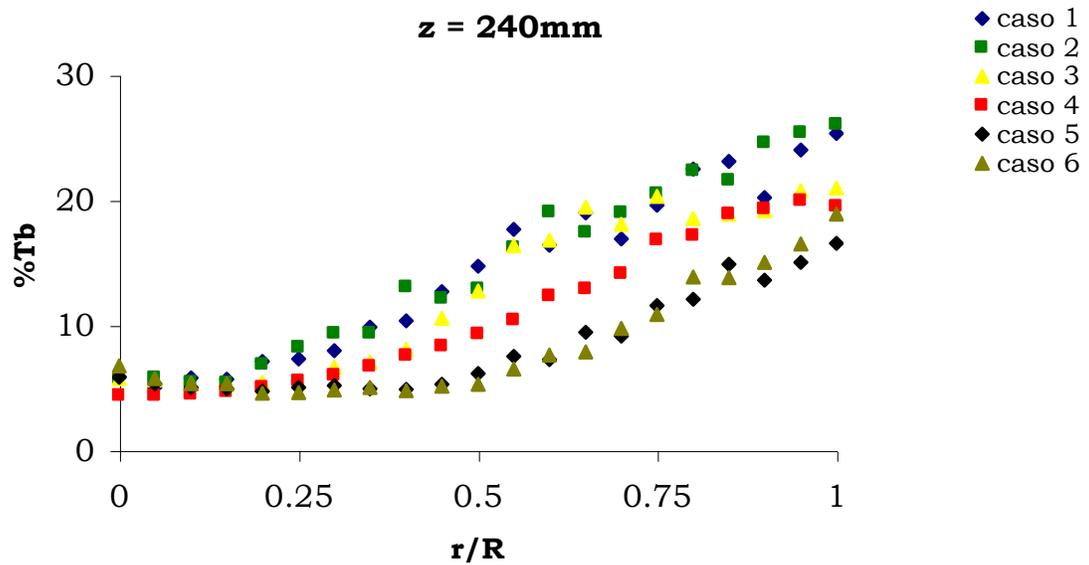


Figura 5.58. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas casos 1-6 - z = 240mm.

Os casos 1-4, como já mencionado anteriormente, mantêm-se no mesmo padrão percentual de intensidade de turbulência por toda a extensão radial mensurada, conforme apresentados nas Figuras 5.54-5.58.

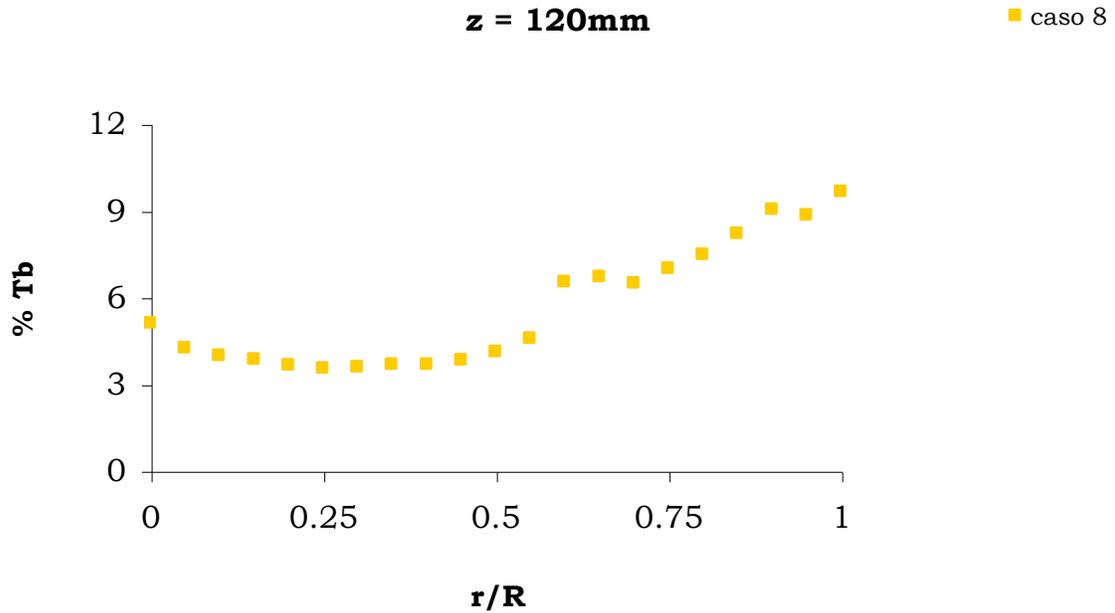


Figura 5.59. Perfil de intensidade de turbulência das partículas - caso 8 – z = 120mm.

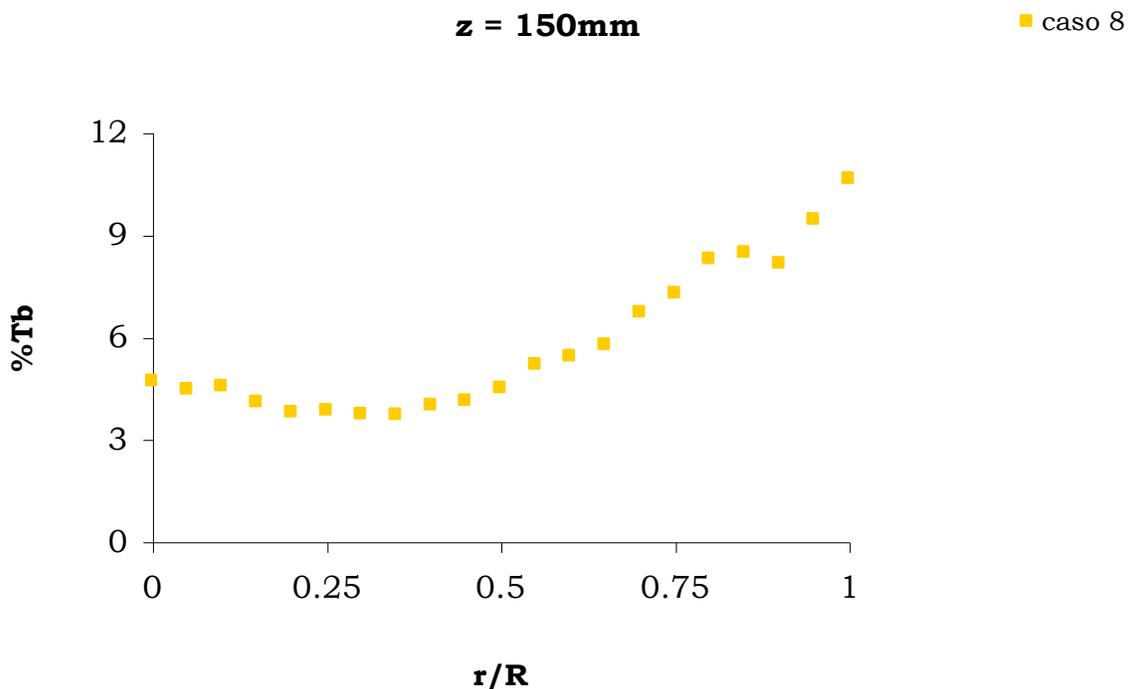


Figura 5.60. Perfil de intensidade de turbulência das partículas - caso 8 – z = 150mm.

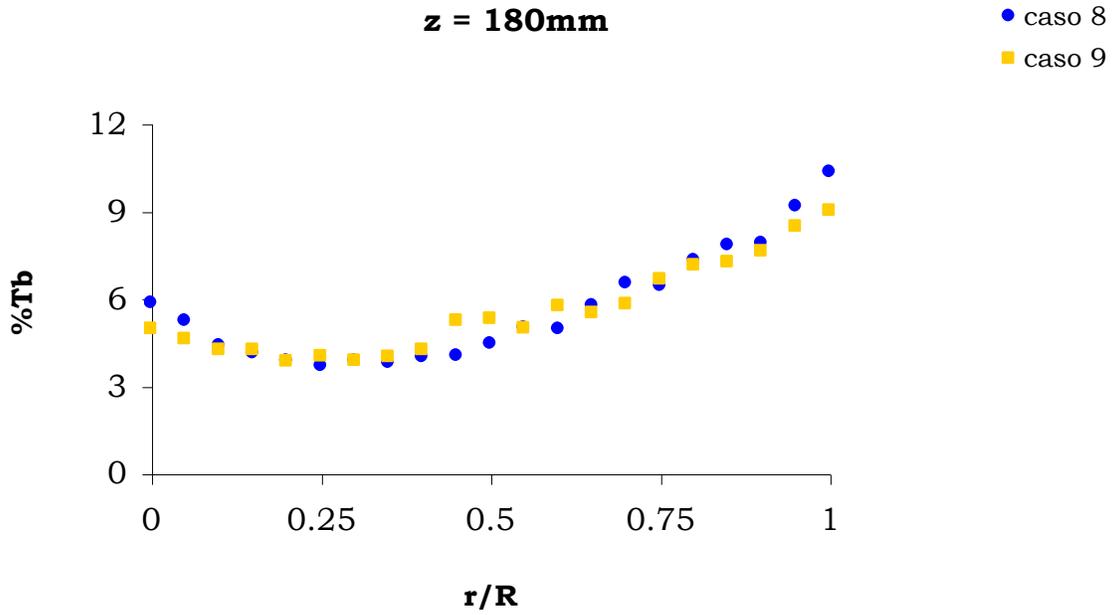


Figura 5.61. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas casos 8 e 9 – z = 180mm.

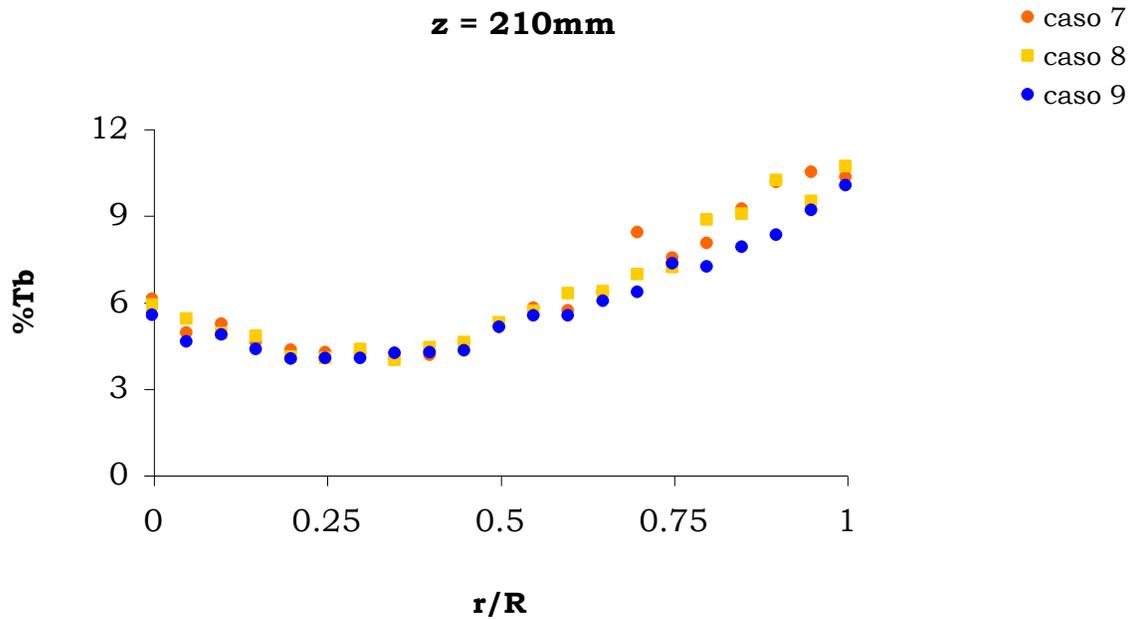


Figura 5.62. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas casos 7-9 – z = 210mm.

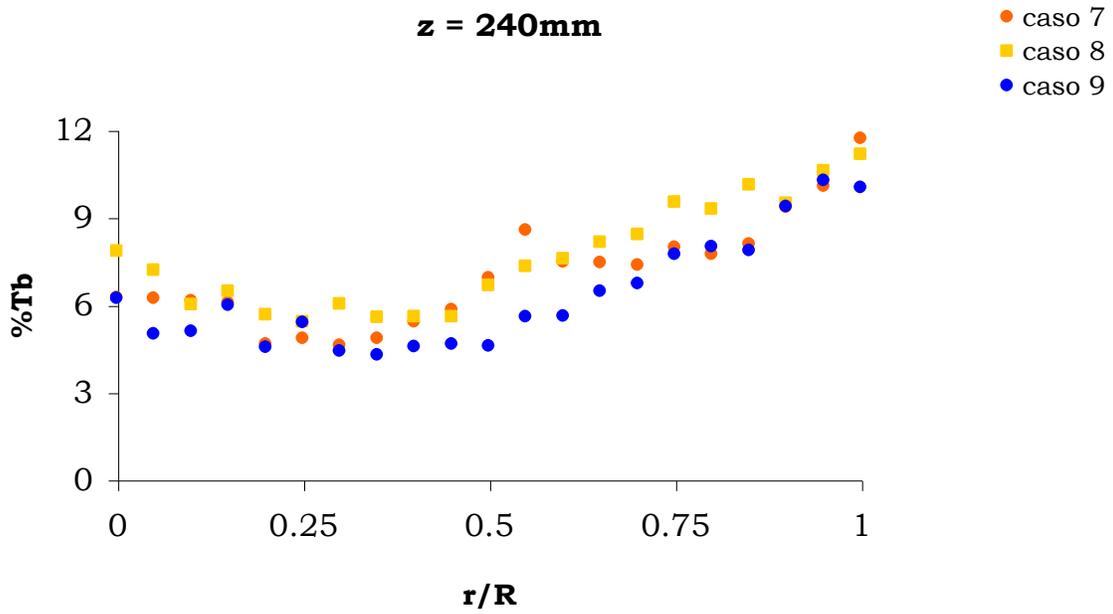


Figura 5.63. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas casos 7-9 – z = 240mm.

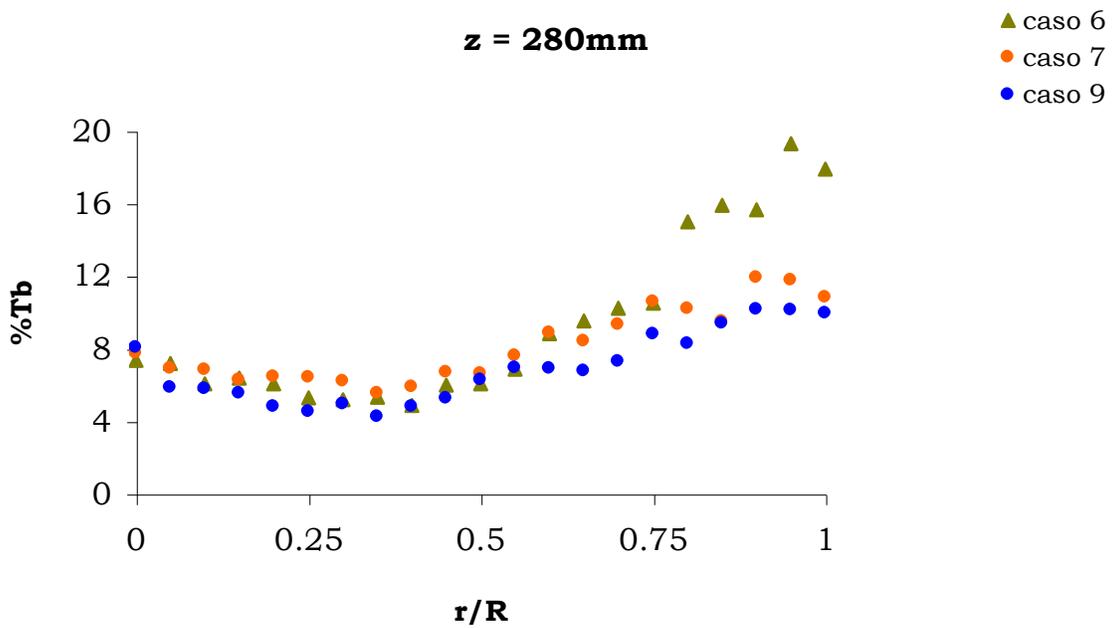


Figura 5.64. Perfis comparativos de intensidade de turbulência das partículas casos 6, 7 e 9 – z = 280mm.

5.1.5. Comparação entre Casos Confinado e Livre

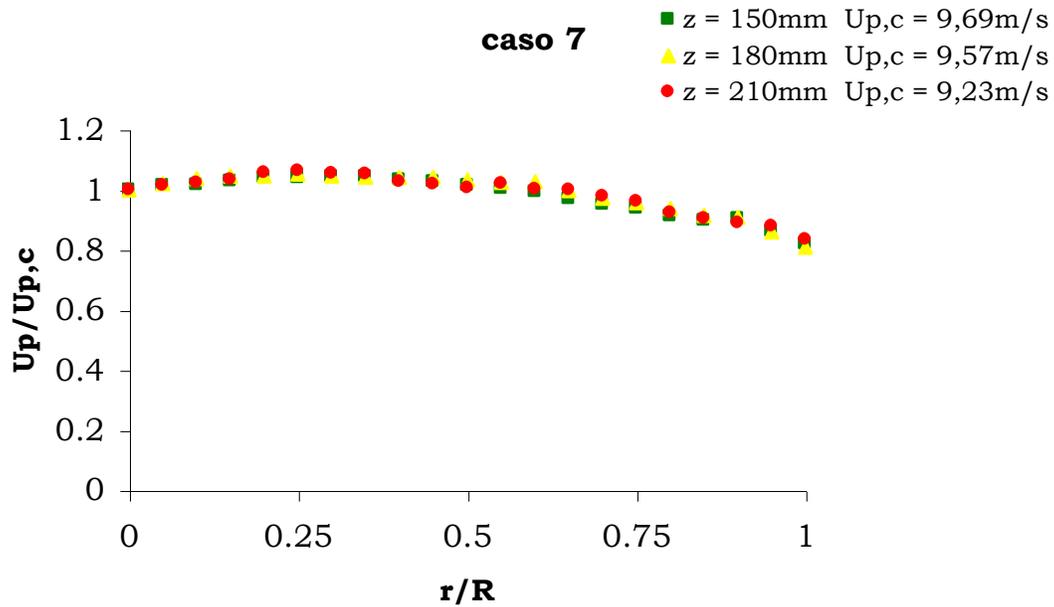
As análises dos perfis de velocidade média, flutuação de velocidade e intensidade de turbulência da fase sólida são apresentados para os escoamentos bifásicos (gás-sólido) em jatos confinado e livre, carregados com partículas entre 60 e 90 μ m de diâmetro e mensurados em diferentes posições axiais.

A velocidade média e a velocidade de flutuação das partículas são normalizadas com a velocidade central das mesmas, na posição axial desejada ($U_{p,c}$), permitindo o incremento de nível dos critérios de comparação dos dados adquiridos. A fim de desenvolver uma análise completa nas regiões desenvolvidas do jato, quatro diferentes casos de estudo, três sob condição de confinamento (casos 7, 8 e 9) e um em jato livre (denominado caso 10), são investigados individualmente e entre si. Dados para a composição do caso 10 foram retirados de Decker (2008) acerca de estruturas de escoamento em jato circular gás-sólido livre.

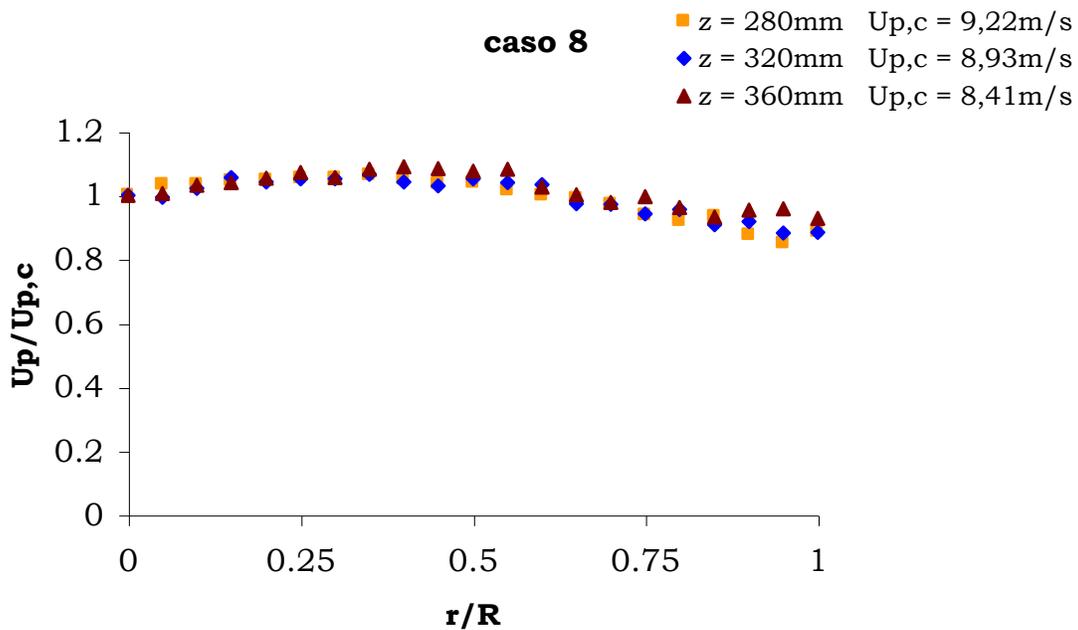
Nesta análise uma comparação entre os escoamentos em jatos confinado e livre é realizada, a fim de observar a influência destas condições sobre o perfil das partículas. Além disso, os casos 7, 8 e 9 pretendem salientar a forma como o escoamento dos jatos se comporta axialmente com a presença de fluxos de ar adjacentes em diferentes posições, na região desenvolvida do jato. O caso 10 de estudo é dedicado ao escoamento em jato livre e este investiga a influência, nas diferentes posições axiais, sobre os perfis de velocidade média, a flutuação velocidade e intensidade turbulência das partículas.

Os dados de velocidade média das partículas foram tomados nas posições axiais de 150, 180 e 210mm para o caso 7; 280, 320 e 360mm para o caso 8; 210, 240 e 280mm para o caso 9, e finalmente 180, 210 e 240mm para o caso 10, tal como apresentado nas [Figuras 5.65-5.68](#). O

caso 7 é revisto na [Figura 5.65](#), o caso 8 na [Figura 5.66](#), o caso 9 na [Figura 5.67](#) e, finalmente, o caso 10 (escoamento livre) é apresentado na [Figura 5.68](#).



[Figura 5.65](#). Perfis normalizados de velocidade média das partículas – caso 7 escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes.



[Figura 5.66](#). Perfis normalizados de velocidade média das partículas – caso 8 escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes.

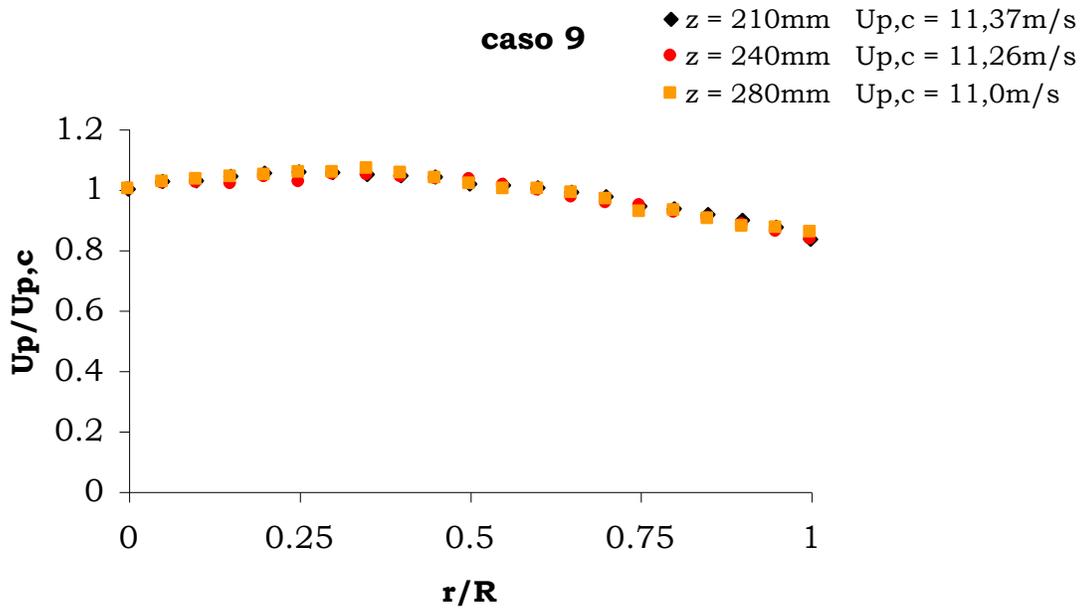


Figura 5.67. Perfis normalizados de velocidade média das partículas – caso 9 escoamento em jato confinado sem velocidades adjacentes.

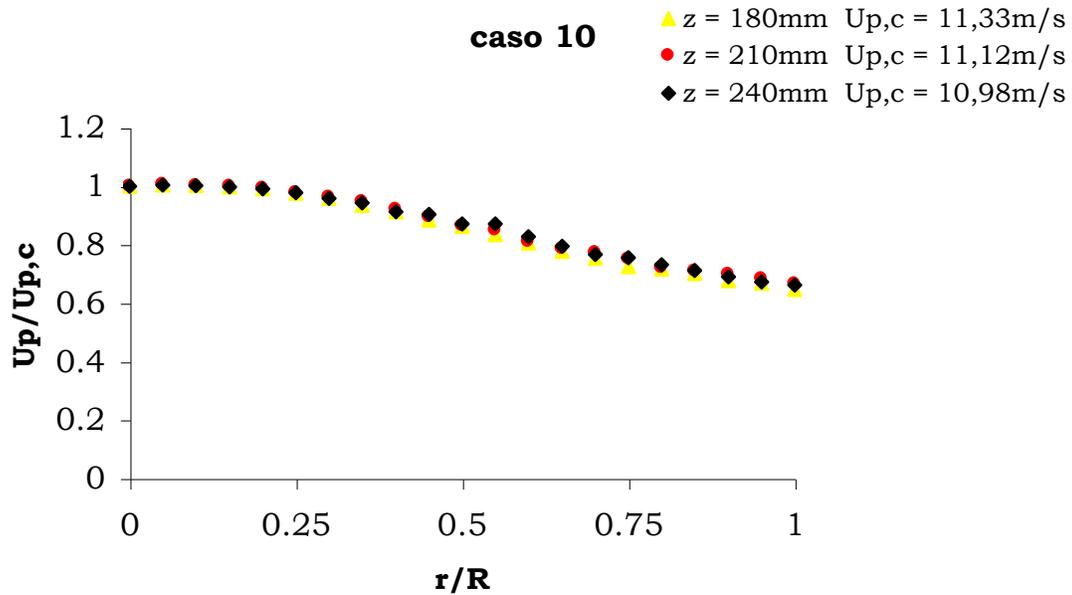


Figura 5.68. Perfis normalizados de velocidade média das partículas – caso 10 escoamento em jato livre.

No caso 10, Figura 5.68, é possível observar o pico das mais altas velocidades no centro do jato (Decker (2008)) diferentemente dos casos de jato em confinamento. O escoamento em jato livre não apresentou o

mesmo comportamento observado nos casos confinados quanto ao deslocamento das maiores velocidades, ou seja, um comportamento análogo ao escoamento em dutos.

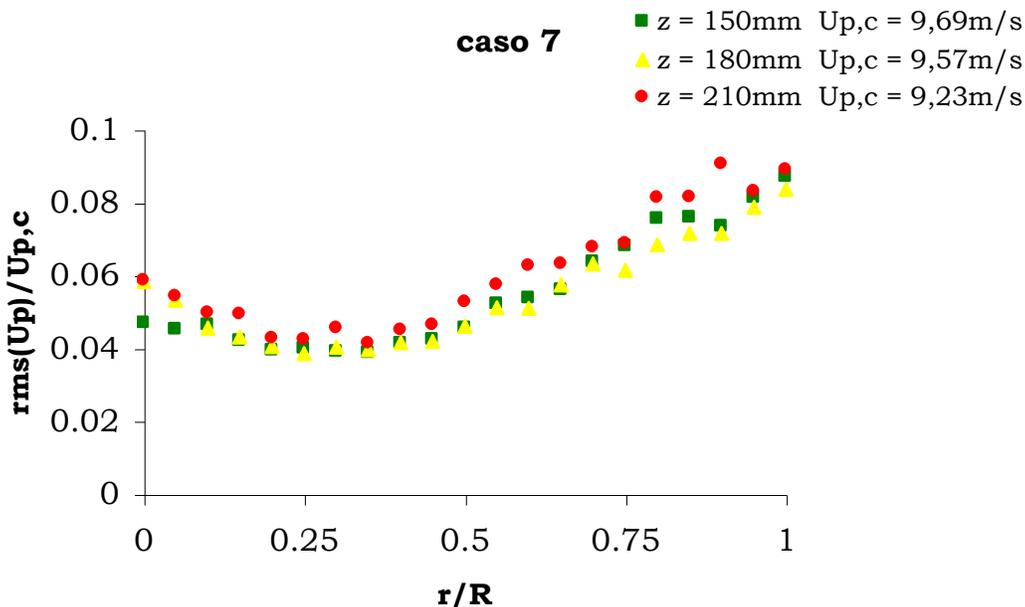


Figura 5.69. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 7 escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes.

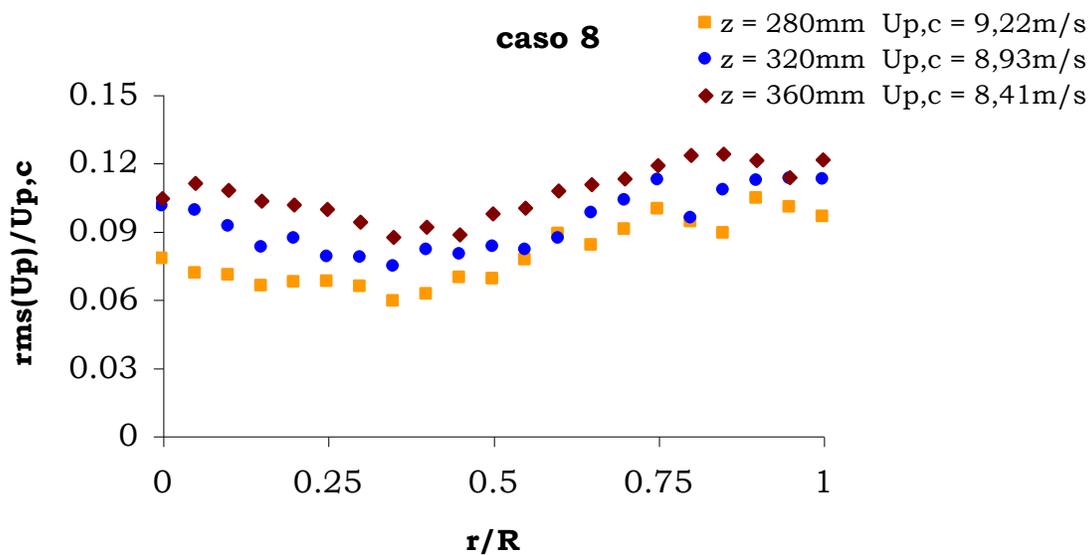


Figura 5.70. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 8 escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes.

A Figura 5.68 indica que, mesmo para o escoamento em jato livre, não existe dependência dos perfis de velocidade média das partículas com o aumento das distâncias axiais do bico do jato nos pontos mensurados. Uma comparação detalhada entre os jatos confinado e livre é realizada nas Figuras 5.77-5.79.

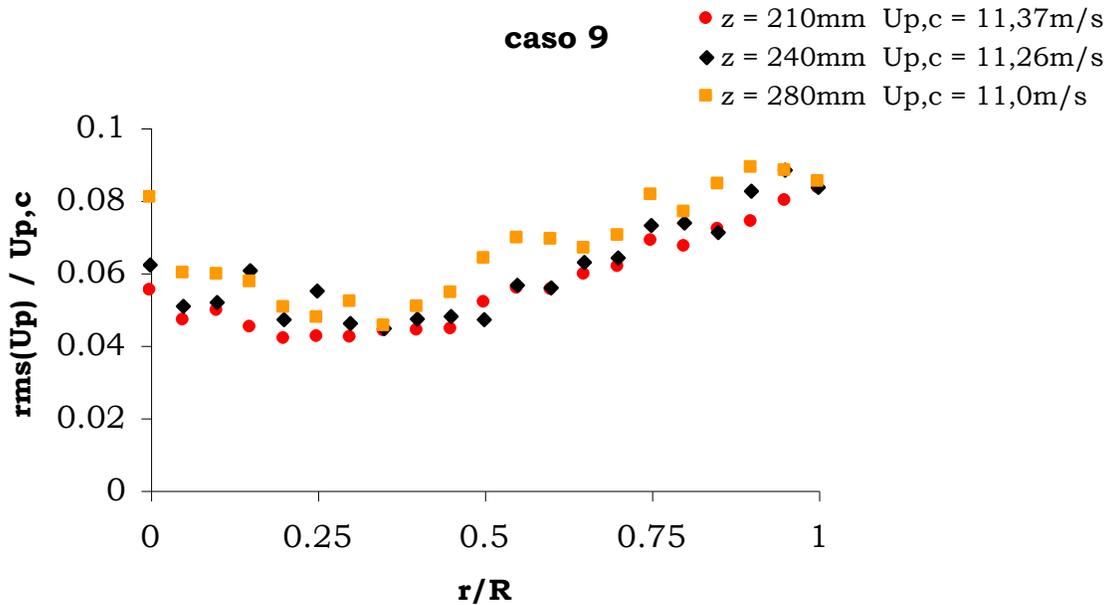


Figura 5.71. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 9 escoamento em jato confinado sem velocidades adjacentes.

A Figura 5.72 mostra o comportamento da flutuação de velocidade das partículas no escoamento em jato livre. Neste estudo, os menores valores de velocidade *RMS* são encontrados na linha central do jato e aumentam com o incremento da posição radial até uma determinada distância.

Quando comparado aos dados do comportamento da flutuação de velocidade das partículas no escoamento confinado (Figuras 5.69-5.71), observa-se que este último apresentou maior variação tanto axial quanto radial. Este efeito foi relatado por Hadinoto *et al.* (2005) em seus estudos

sobre a dependência do número de Reynolds na modelagem da turbulência na fase gás.

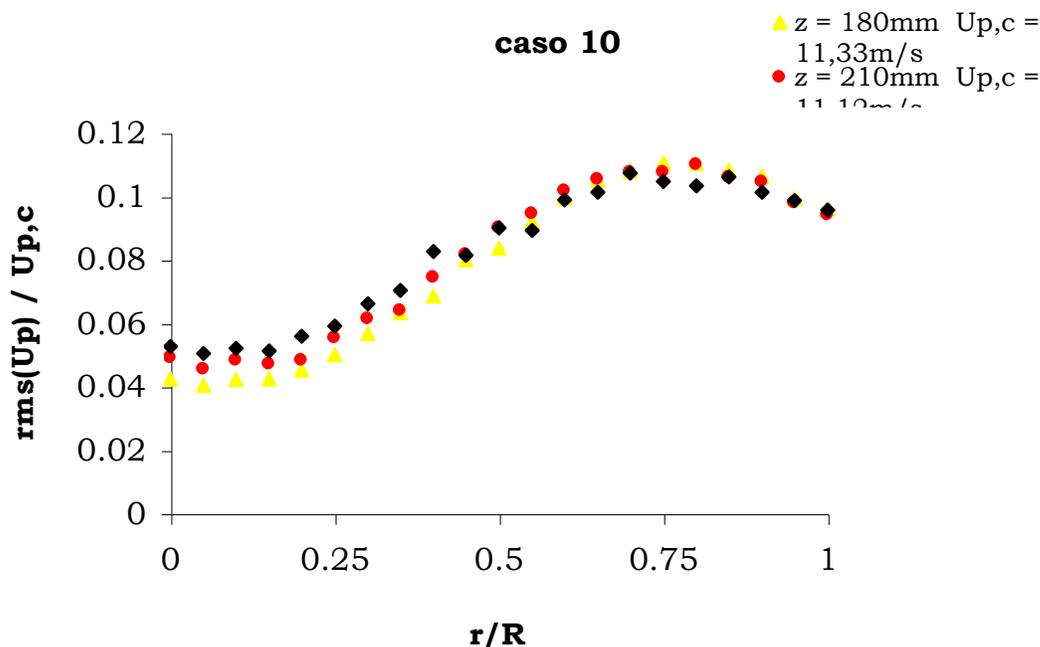


Figura 5.72. Perfis de flutuação de velocidade das partículas – caso 10 escoamento em jato livre.

Os perfis de intensidade de turbulência para o escoamento em jato livre, Figura 5.76, mostraram-se próximos a um mesmo valor para todas as posições mensuradas, e a diferença entre os seus menores e maiores valores gira em torno de 12%, embora valores da intensidade de turbulência (entre os valores mínimos e máximos no perfil) foram cerca de 5% e 6% para o jato confinado.

O escoamento em jato livre (caso 10), Figura 5.76, indica também que o valor mínimo de intensidade de turbulência está perto da linha do centro do jato, a 1mm de distância radial, e da intensidade máxima de turbulência pode ser encontrada na região de fluxo cisalhante, nos 16mm.

Quando comparado aos dados de intensidade de turbulência das partículas no escoamento confinado (Figuras 5.73-5.75), assim como visto

anteriormente para o comportamento da flutuação de velocidade das partículas, uma maior variação axial e radial para o escoamento confinado foi observada.

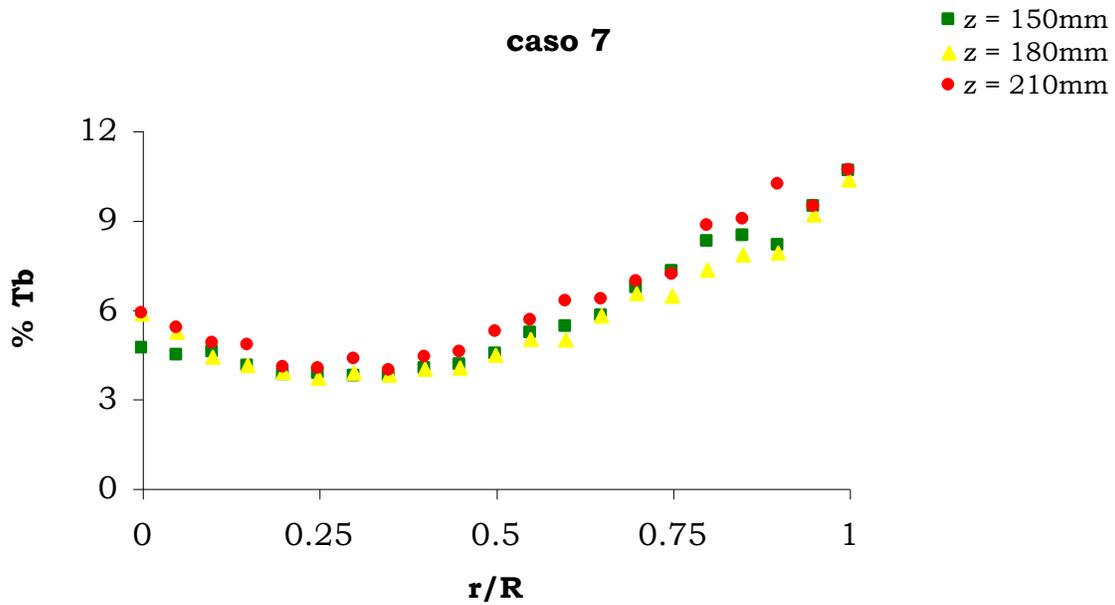


Figura 5.73. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 7 escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes.

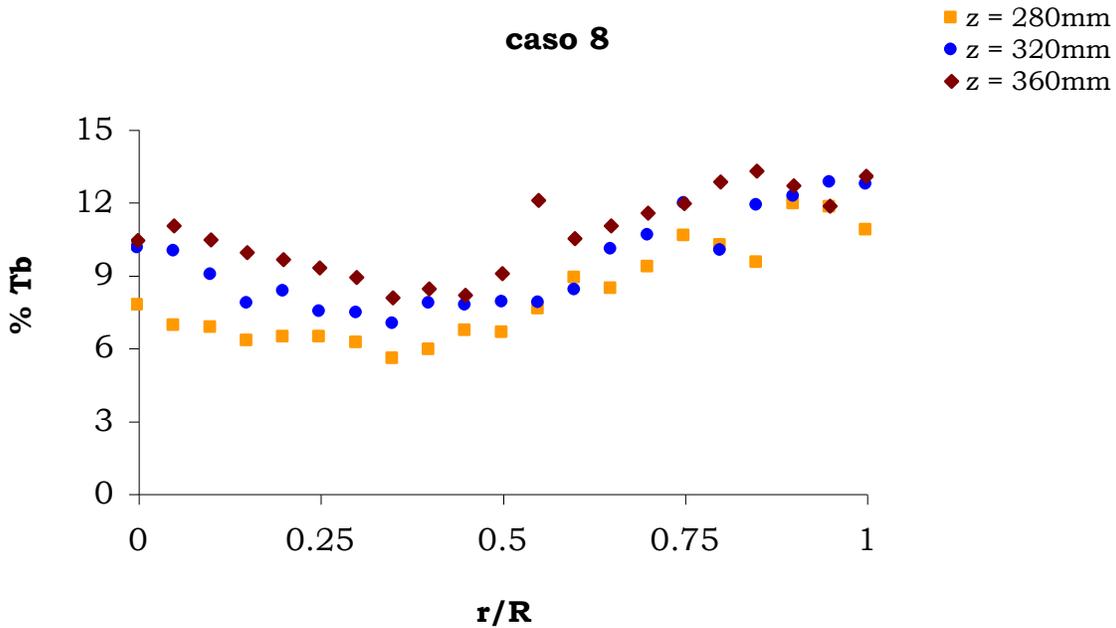


Figura 5.74. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 8 escoamento em jato confinado com velocidades adjacentes.

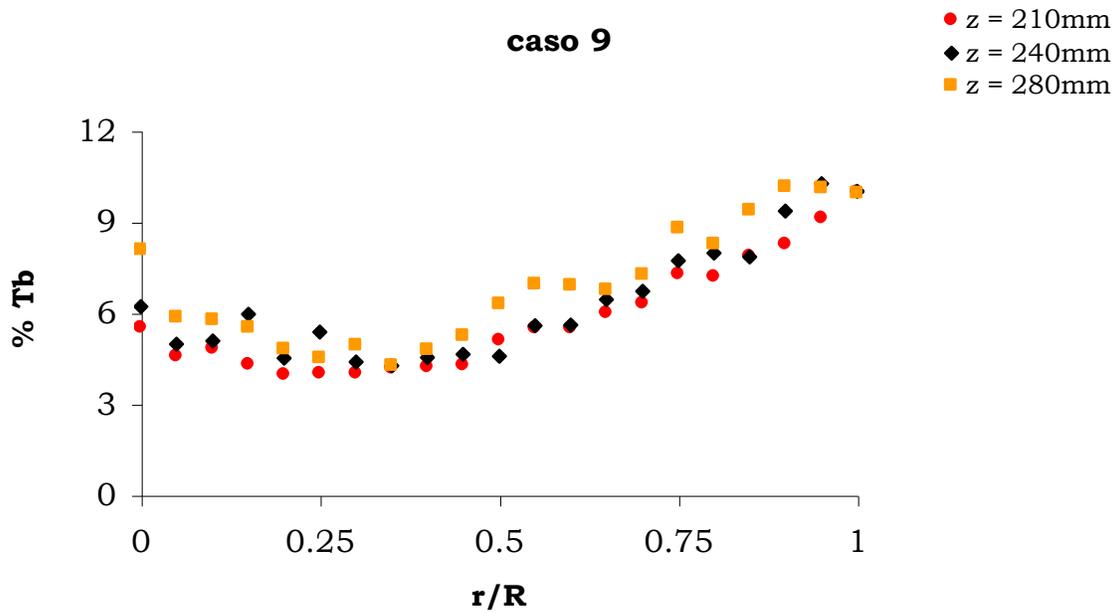


Figura 5.75. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 9 escoamento em jato confinado sem velocidades adjacentes.

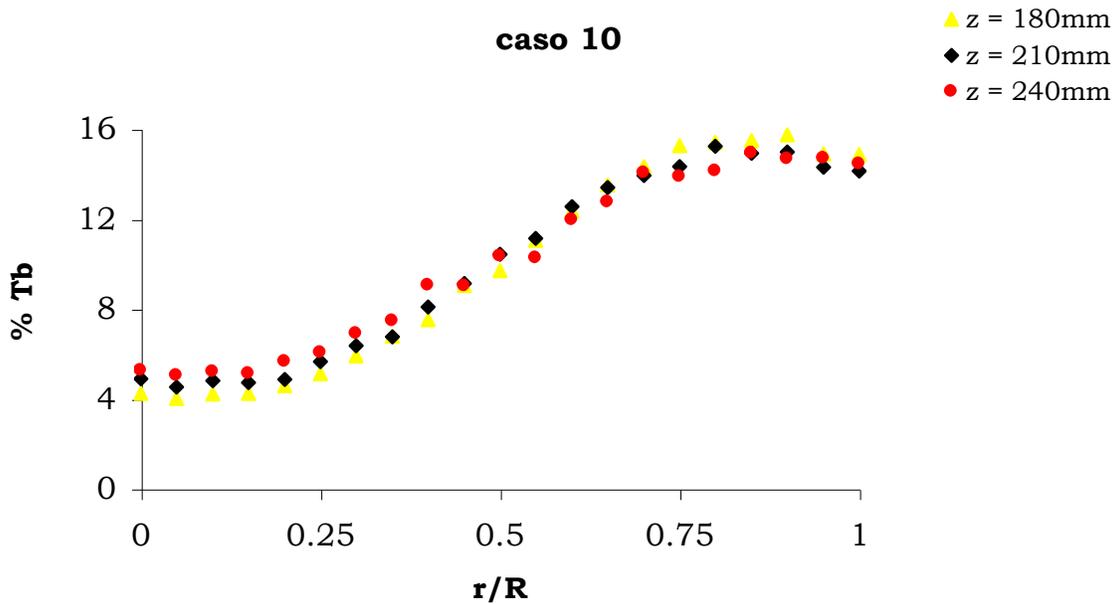
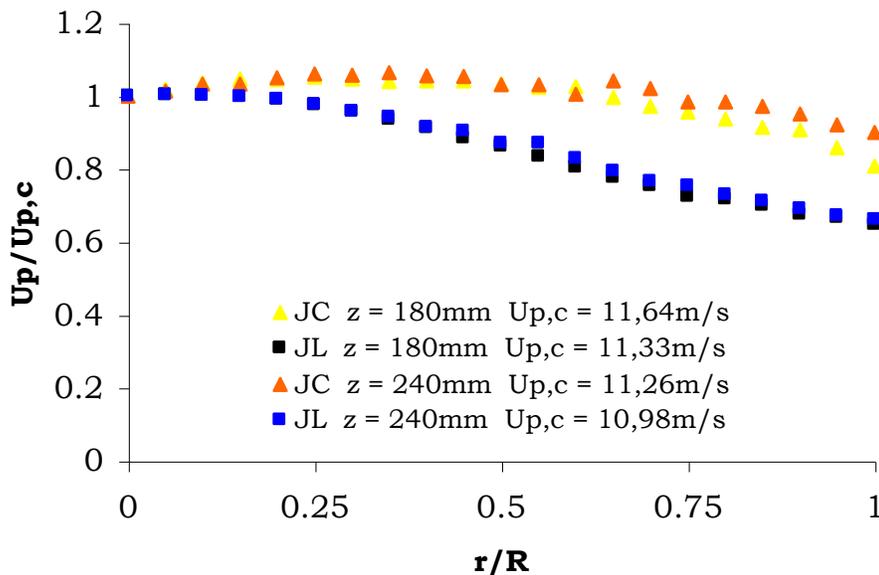


Figura 5.76. Perfis de intensidade de turbulência das partículas – caso 10 escoamento em jato livre.

A comparação entre o escoamento em jato confinado e livre é apresentada nas Figuras 5.77-5.79, nas posições axiais 180 e 240mm, na ausência de fluxos adjacentes. A carga mássica, números de Reynolds e

Stokes são os mesmos para ambos os experimentos, casos 9 e 10, a fim de evitar a presença de outras variáveis.

Os resultados são apresentados em termos de velocidade média, [Figura 5.77](#), flutuação de velocidade, [Figura 5.78](#), e intensidade de turbulência das partículas, [Figura 5.79](#), normalizados com as suas respectivas velocidades centrais.



[Figura 5.77](#). Comparação entre escoamento em jato confinado (JC) e livre (JL): velocidade média das partículas normalizada.

Observa-se que o escoamento confinado não interage com a região exterior do jato da mesma forma que o jato livre. Isso acontece porque a massa de fluido no exterior desta região é limitada pelas características geométricas da câmara, a qual não permite a formação de fluxos expressivos secundários a partir da região exterior em direção à região interior, através da região de cisalhamento do jato. No entanto, o efeito de entrada é observado para o escoamento em jato livre. Na situação de jato livre, o escoamento em jato formado interage com a massa de fluido na região exterior, criando um forte movimento em direção ao interior do jato

através da região de corte. Como a massa externa de fluido é o próprio meio ambiente, a única limitação para a quantidade de fluido que pode interagir com o jato é a diferença de pressão e dinâmica entre as duas regiões.

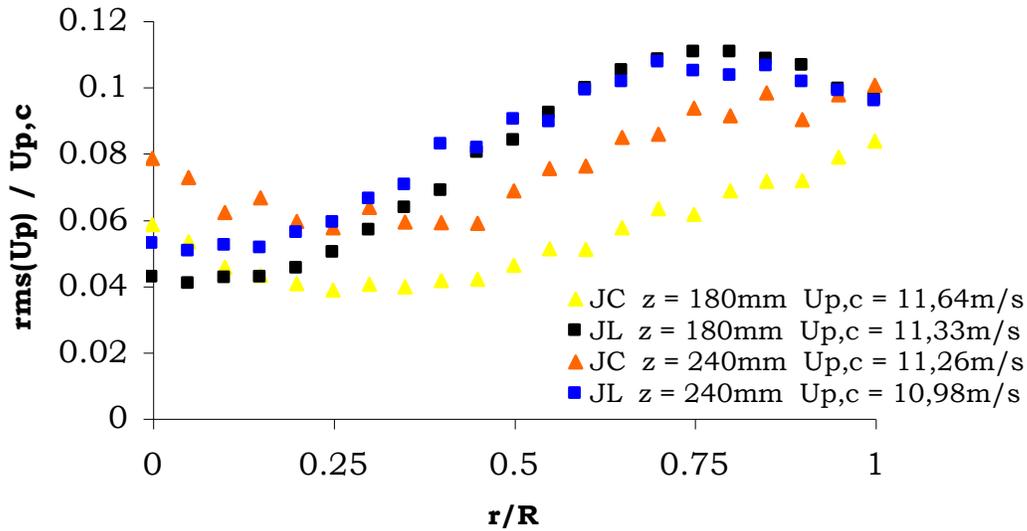


Figura 5.78. Comparação entre escoamento em jato confinado (JC) e livre (JL): flutuação de velocidade das partículas.

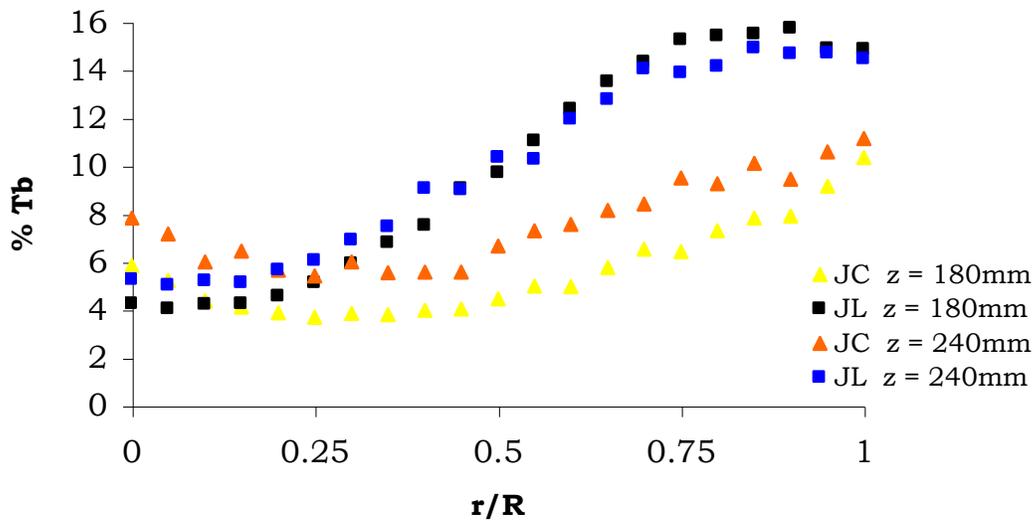


Figura 5.79. Comparação entre escoamento em jato confinado (JC) e livre (JL): intensidade de turbulência das partículas.

5.2. Análise Numérica

Foram inicialmente realizados os testes das malhas numéricas, para então de posse daquela que representasse o melhor comportamento, quanto ao escoamento padrão, iniciar as simulações para o processo real. Verificaram-se numericamente os perfis radiais e axiais de velocidade média da fase sólida para cada um dos nove casos de estudo. Todos os resultados finais foram tomados em um tempo real de 7s, o que implicou em um gasto de tempo computacional (processador *quad-core* de 1,6MHz com memória de 4GB), para tais cálculos, estimado de 120 dias.

5.2.1. Teste de Malha

Inicialmente, as malhas numéricas foram confeccionadas e testadas e uma das que tiveram o melhor comportamento no escoamento seria utilizada para iniciar as simulações para o processo real. Os perfis de velocidade radial para o escoamento em jato confinado foram analisados, usando as condições propostas.

Na avaliação da dependência do escoamento com a malha numérica, sabe-se que um número adequado e suficientemente grande de volumes de controle é de extrema importância para evitar erros numéricos. Assim, seis malhas com diferente número de volumes de controle 70.000, 100.000, 130.000, 160.000, 200.000 e 250.000 foram testadas. Por outro lado, quando malhas de diferentes tamanhos produzem os mesmos resultados, opta-se pela menor, com o intuito de consumir menor tempo nos cálculos.

A priori, o modelo matemático utilizado para simulação das malhas numéricas foi monofásico, em conformidade com a prática normalmente adotada, ou seja, o fluxo no interior da câmara foi puramente gasoso, submetido às equações de conservação da continuidade e da quantidade de movimento.

Foram analisados: a perda de carga no interior da câmara de confinamento em função da concentração da malha numérica e o comportamento radial da velocidade média da fase gás para as diferentes malhas propostas em duas seções transversais ($z = 150$ e 180mm). Os resultados para tais análises acima mencionadas são apresentados nas Figuras 5.80, 5.81 e 5.82, respectivamente.

Na Figura 5.80, apesar dos valores de perda de carga no interior da câmara de confinamento se mostrarem quase que nulos, observa-se a dependência desta última em relação ao número de volumes de controle nas três malhas menos refinadas, o que na implica na necessidade de maior refinamento destas. Já para as três malhas com maior concentração de volumes de controle a perda de carga permanece constante, indicando a não dependência da grandeza macroscópica frente ao refino da malha.

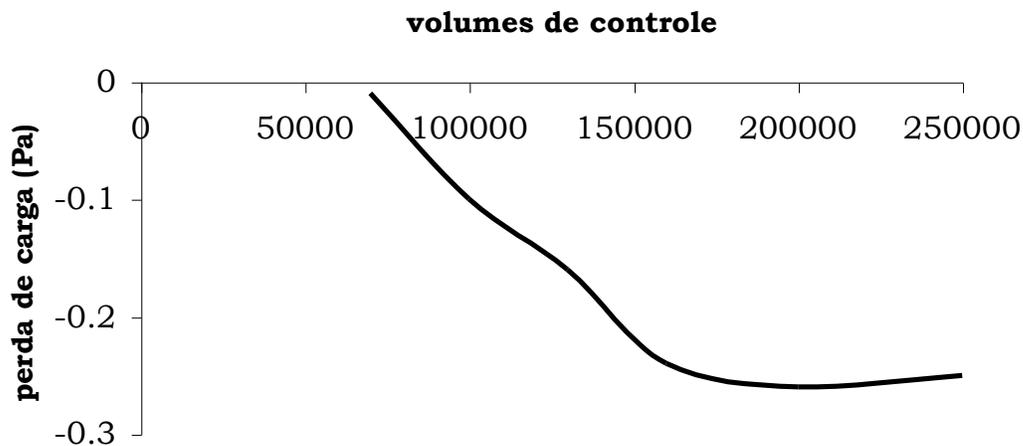


Figura 5.80. Relação entre a perda de carga e concentração da malha – caso monofásico.

Na Figura 4.4c (pp. 95), nota-se que na altura dos furos para os bicos dos jatos existe uma área mais refinada que as demais (região de abrangência dos jatos), sendo que esta segue por toda a extensão da câmara de confinamento. Então se fez necessária também uma verificação

radial do comportamento da velocidade média da fase gás em relação à concentração da malha numérica, apresentada nas Figuras 5.81 e 5.82.

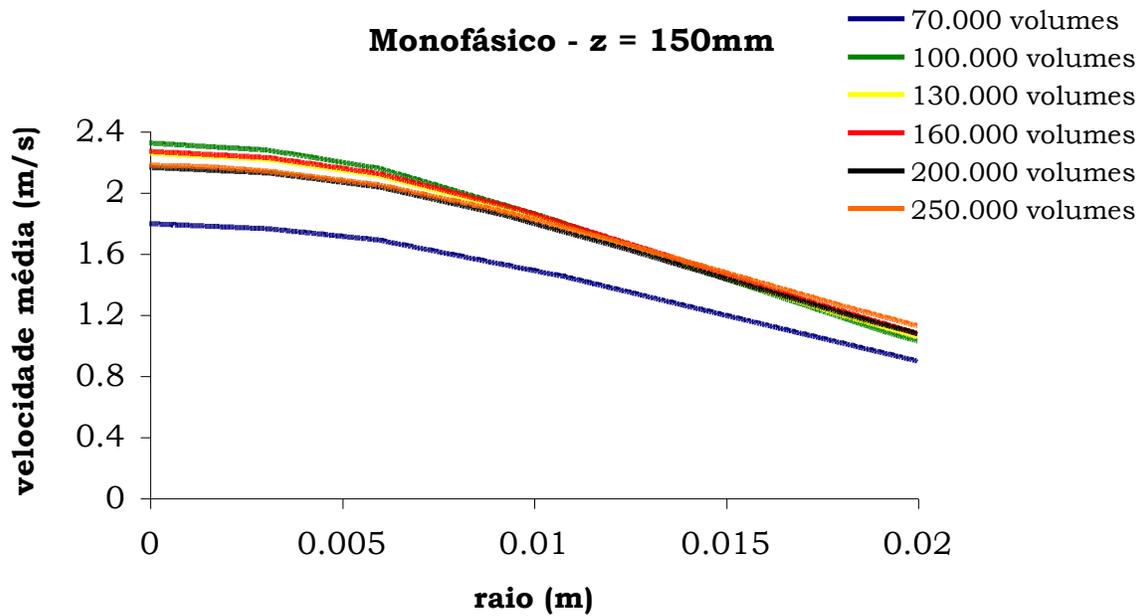


Figura 5.81. Perfis de velocidade média da fase gás - z = 150mm.

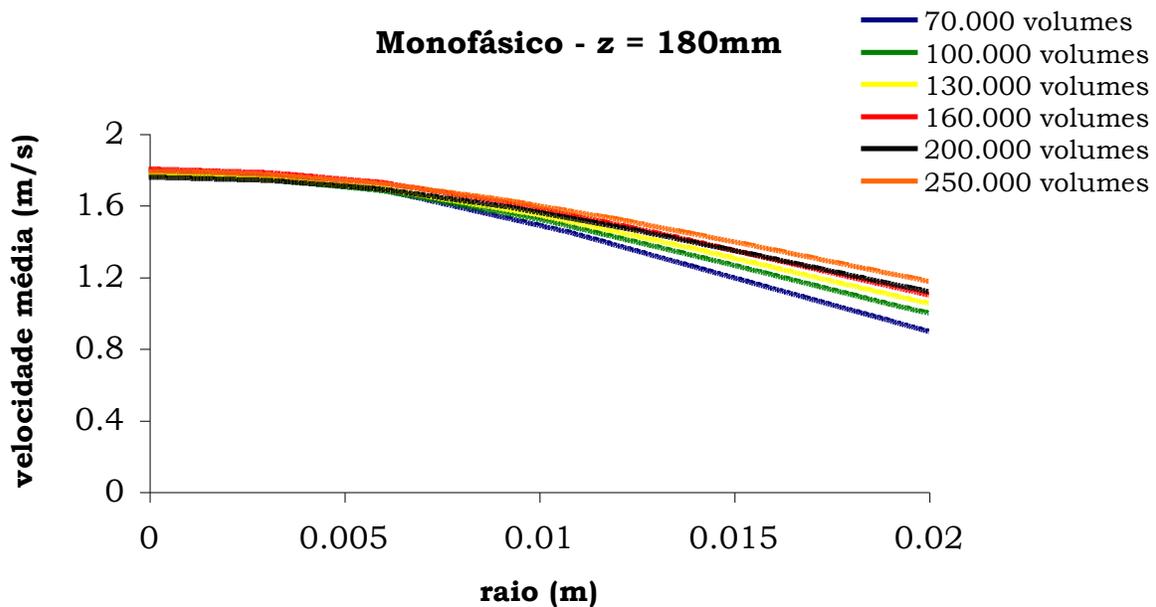
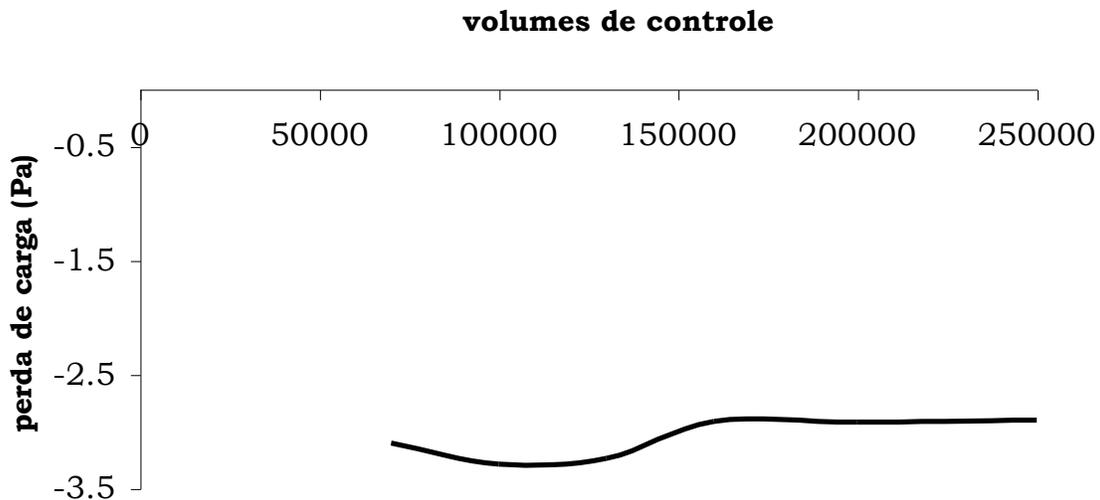


Figura 5.82. Perfis de velocidade média da fase gás - z = 180mm.

Observa-se nestas seções transversais a subestimação dos valores de velocidade média da fase gás para a malha de menor refinamento frente as cinco demais malhas testadas, em todas as posições radiais para o corte em 150mm de distância do bico do jato central e nas posições radiais mais distantes do centro do escoamento para o corte em 180mm. Este último acontecendo também para as malhas de 100.000 e 130.000 volumes de controle.

No entanto, *a posteriori*, tendo como objetivo a verificação da influência da fase sólida sobre o escoamento, foi implementada ao modelo matemático tal fase e analisada a relação entre a perda de carga e a concentração da malha numérica, apresentada na [Figura 5.83](#).

Percebe-se no escoamento bifásico a diminuição na diferença da perda de carga entre as malhas numéricas testadas, isto devido à atenuação da turbulência provocada pela introdução da fase sólida. Consequentemente, os valores para a perda de carga aumentam por causa do peso da mistura, no entanto, mantendo-se insignificantes.



[Figura 5.83](#). Relação entre a perda de carga e concentração da malha – caso bifásico.

A malha composta de 160.000 volumes de controle foi escolhida, pois se mostrou em conformidade com os padrões estabelecidos (ou seja, não existe uma diferença significativa entre o fluxo calculado desta malha e os das malhas mais refinadas).

5.2.2. Verificação do Modelo de Dispersão Turbulenta

As medições experimentais realizadas durante esta pesquisa mostraram que, em cada uma das seções transversais de análise, existem duas zonas distintas, independente das condições de operação em cada caso de estudo. No entanto, a dispersão das partículas é dependente da velocidade de entrada e fração inicial de sólidos, o que implica na diferença das posições radiais quando comparada em grupos determinados de casos de estudo, ou seja, quando tomados os casos 1, 2 e 3 como “grupo A” e os casos 6, 7, e 8 como “grupo B”, de acordo com as condições iniciais de velocidade dos casos (Tabela 3.2 – pp. 69) Os perfis médios de velocidade para os referidos cortes axiais são apresentados para estes dois grupos em análise neste Item, sob a aplicação de modelos de dispersão distintos. Para o “grupo A” foram aplicados o modelo turbulento de duas equações $k-\varepsilon$ para a fase gás, enquanto que a fase sólida foi considerada sob os efeitos turbulentos da fase contínua. Para o “grupo B” se manteve o emprego do modelo turbulento de duas equações $k-\varepsilon$ para a fase gás, porém para a fase sólida foram testados outros dois modelos turbulentos, os modelos de zero equação baseados na teoria do comprimento de mistura de Prandtl (*TCM*) e na analogia entre as viscosidades cinemáticas das fases envolvidas (*AVC*), todos descritos sucintamente nos Itens 4.1.2.1-4.1.2.3.

As Figuras 5.84-5.87 mostram os perfis numéricos de velocidade média da fase sólida entre o “grupo A”, comparando-os nas mesmas seções transversais [z (mm) = 150, 180, 210, 240]. Observa-se para estes casos que com a mudança nas velocidades adjacentes, os perfis radiais tendem

para o mesmo comportamento. Isto acontece também quando há um incremento no jato central.

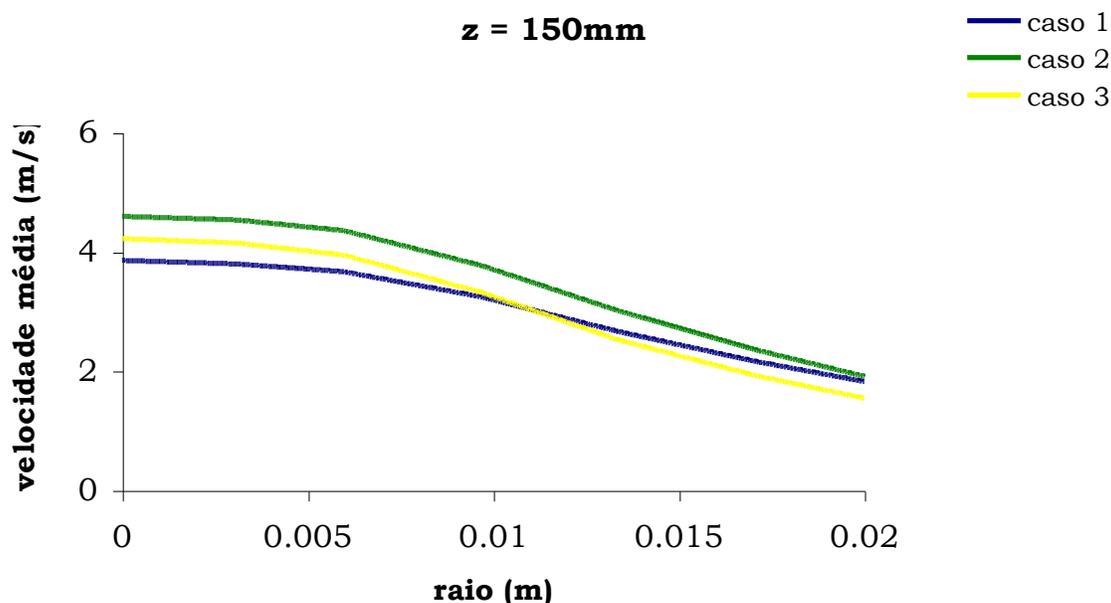


Figura 5.84. Análise de dispersão das partículas – “grupo A”
velocidade média - $z = 150\text{mm}$.

Os casos 1 e 2, embora existindo uma pequena diferença entre as velocidades iniciais do jato central e nas configurações para os jatos laterais apresentaram resultados análogos tanto quantitativamente como qualitativamente a 180, 210 e 240mm de distância da saída do jato bifásico, visto que na seção transversal a 150mm a velocidades iniciais para estes dois casos são distanciadas entre si. O comportamento qualitativo do caso 3 foi semelhante aos outros casos pertencentes ao grupo, em todas as posições mensuradas.

Com a variação harmoniosa (espelhada) nas velocidades iniciais para os casos 1 e 3 dos jatos laterais puramente gasosos, foi observado que a diferença quantitativa permanece praticamente constante, o que implicou na confirmação da simetria da câmara.

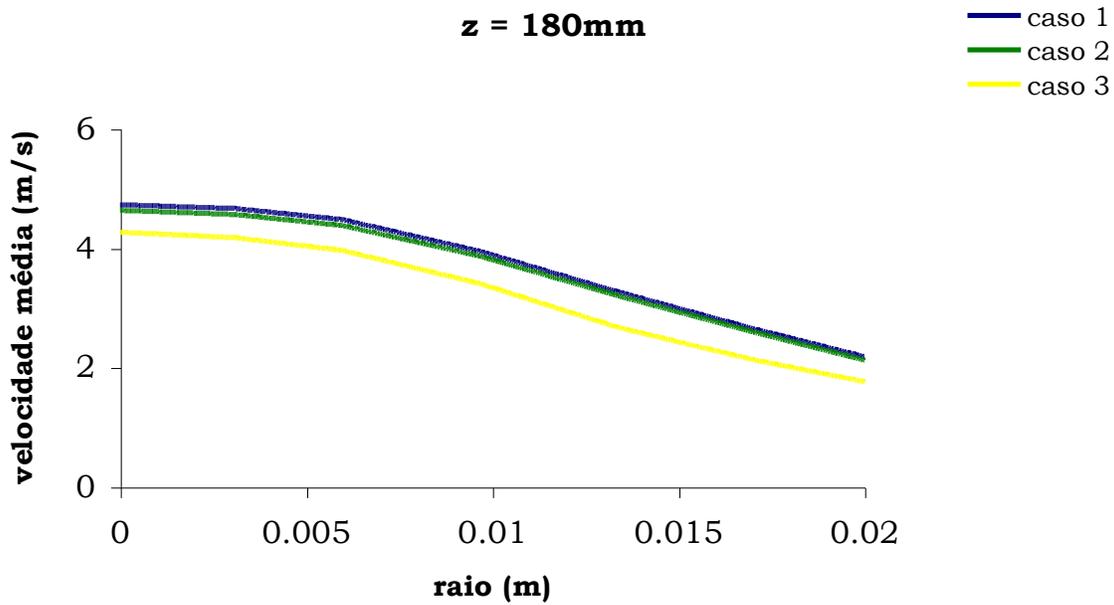


Figura 5.85. Análise de dispersão das partículas – “grupo A”
velocidade média - z = 180mm.

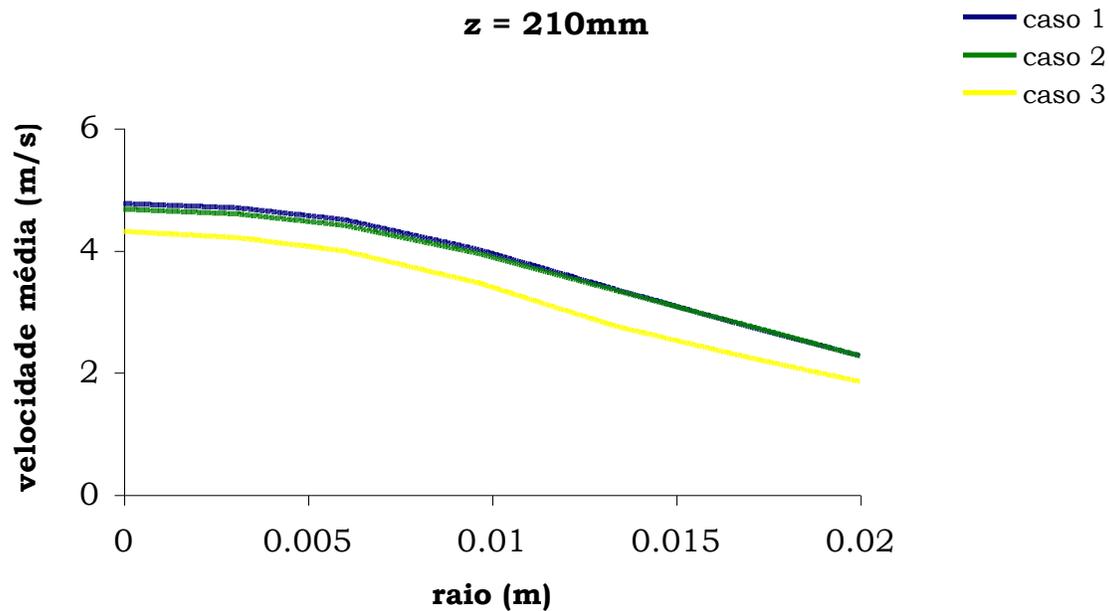


Figura 5.86. Análise de dispersão das partículas – “grupo A”
velocidade média - z = 210mm.

Os modelos turbulentos aplicados às duas fases para o “grupo A” apresentaram comportamento e tendências análogos aos dados experimentais obtidos para tais casos de estudo, sendo então este

incorporado à pesquisa como capaz de prever o escoamento gás-sólido dentro das condições de operação especificadas.

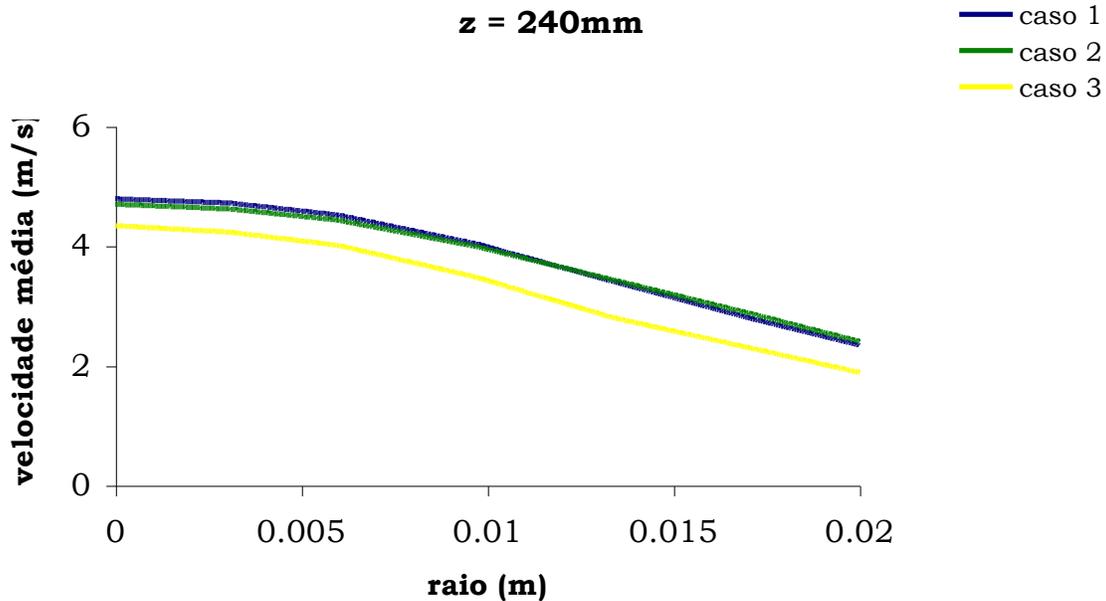


Figura 5.87. Análise de dispersão das partículas – “grupo A”
velocidade média - $z = 240\text{mm}$.

As Figuras 5.88-5.91 apresentam para os casos 6 e 8, em 150, 180, 210 e 240mm e para o caso 7, em 210 e 240mm de distância da saída do jato, casos integrantes do “grupo B”, um comportamento semelhante entre si qualitativa e quantitativamente, devido as diferentes velocidades iniciais. No entanto, esta diferença é menor do que aquelas observadas para o “grupo A”.

Embora exista um pequeno aumento na velocidade de entrada do jato central, entre os casos 7 e 8, como visto para os casos 1 e 3, mas superiores em intensidade, o comportamento é praticamente o mesmo nas duas formas, qualitativa e quantitativa. O comportamento qualitativo e quantitativo do “grupo A” em relação ao “grupo B” são desiguais. Isso era esperado devido à velocidade de entrada do jato central ser mais elevada, bem como a fração de sólidos e a influência dos jatos adjacentes.

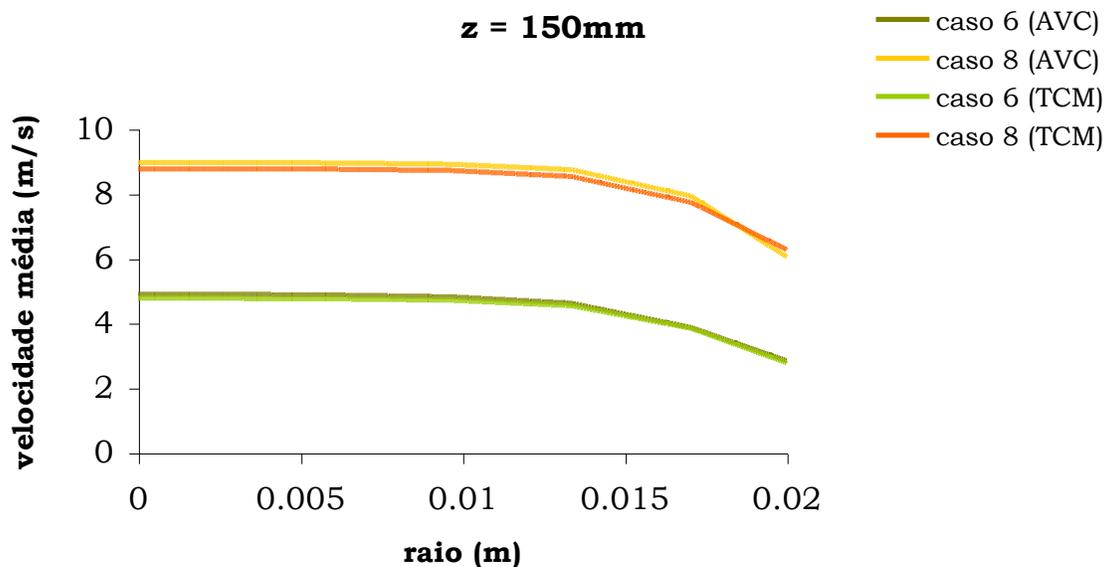


Figura 5.88. Análise de dispersão das partículas – “grupo B”
velocidade média - z = 150mm.

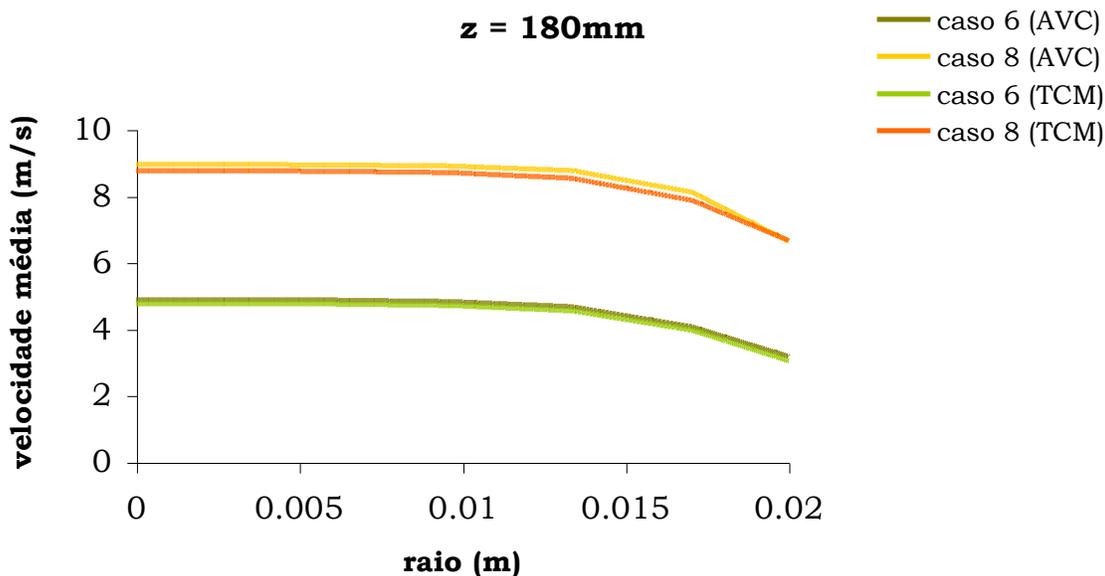


Figura 5.89. Análise de dispersão das partículas – “grupo B”
velocidade média - z = 180mm.

O “grupo B” apresentou comportamento e tendências semelhantes entre si e aos dados experimentais obtidos para tais casos de estudo, quando da aplicação dos dois diferentes modelos turbulentos à fase sólida.

No entanto, o modelo *AVC* mostrou uma melhor aproximação do processo real, enquanto que o modelo *TCM* apesar de apresentar satisfatória predição do escoamento subestimou as velocidades médias da fase sólida. Para a continuação da pesquisa foi então descartado o modelo *TCM* e incorporado o modelo *AVC*.

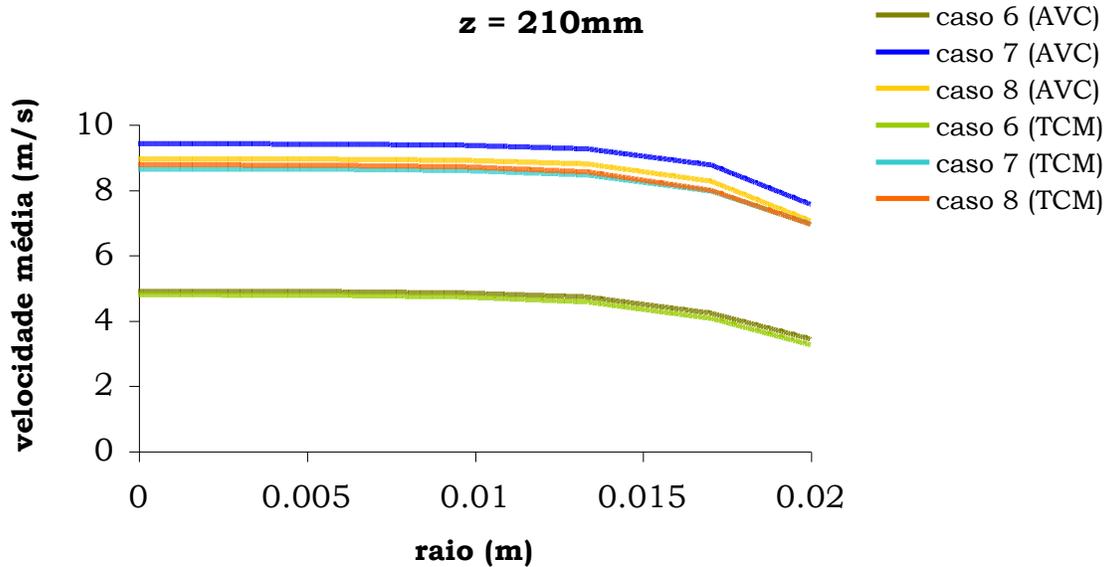


Figura 5.90. Análise de dispersão das partículas – “grupo B”
velocidade média - $z = 210\text{mm}$.

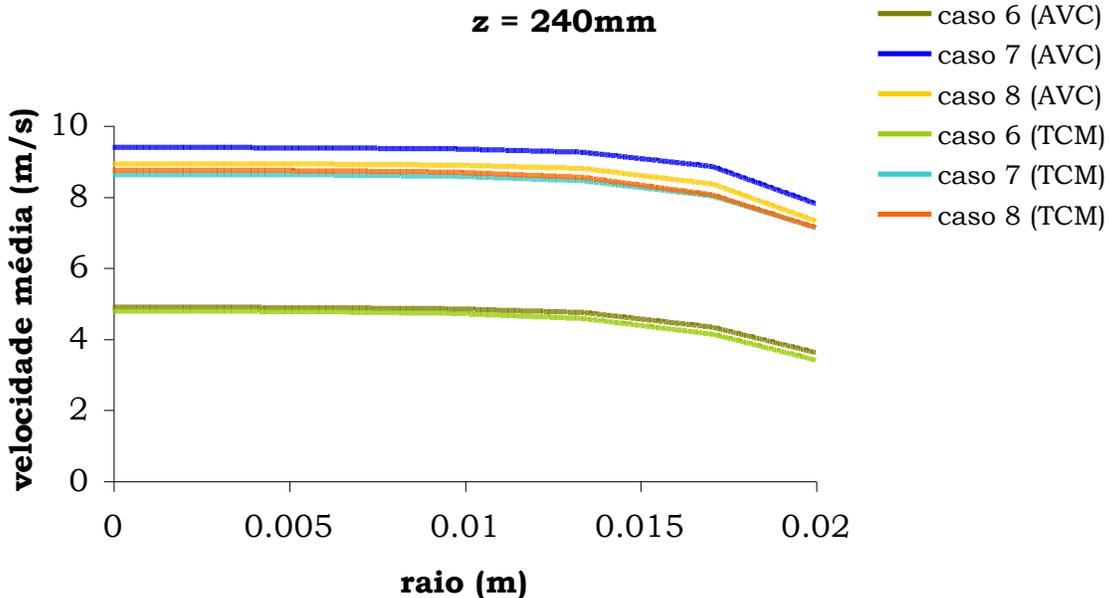


Figura 5.91. Análise de dispersão das partículas – “grupo B”
velocidade média - $z = 240\text{mm}$.

5.2.3. Validação do Modelo Matemático

São exibidos os perfis radiais de velocidade e fração volumétrica médias para a fase sólida como resultados numéricos obtidos. Para a velocidade média das partículas os perfis são confrontados com os perfis experimentais apresentados no [Item 5.1](#), e os resultados para a fração volumétrica média das partículas são analisados qualitativamente, visando a validação do modelo matemático bifásico adotado como aproximação realística da fluidodinâmica do escoamento em jatos de dispersão gás-sólido.

5.2.3.1. Perfis Radiais de Velocidade Média para a Fase Sólida

As análises do escoamento bifásico confinado devido à presença jatos de ar adjacentes e sua influência sobre o escoamento de partículas são relatadas para os nove casos de estudo. Os seis primeiros casos, como anteriormente mencionado, são bastante semelhantes entre si, diferem-se uns dos outros pelo incremento de velocidade no jato principal e nos laterais. Isso também acontece para o sétimo, oitavo e nono casos, porém, em condições mais elevadas de velocidade de entrada e fração de sólidos. Os casos 5 e 9 apresentam escoamento bifásico sem a interferência causada pela presença dos jatos laterais no ambiente confinado.

Estes perfis foram computados numericamente em 7s de tempo real (tempo suficiente para o desenvolvimento do escoamento), utilizando-se um valor constante para a viscosidade dinâmica dos sólidos e um procedimento de média em cada iteração. Este procedimento mostrou boa concordância entre a velocidade da fase sólida e os dados experimentais encontrados em Alves *et al.* (2001).

As [Figuras 5.92-5.96](#) mostram os dados experimentais versus os dados numéricos, respectivamente, para as cinco seções transversais [z

(mm) = 120, 150, 180, 210 e 240], para o caso 1. É possível observar os mesmos comportamentos, tanto quantitativos como qualitativos, nas diferentes posições radiais e axiais.

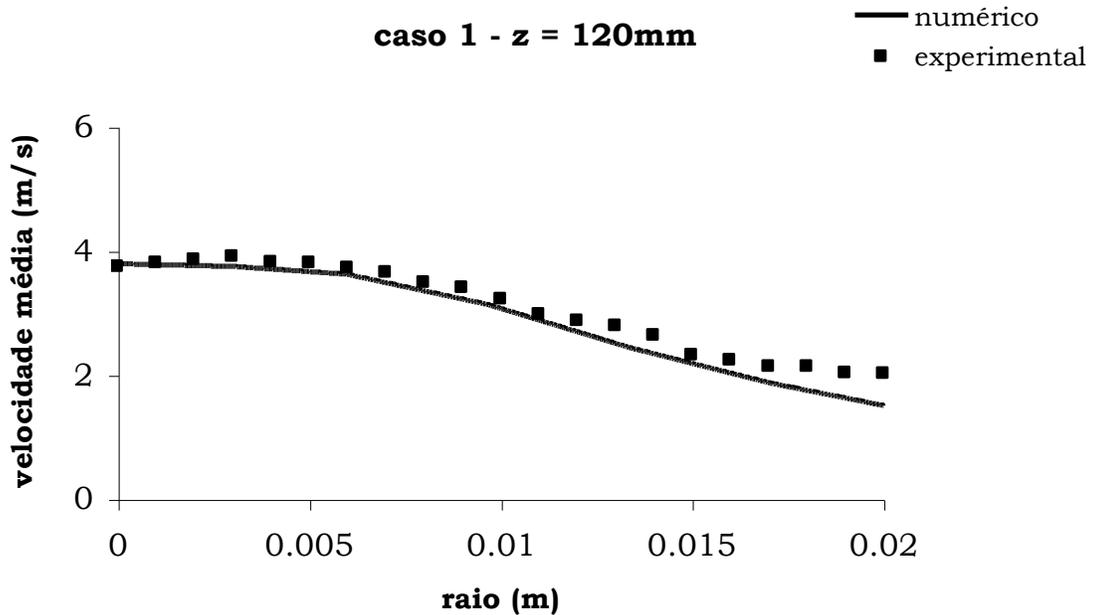


Figura 5.92. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 1 - z = 120mm.

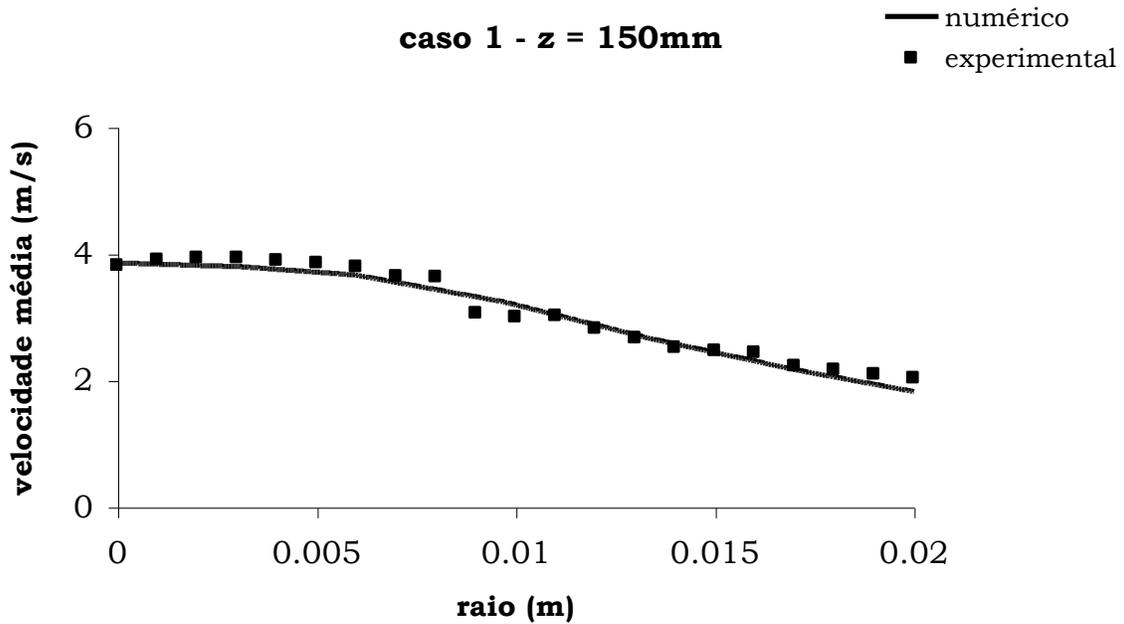


Figura 5.93. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 1 - z = 150mm.

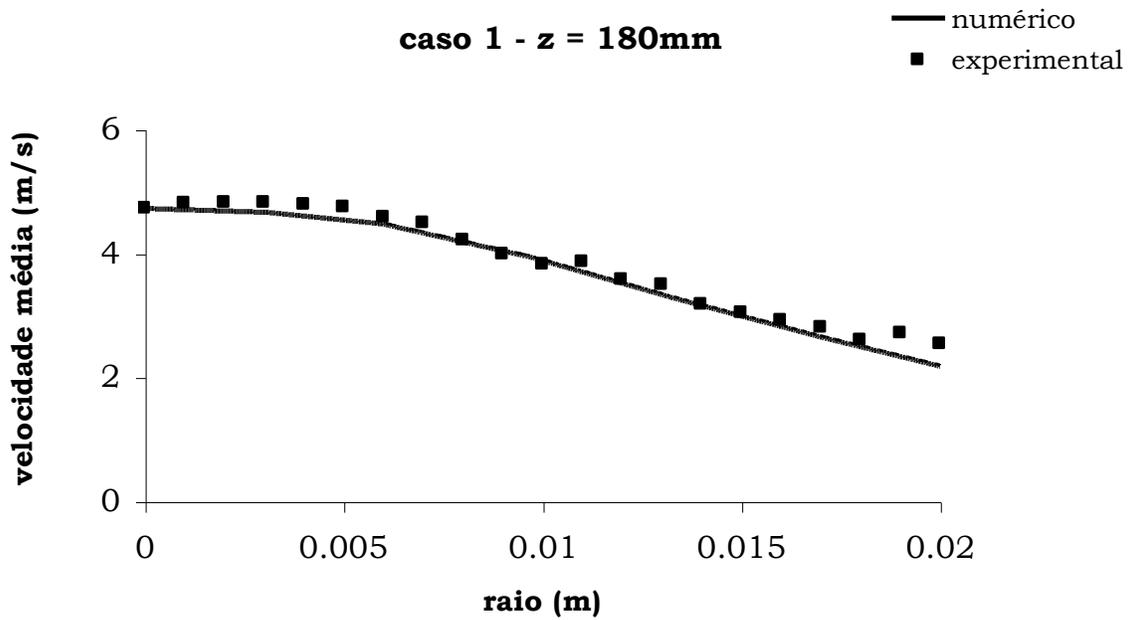


Figura 5.94. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 1 - z = 180mm.

A velocidade média das partículas tende a se manter próxima em todos os planos e em todas as seções transversais, nos arredores do jato central. No entanto, esta diminui tanto próxima quanto distante dos jatos 1 e 3.

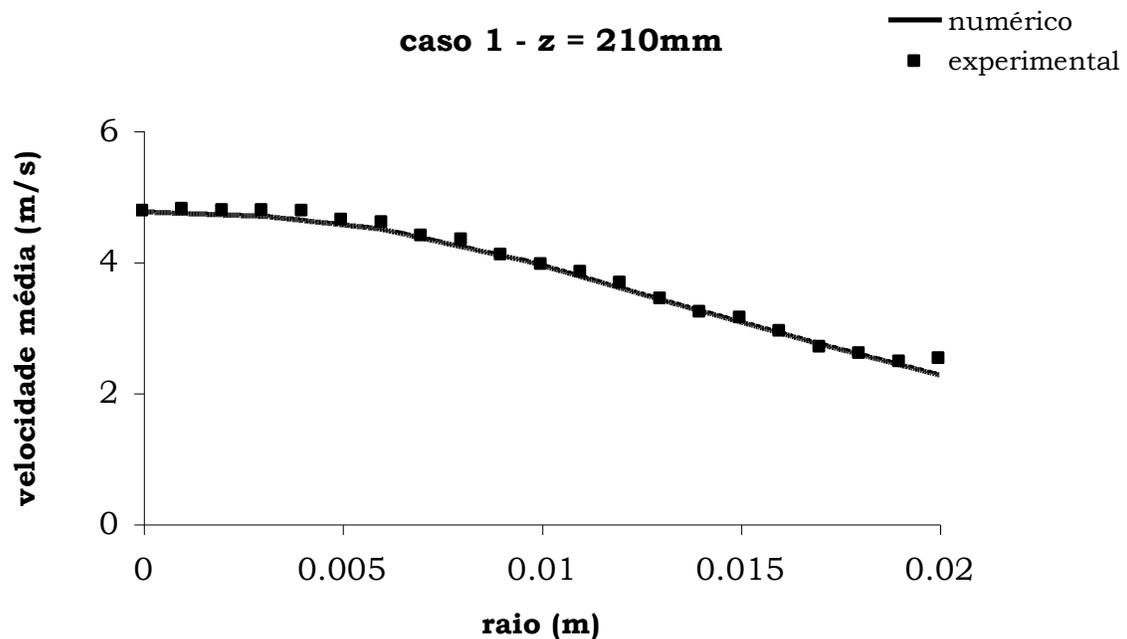


Figura 5.95. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 1 - z = 210mm.

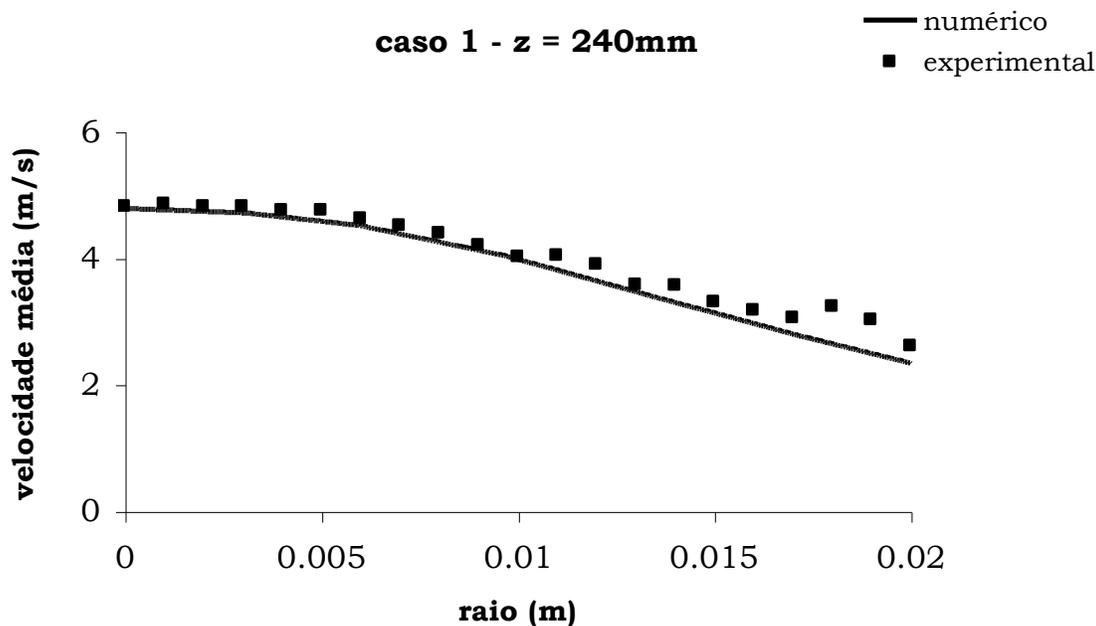


Figura 5.96. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 1 - $z = 240\text{mm}$.

Pode ser observada em cada corte de medição a variação de velocidade das partículas na fronteira dos jatos, evidentemente a velocidades mais elevadas. Os jatos nessas configurações de velocidade promovem um "caminho preferencial", com valores mais elevados de velocidade das partículas.

Nas Figuras 5.97-5.101 são apresentados os resultados para o caso 2, nas mesmas cinco seções transversais mensuradas no caso anterior. Este apresenta as mesmas zonas encontradas no caso 1, e também uma excelente concordância entre os dados experimentais e numéricos.

À semelhança deste primeiro caso, no caso 2 a velocidade das partículas tende a se manter próxima em todos os planos e em todas as posições, perto do centro do jato bifásico.

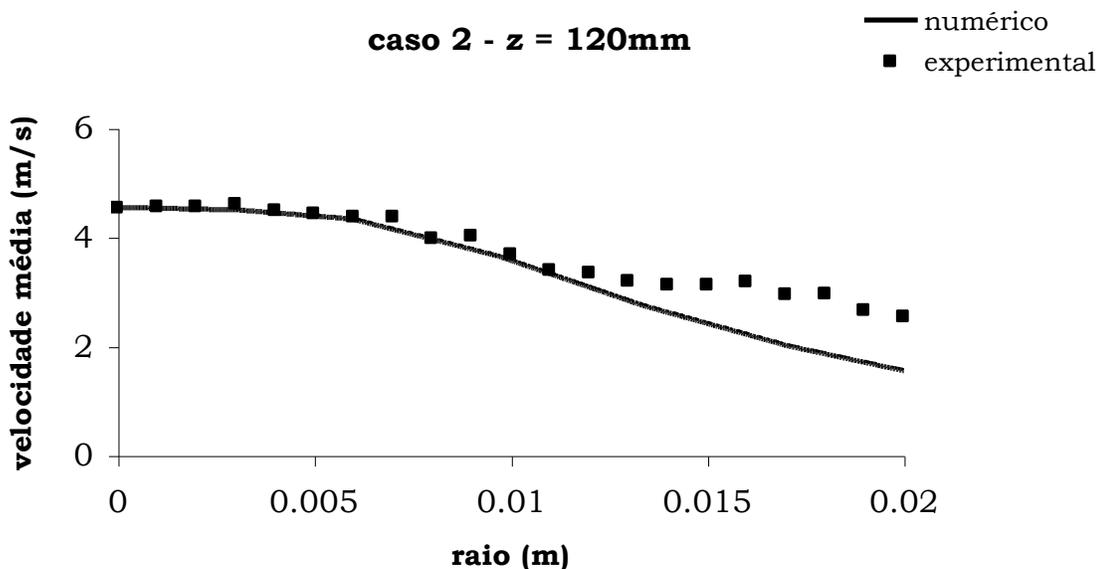


Figura 5.97. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 2 - z = 120mm.

Na Figura 5.134b é possível observar os caminhos seguidos pelas partículas devido às velocidades imprimidas nos três jatos. Neste caso, a velocidade do jato 1 e 3 são as mesmas, o que permite uma maior uniformidade do escoamento.

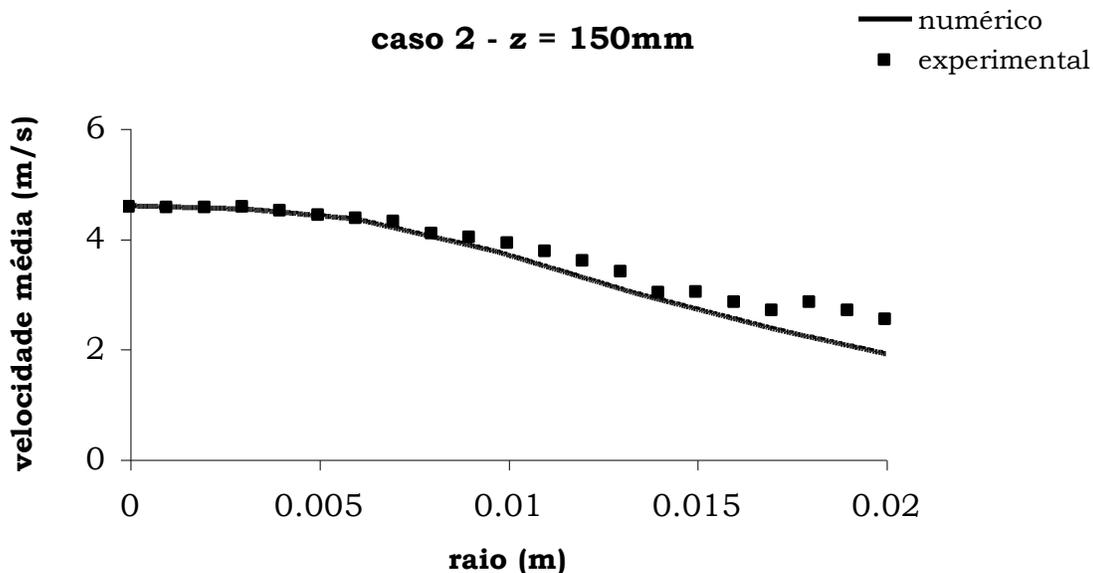


Figura 5.98. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 2 - z = 150mm.

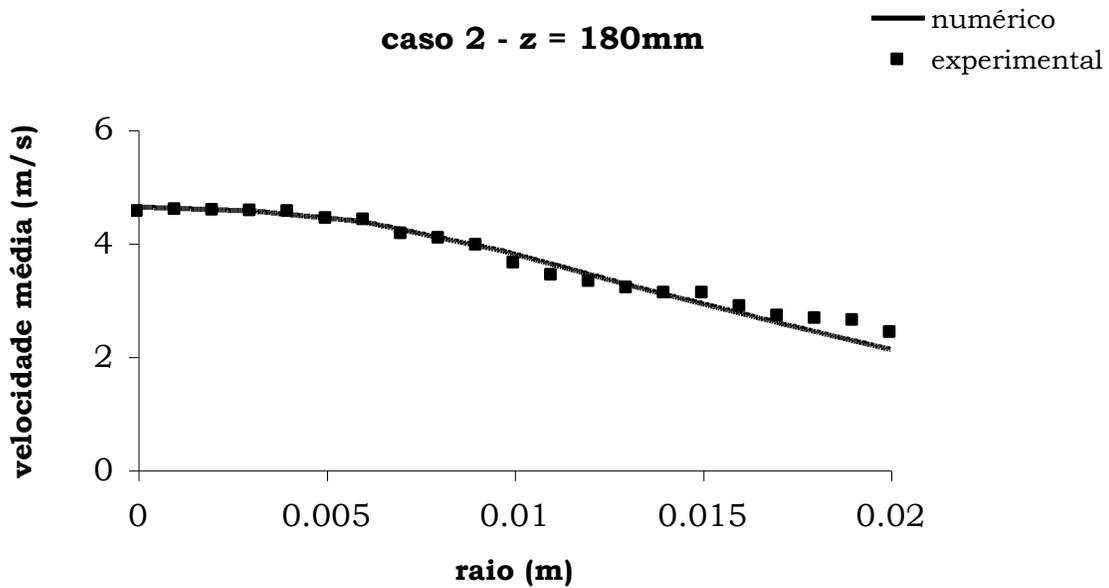


Figura 5.99. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 2 - z = 180mm.

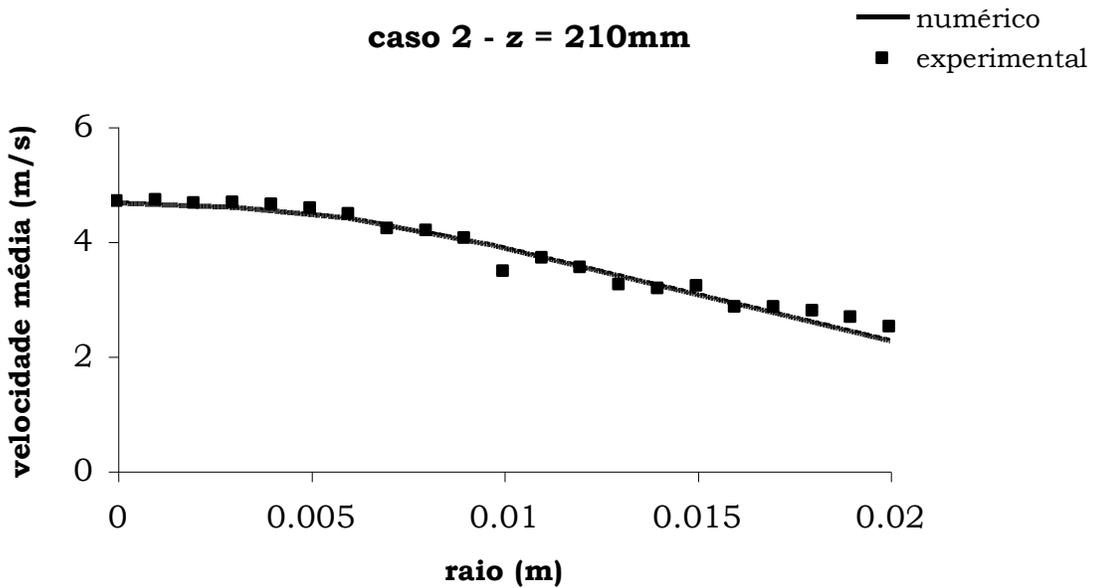


Figura 5.100. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 2 - z = 210mm.

As seções transversais são iguais às utilizadas para os casos 1 e 2, e são estas apresentadas nas Figuras 5.102-5.105 para o caso 3. Tal como os outros casos, o caso 3 teve uma excelente concordância entre os dados

experimentais e numéricos, também, tanto na zona primária de velocidade como na zona secundária, a velocidade das partículas tende a se manter próxima em todos os planos e em todas as posições, perto ao centro de jato. Portanto, as variações de velocidade das partículas nas paredes foram modificadas, como no caso 1, mas em direção oposta.

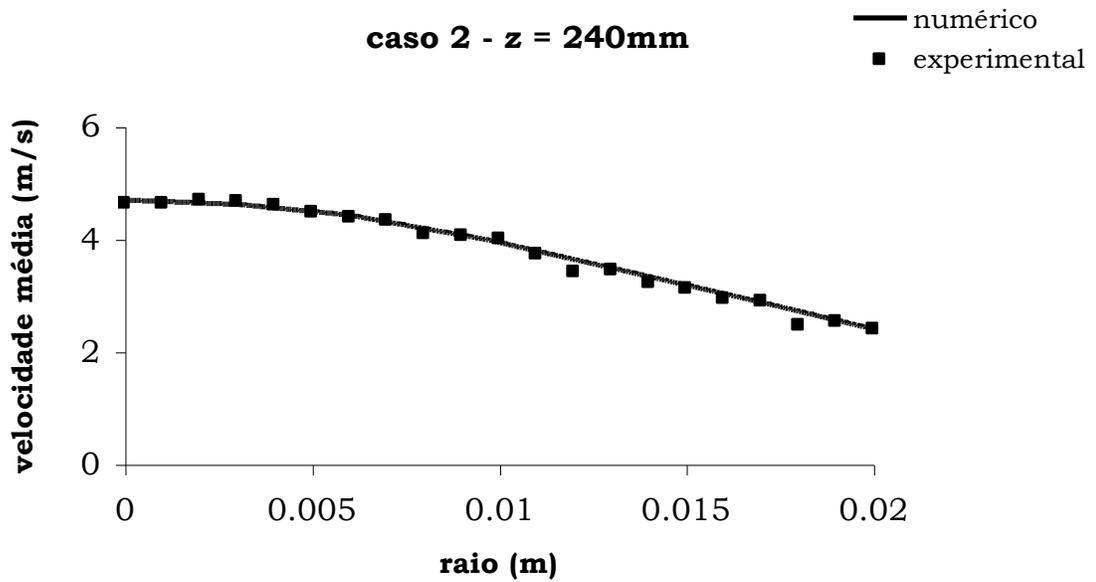


Figura 5.101. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 2 - z = 240mm.

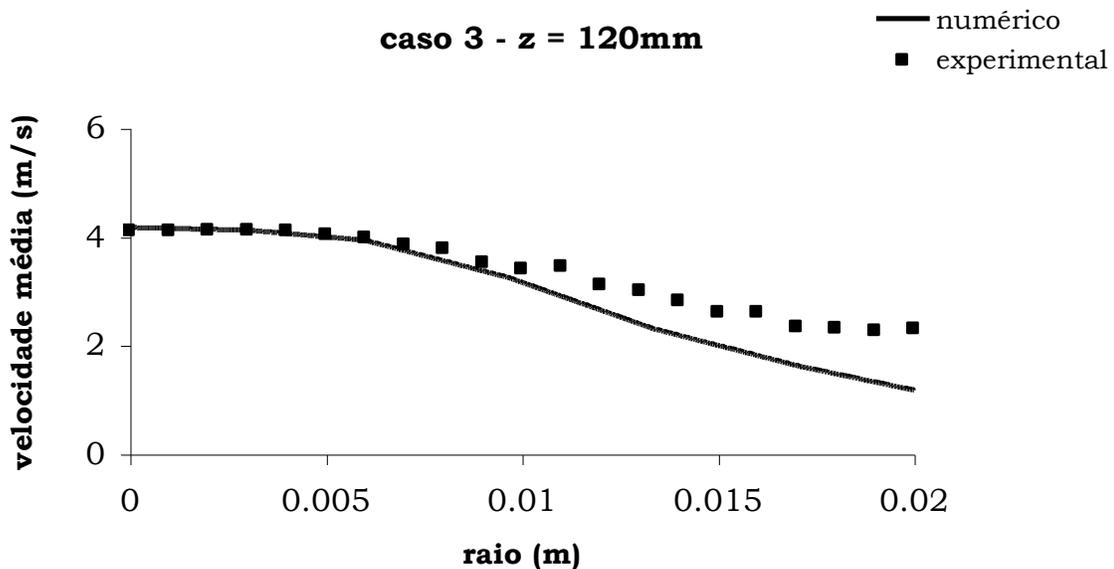


Figura 5.102. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 3 - z = 120mm.

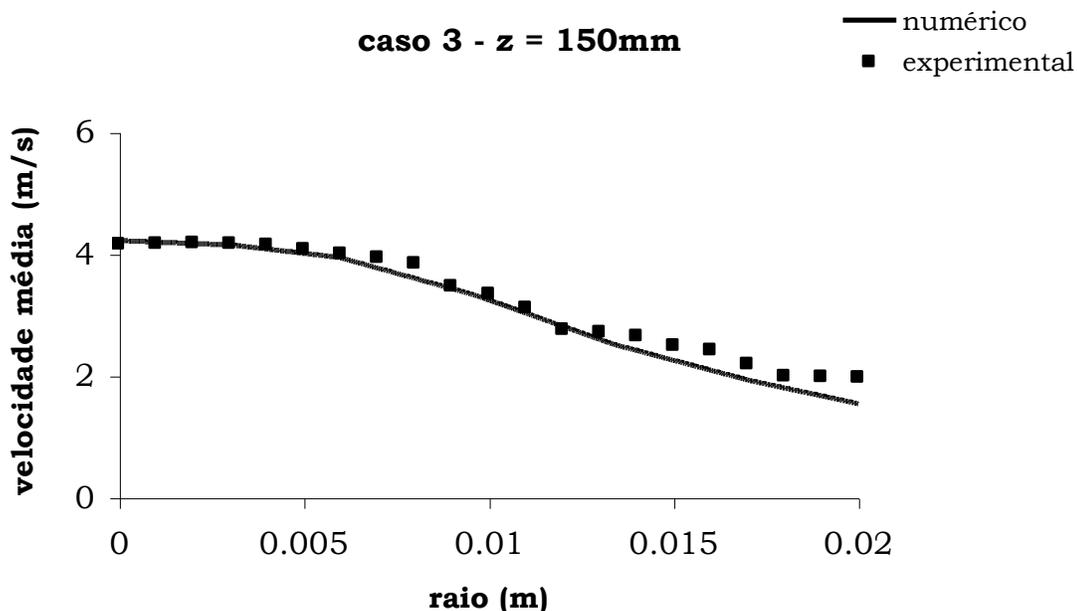


Figura 5.103. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 3 - z = 150mm.

Ao contrário do que acontece com o caso 1, o deslocamento, provocado devido à maior velocidade imprimida ao jato 3, o movimento das partículas segue em direção ao jato 1. O caminho preferencial central se mantém inalterado quando comparado com o caso 1, como esperado.

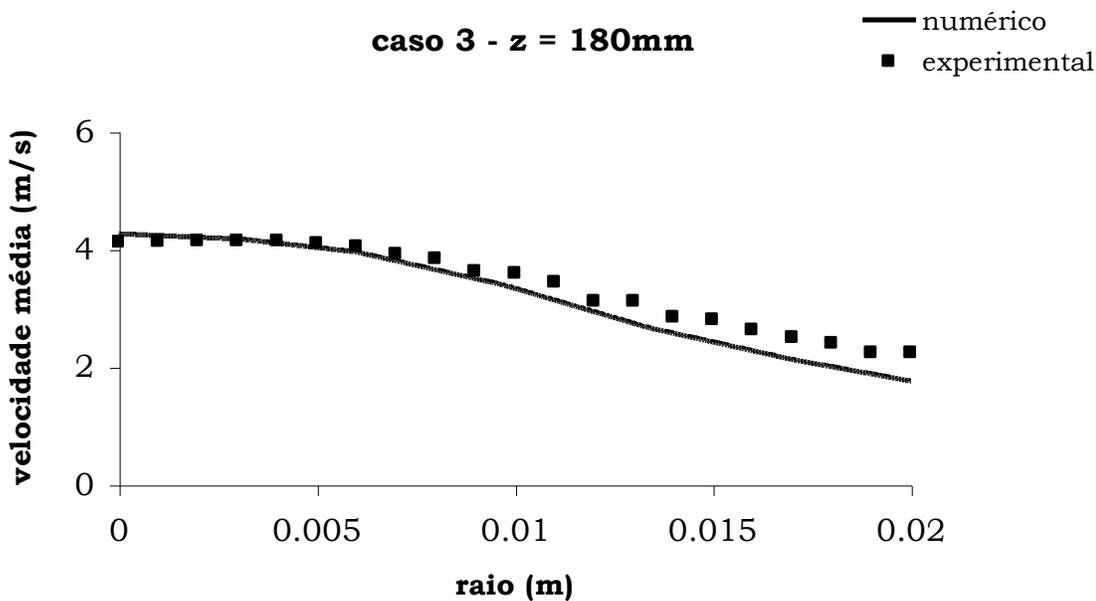


Figura 5.104. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 3 - z = 180mm.

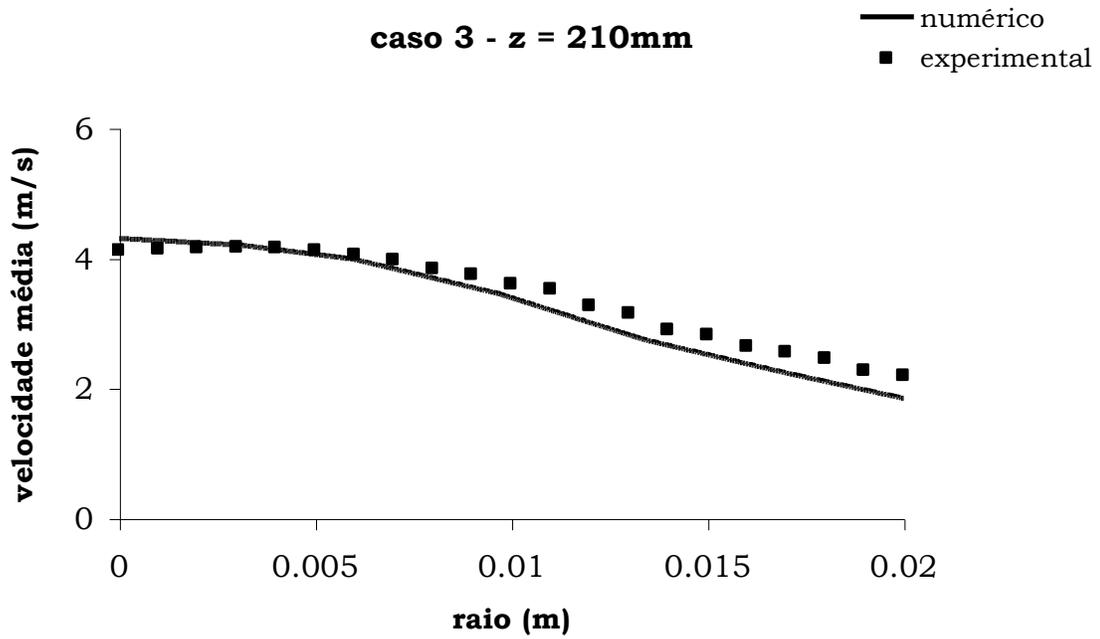


Figura 5.105. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 3 - z = 210mm.

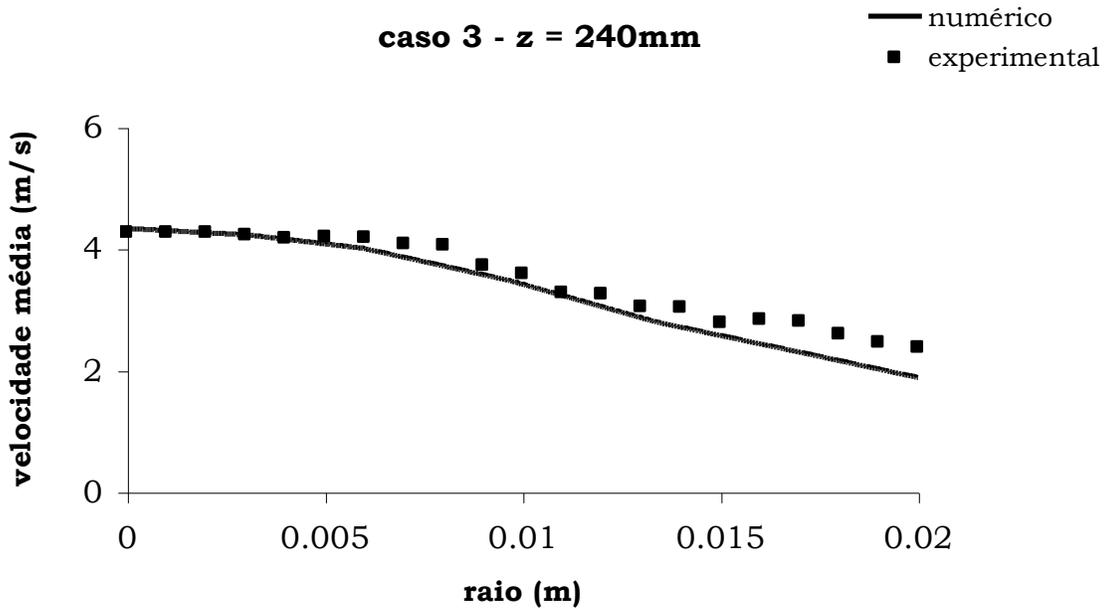


Figura 5.106. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 3 - z = 240mm.

As Figuras 5.107-5.111 apresentam os perfis de velocidade média da fase sólida para o caso 4, nos moldes dos três casos anteriores.

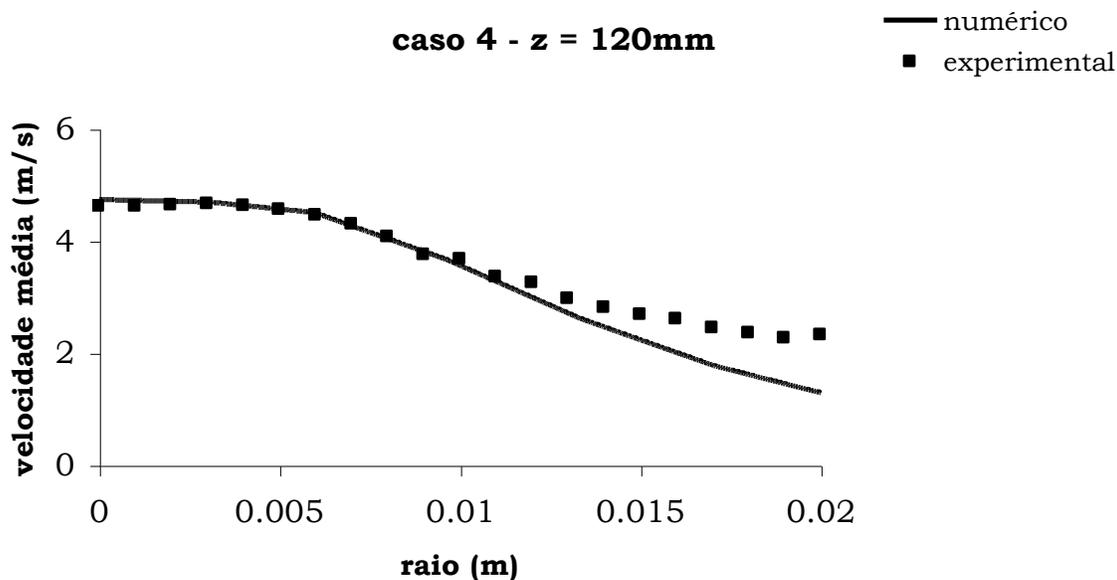


Figura 5.107. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 4 - z = 120mm.

Observam-se os mesmos comportamentos qualitativo e quantitativo em todas as posições axiais neste caso, e também quando comparado aos casos 1, 2 e 3, visto as alterações nas velocidades iniciais dos jatos não terem sido tão significativas.

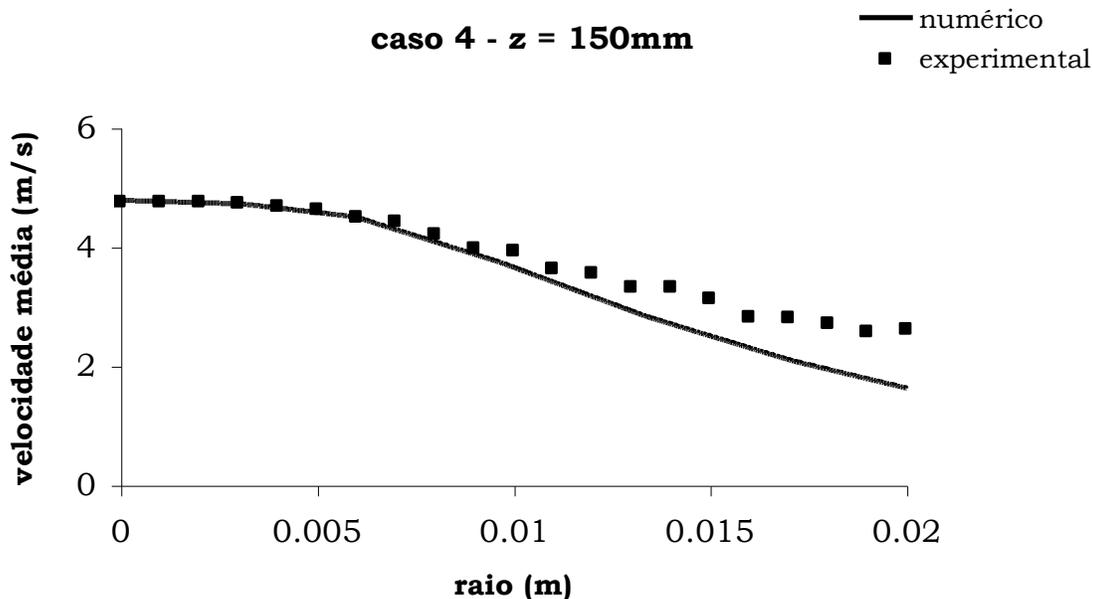


Figura 5.108. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 4 - z = 150mm.

A velocidade da fase sólida para os quatro primeiros casos, de fato, é mais elevada na zona primária do que na zona secundária em todas as posições axiais; ao longo do eixo da câmara, de acordo com dados experimentais apresentados no [Item 5.1.2](#) e como pode ser visto em Longmire e Eaton (1992). Além disso, foi permitida a utilização do modelo de turbulência só para a fase gás, o modelo $k-\varepsilon$, para estes quatro casos, devido à predominância desta fase sobre a fase sólida. Isto ocorre da fração inicial de sólidos, capaz de influenciar em todo o escoamento.

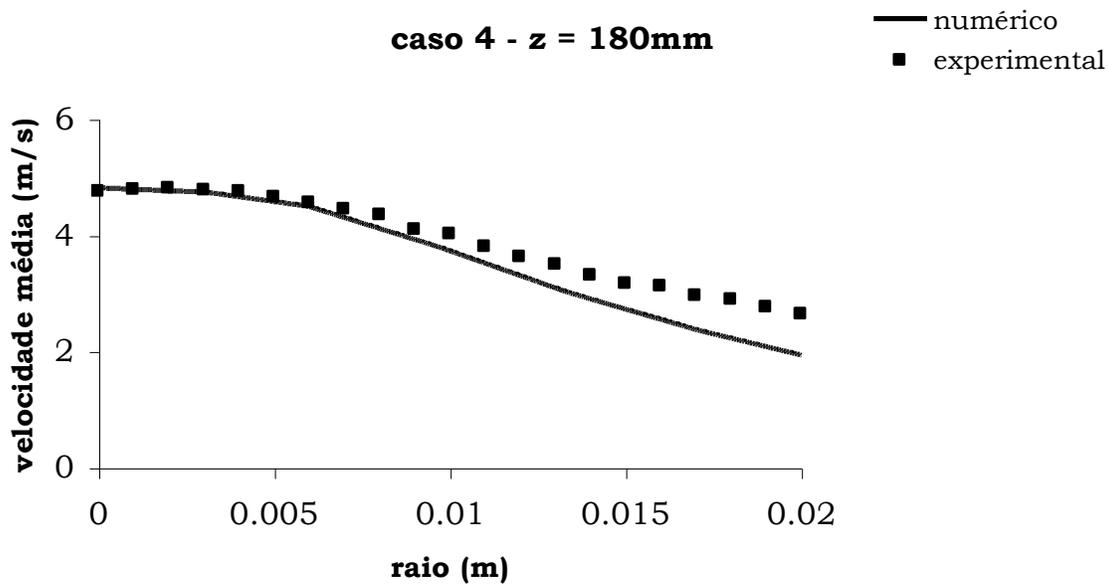


Figura 5.109. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 4 - z = 180mm.

Observa-se que a presença de velocidades adjacentes nos jatos 1 e 3 não alteram os perfis radiais obtidos pelas partículas carregadas no jato central, como observado quando se comparam as [Figuras 5.92-5.96](#) com as [Figuras 5.102-5.106](#).

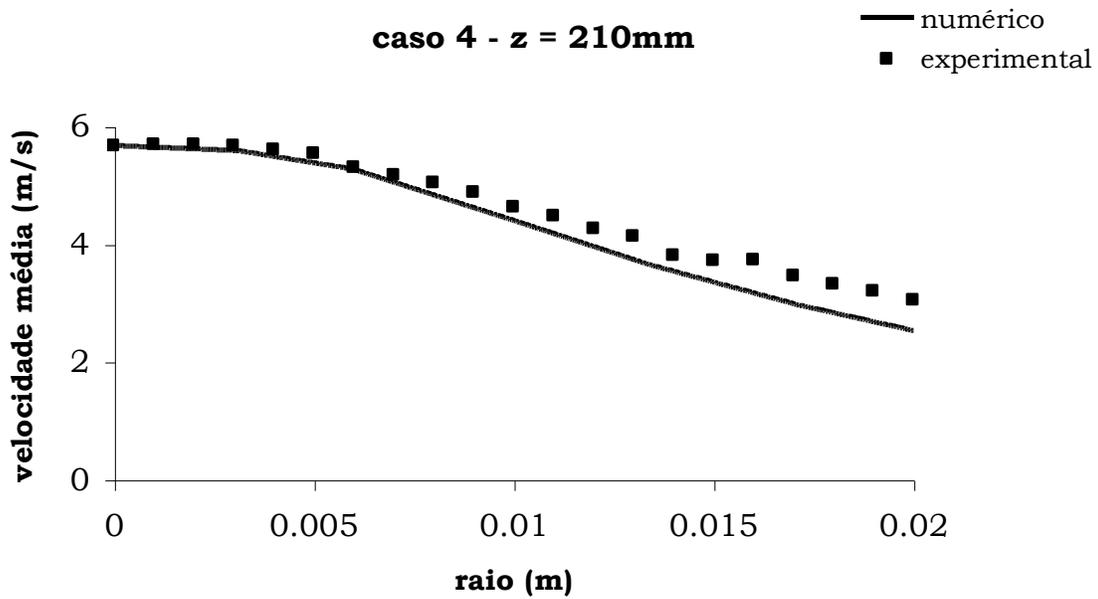


Figura 5.110. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 4 - z = 210mm.

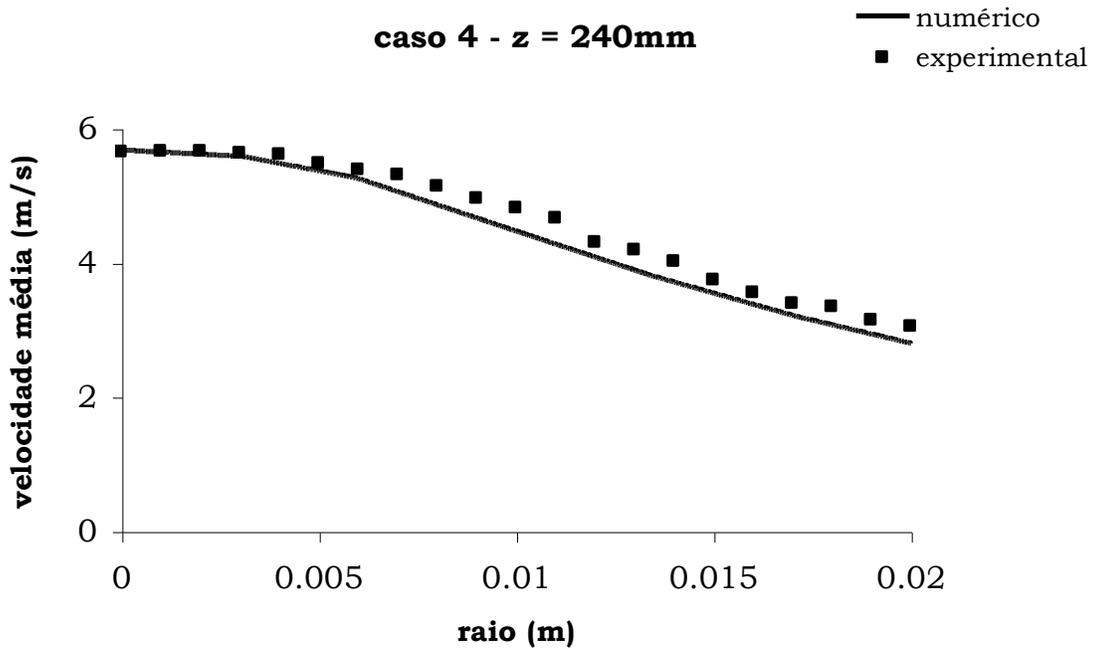


Figura 5.111. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 4 - z = 240mm.

No caso 5 foi analisado o escoamento em jato confinado sem a presença de jatos laterais, ou seja, sem a influência dos fluxos de gás adjacentes no escoamento principal (Figuras 5.112-5.116).

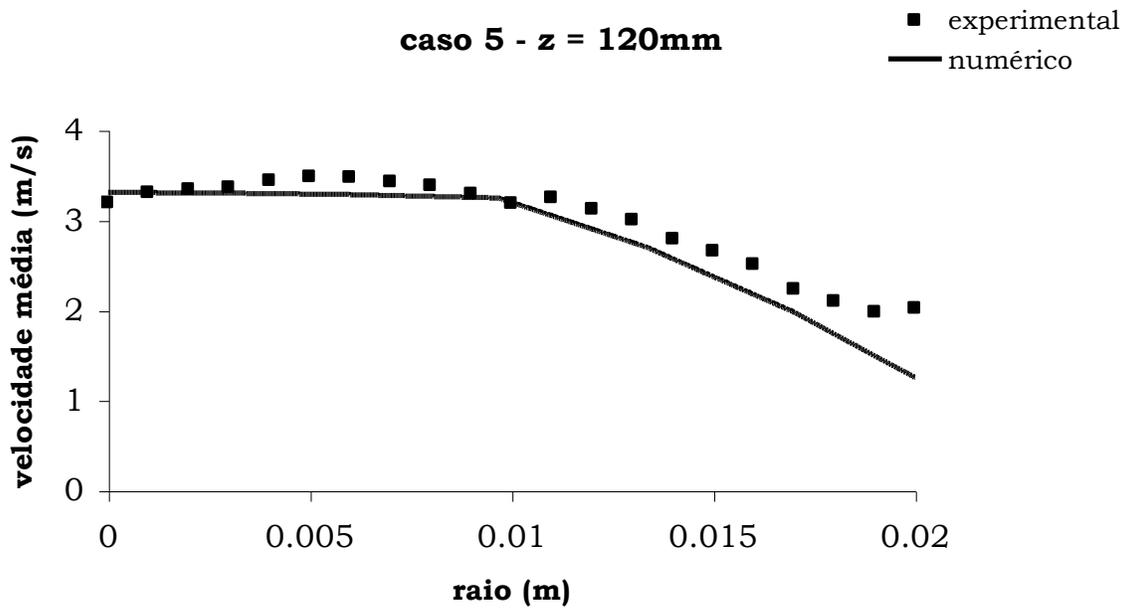


Figura 5.112. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 5 - z = 120mm.

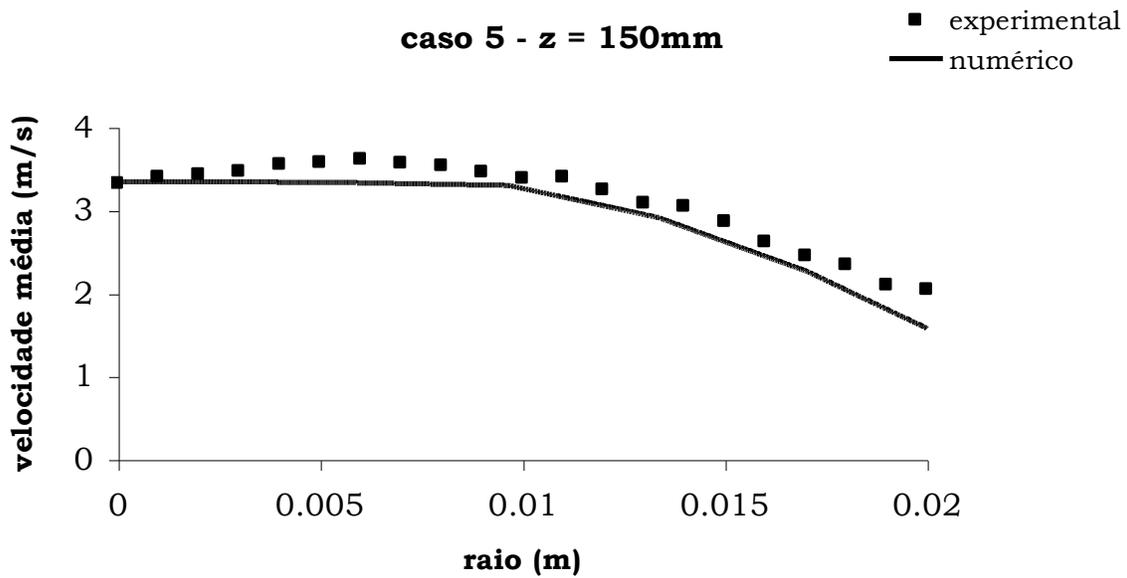


Figura 5.113. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 5 - z = 150mm.

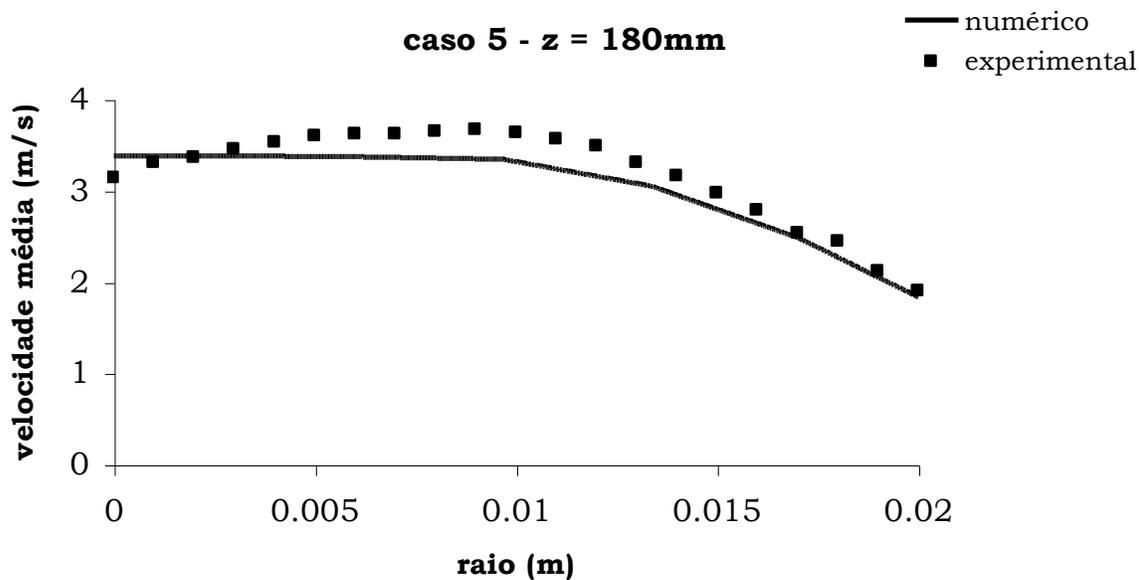


Figura 5.114. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 5 - z = 180mm.

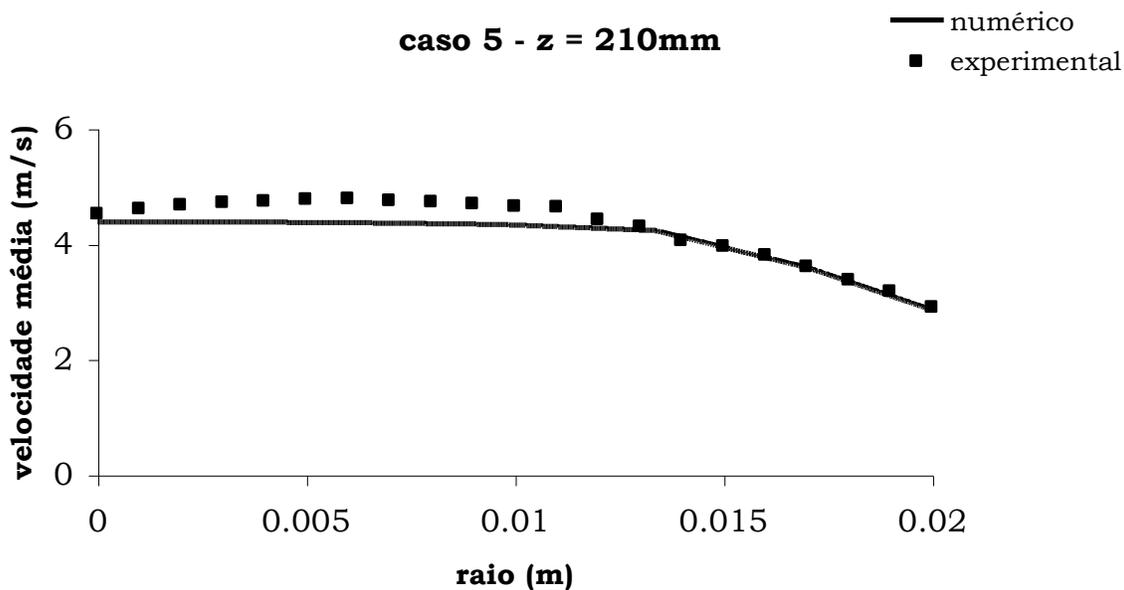


Figura 5.115. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 5 - z = 210mm.

No caso 6, apresentado nas Figuras 5.117-5.121, como observado a dispersão da fase sólida é semelhante a do caso 5, sendo neste também empregado o modelo AVC, o qual continuou a render bons resultados

frente aos experimentais obtidos. Entretanto, na zona primária ainda subestimando estes últimos, como também observado no caso 5.

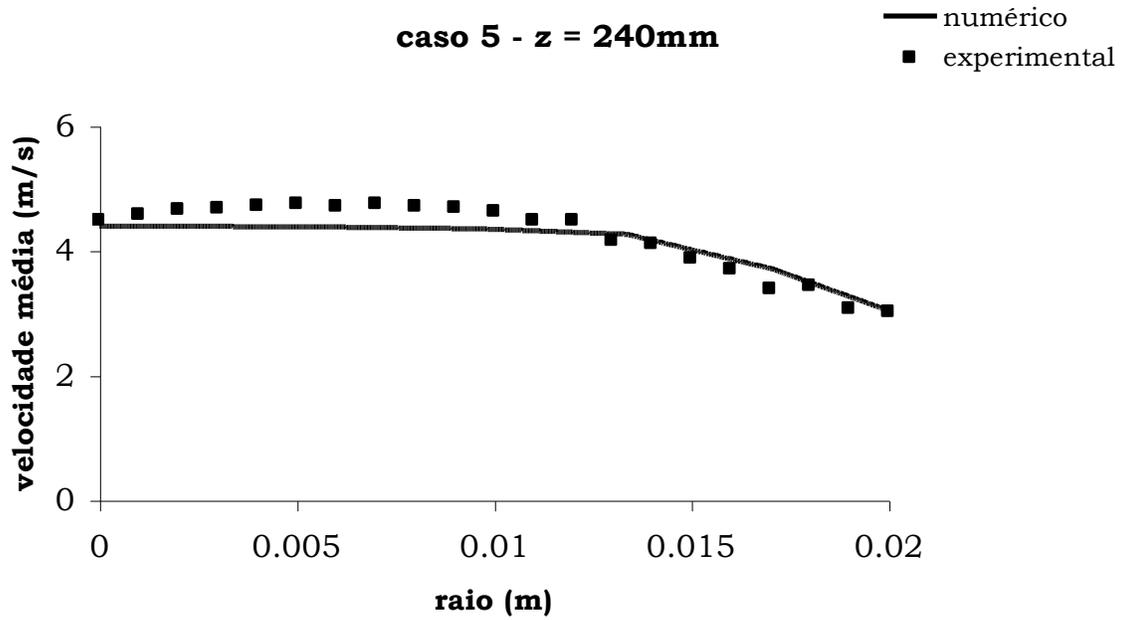


Figura 5.116. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 5 - z = 240mm.

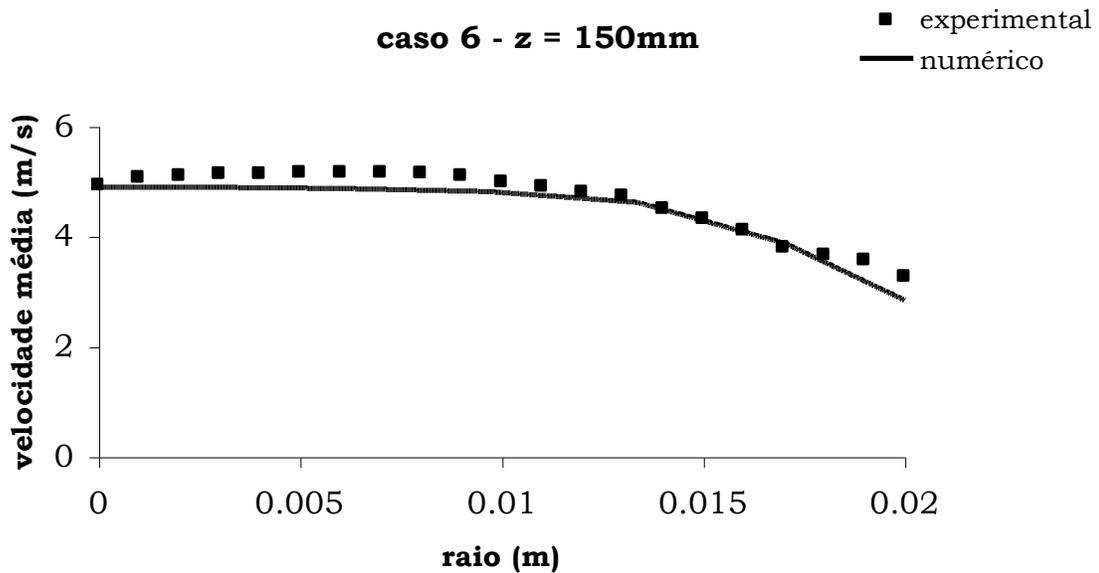


Figura 5.117. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 6 - z = 150mm.

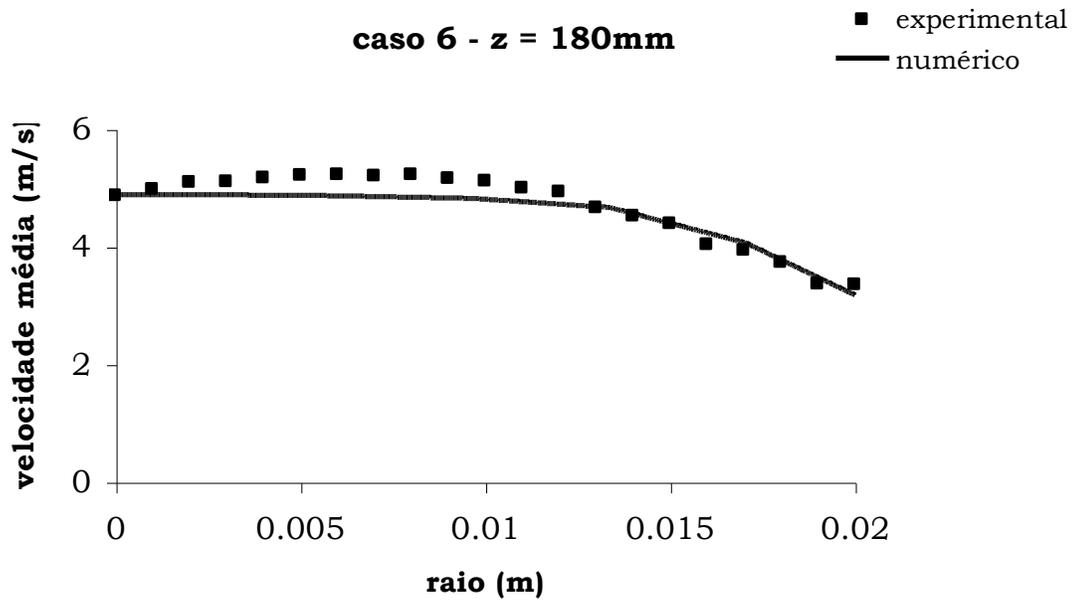


Figura 5.118. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 6 - z = 180mm.

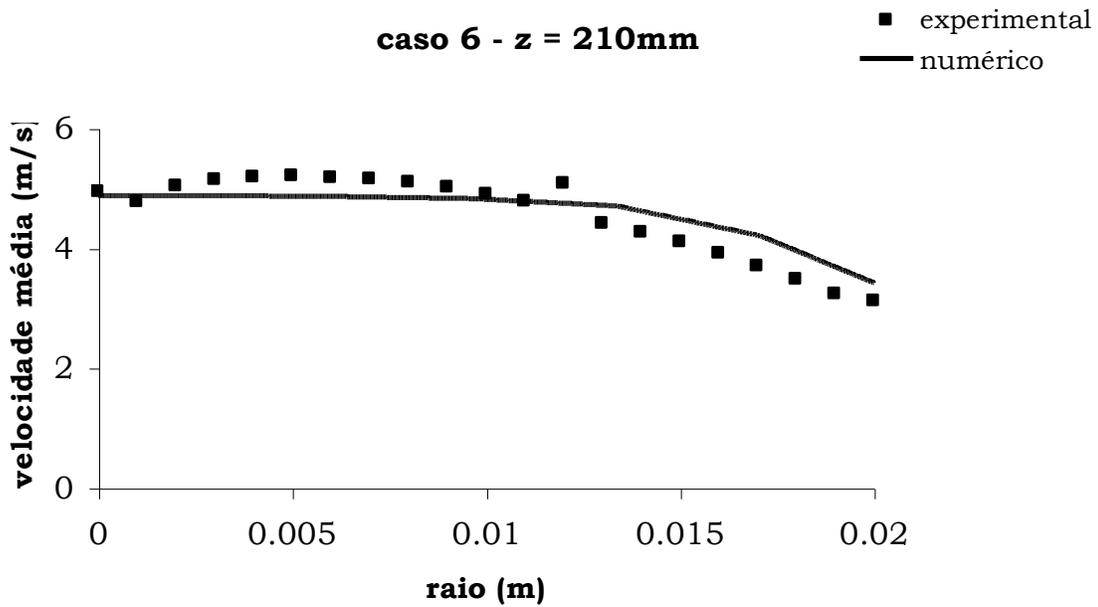


Figura 5.119. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 6 - z = 210mm.

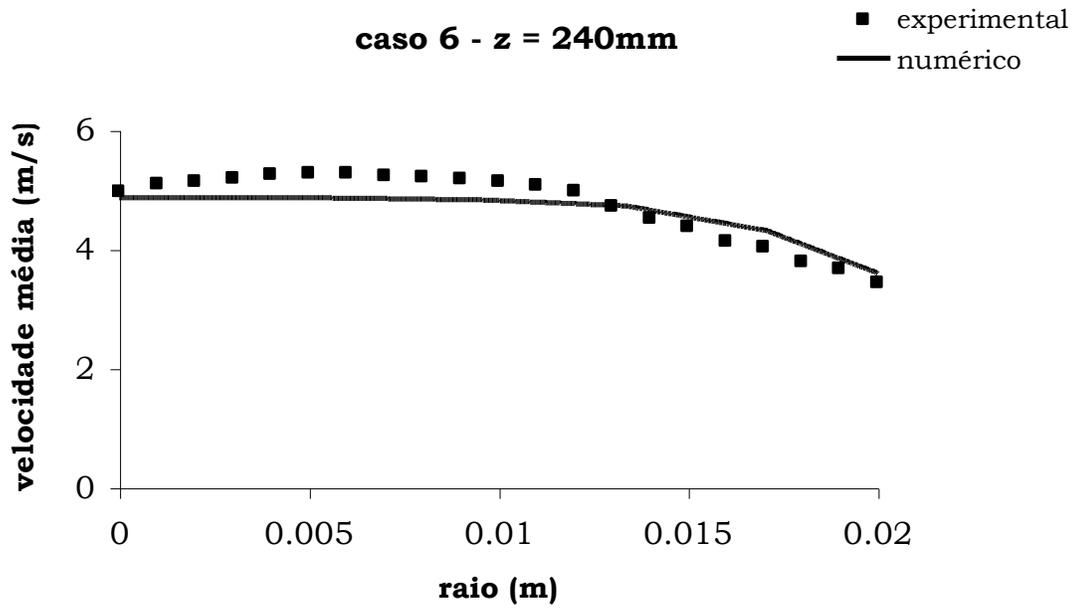


Figura 5.120. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 6 - z = 240mm.

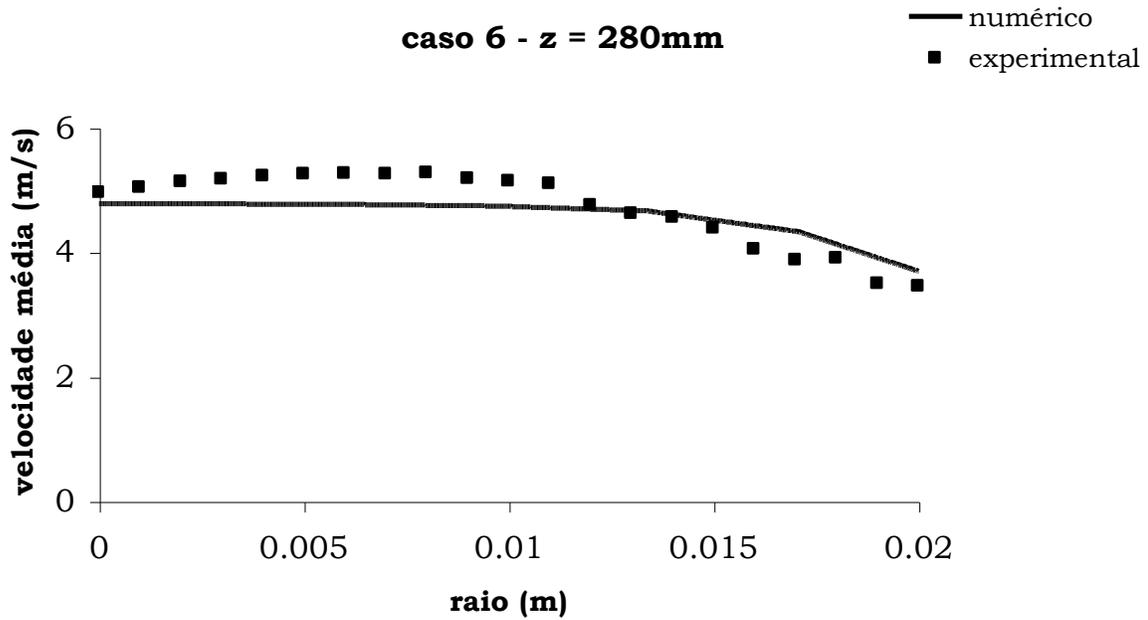


Figura 5.121. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 6 - z = 280mm.

Para o caso 7, foram mantidas as medições nas seções transversais iguais a 210, 240 e 280mm. No entanto, a fração de sólidos foi aumentada

a fim de observar a influência da fase sólida sobre a fase gás, bem como a velocidade de entrada. Neste caso, esta última foi praticamente duplicada para o jato central, frente aos seis casos anteriores.

As Figuras 5.122-5.124 mostram os dados numéricos e experimentais obtidos para o caso 7, nas seções transversais 210, 240 e 280mm devido à observação do escoamento padrão. Observa-se claramente o comportamento diferente da fase sólida no escoamento, quando comparados com os casos 1, 2, 3 e 4 devido à fração inicial de sólidos, o que implica na dependência da nova equação de turbulência para esta fase, como o modelo $k-\epsilon$ para a fase gás foi mantido; o modelo AVC.

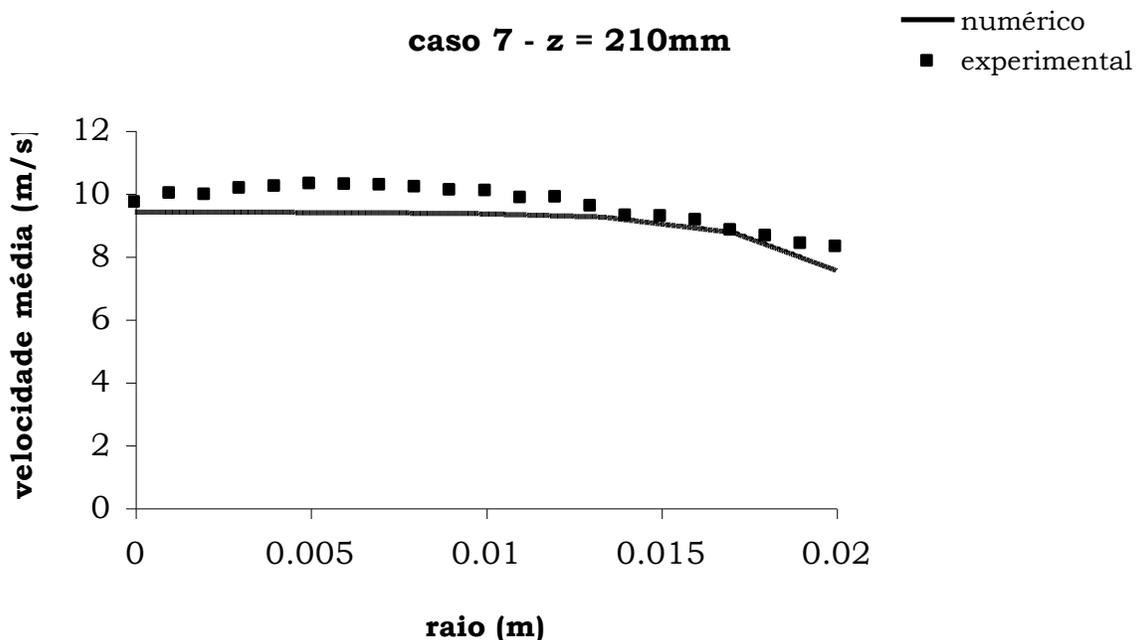


Figura 5.122. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 7 - $z = 210\text{mm}$.

Percebem-se também as velocidades iniciais dos jatos mais elevadas. As duas zonas encontradas nos casos 1, 2, 3 e 4 também podem ser vistas no caso 7. No entanto, a zona primária aparece quase constante, até aproximadamente 15mm radiais, devido a velocidade de entrada e fração

inicial de sólidos (manutenção da dinâmica), enquanto que a zona secundária, encurtada até os 20mm radiais, surgiu com uma zona de queda de velocidade acentuada.

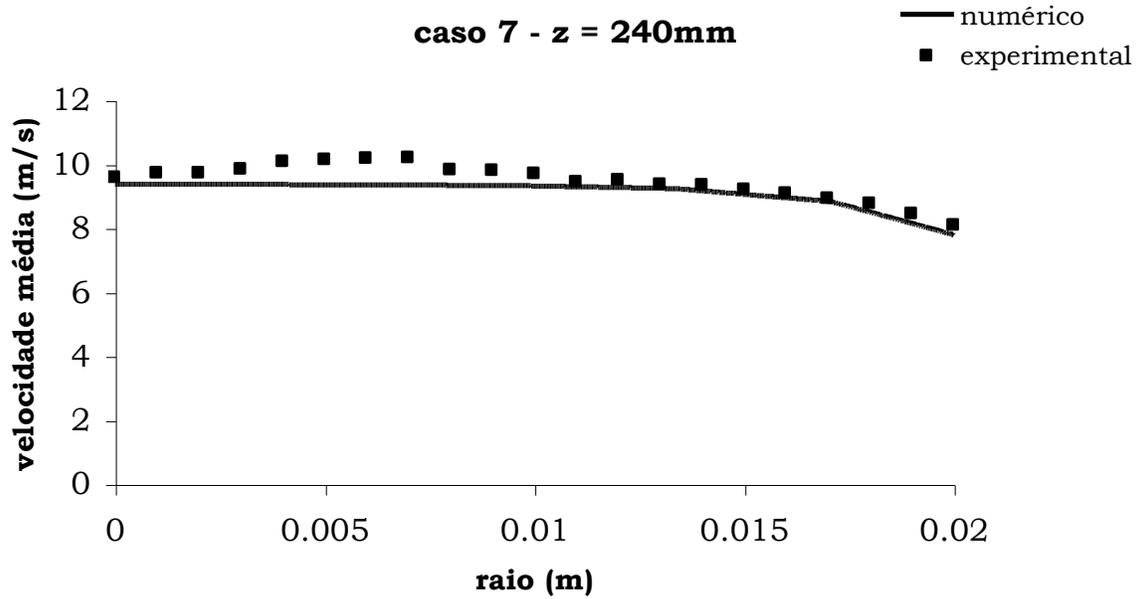


Figura 5.123. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 7 - z = 240mm.

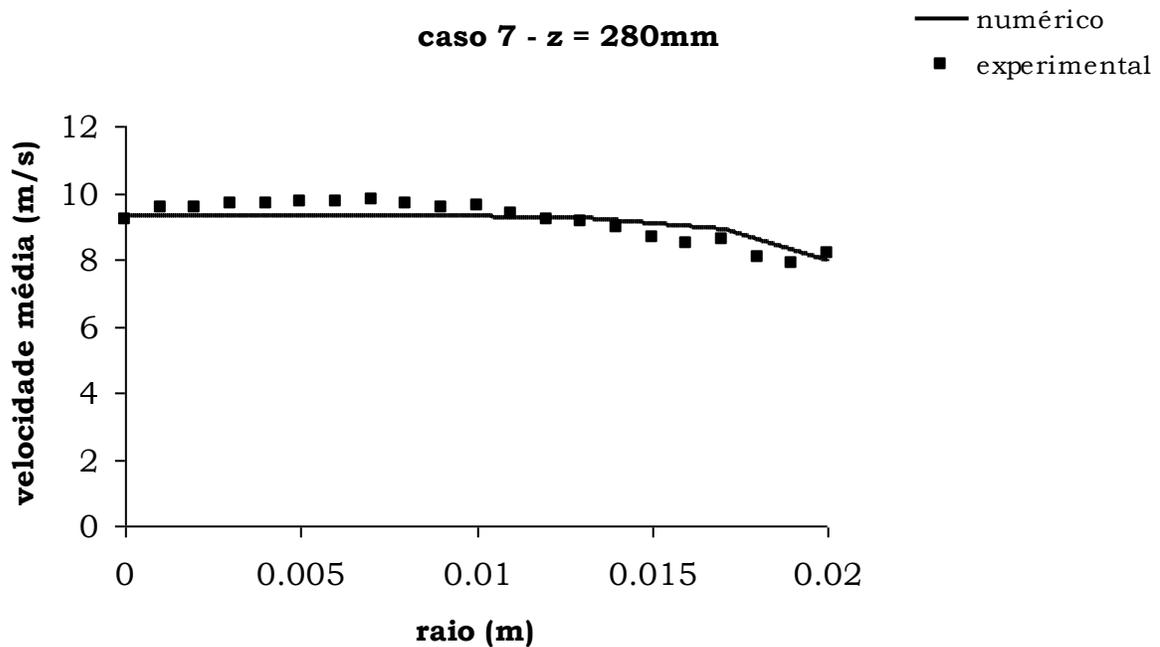


Figura 5.124. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 7 - z = 280mm.

No caso 8, Figuras 5.125-5.129 foram realizadas as medições nas mesmas distâncias do bico do jato central utilizadas nos casos 1-5, Figuras 5.125-5.129. A fração de sólidos foi mantida como no caso 7, e as velocidades iniciais aumentadas para todos os jatos.

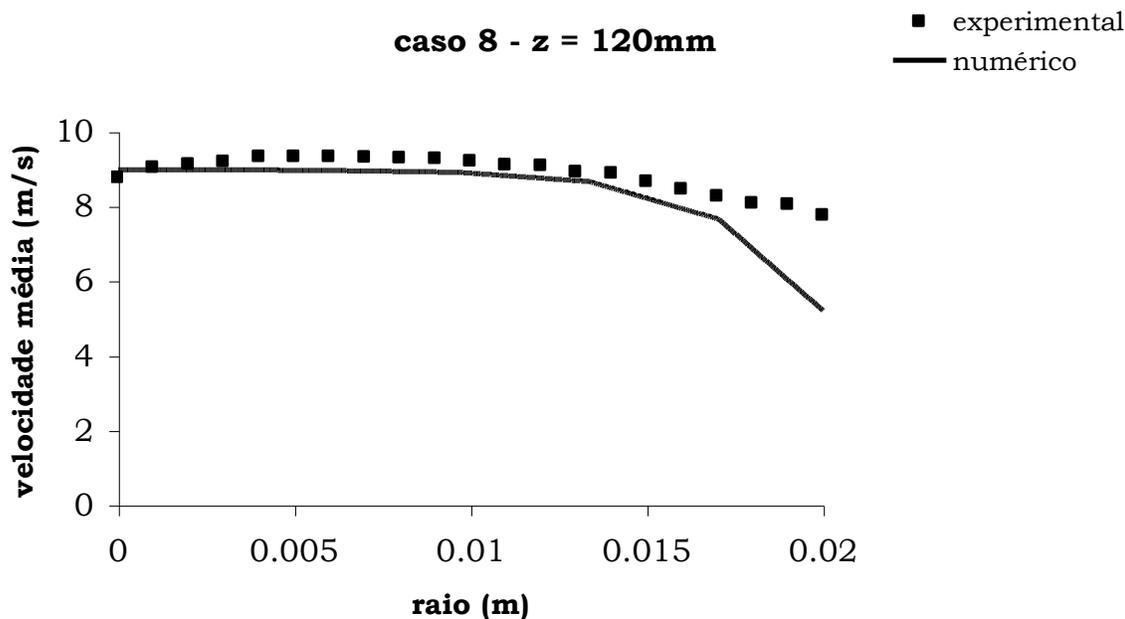


Figura 5.125. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 8 - z = 120mm.

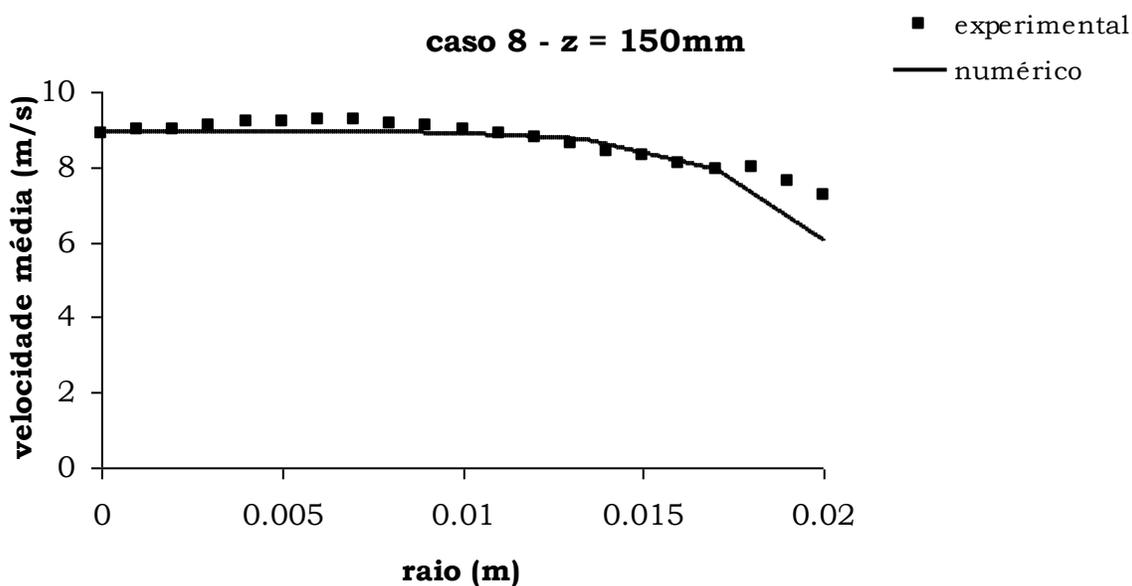


Figura 5.126. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 8 - z = 150mm.

O comportamento das partículas foi análogo ao caso anterior, nas seções transversais iguais a 210 e 240mm, mesmo com as mudanças nas velocidades iniciais. No entanto, quando verificadas as seções nas posições axiais mais inferiores (120 e 150mm), observa-se uma queda de velocidade na zona secundária ainda mais acentuada.

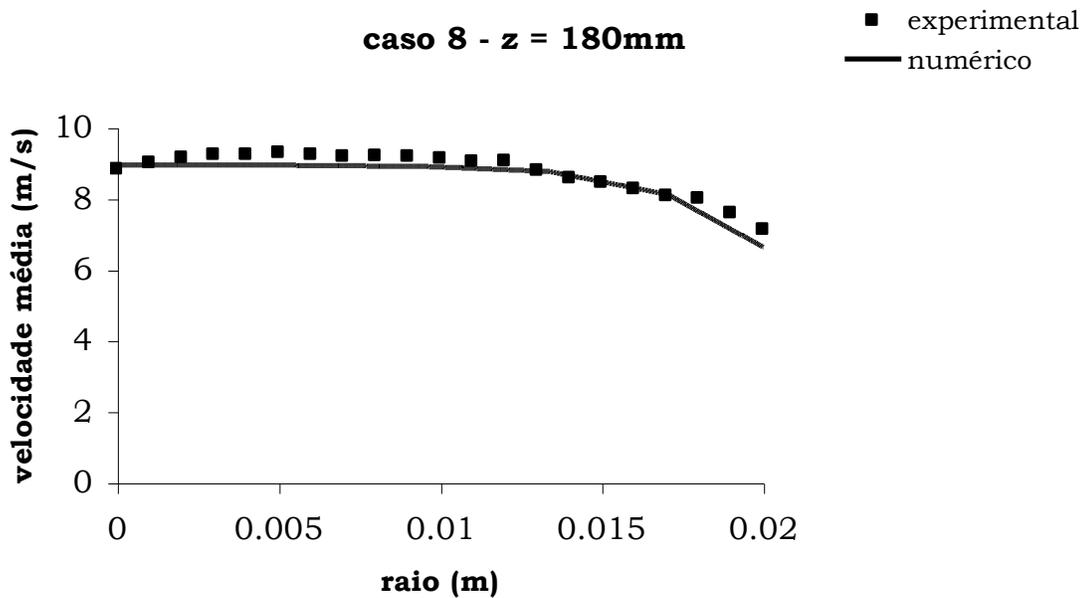


Figura 5.127. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 8 - z = 180mm.

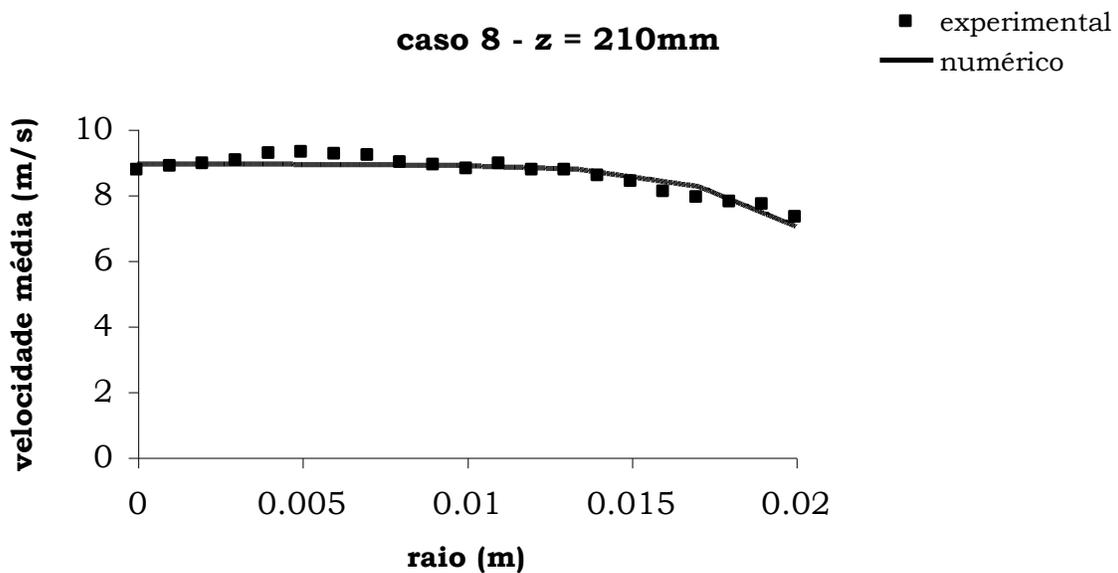


Figura 5.128. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 8 - z = 210mm.

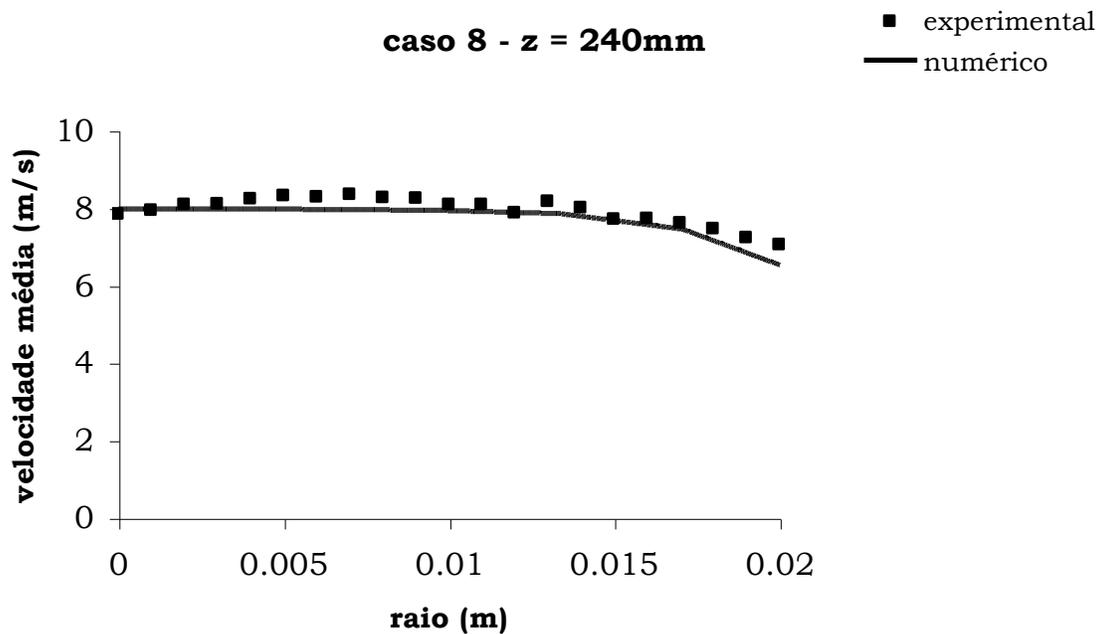


Figura 5.129. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 8 - z = 240mm.

As Figuras 5.130-5.133 apresenta o caso 9 em quatro distâncias axiais, 180, 210, 240 e 280mm. A velocidade de entrada foi aumentada um pouco mais para o jato central e os outros jatos foram desativados. A fração de sólidos é a mesma dos dois casos anteriores. O comportamento das partículas foi análogo aos casos 5, 6, 7 e 8, mesmo com maior velocidade no jato central e sem os outros jatos laterais, porém em maior magnitude de velocidade quando comparado aos casos 5 e 6.

A Figura 5.134 apresenta os vetores de velocidade nos planos axiais, para os nove casos de estudo, todos retirados a uma velocidade máxima de 8m/s e mínima de 2m/s, objetivando contrastar as diferenças de intensidade das velocidades, em cada jato, numa mesma faixa.

Fica evidente o caminho central preferencial tomado pelas partículas em todos os casos, primeiro devido ser o jato central responsável pela distribuição e dispersão da fase sólida e segundo pelo encurtamento do campo de escoamento causado pelo confinamento dos jatos, as velocidades

e frações iniciais e sólidos e a ação dos fluxos de ar advindos dos jatos laterais, jatos 1 e 3.

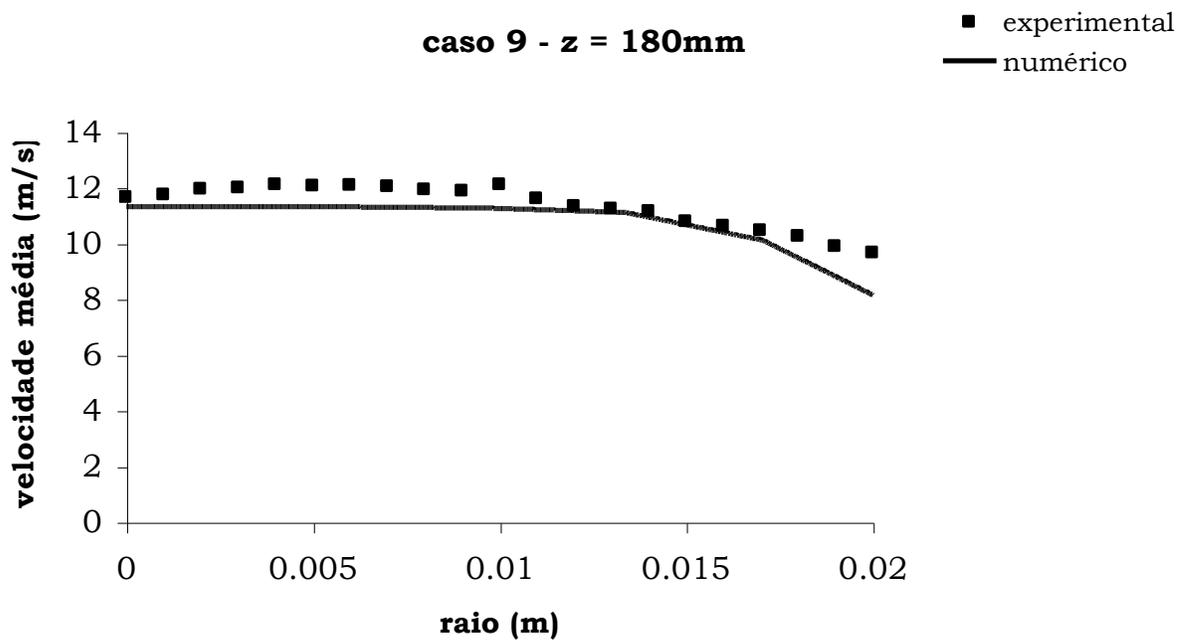


Figura 5.130. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 9 – z = 180mm.

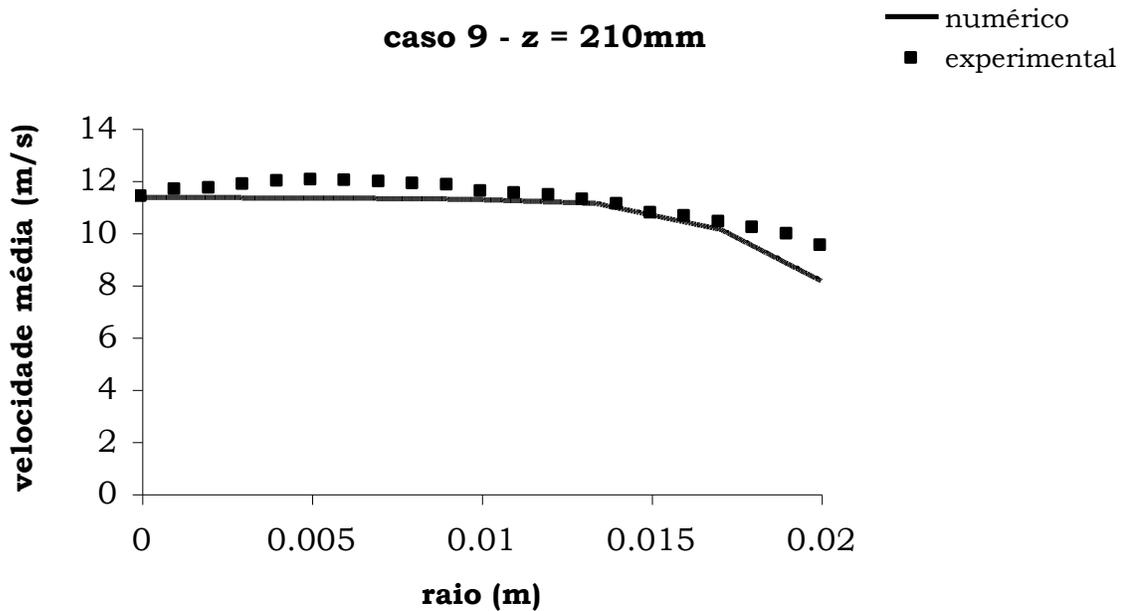


Figura 5.131. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 9 – z = 210mm.

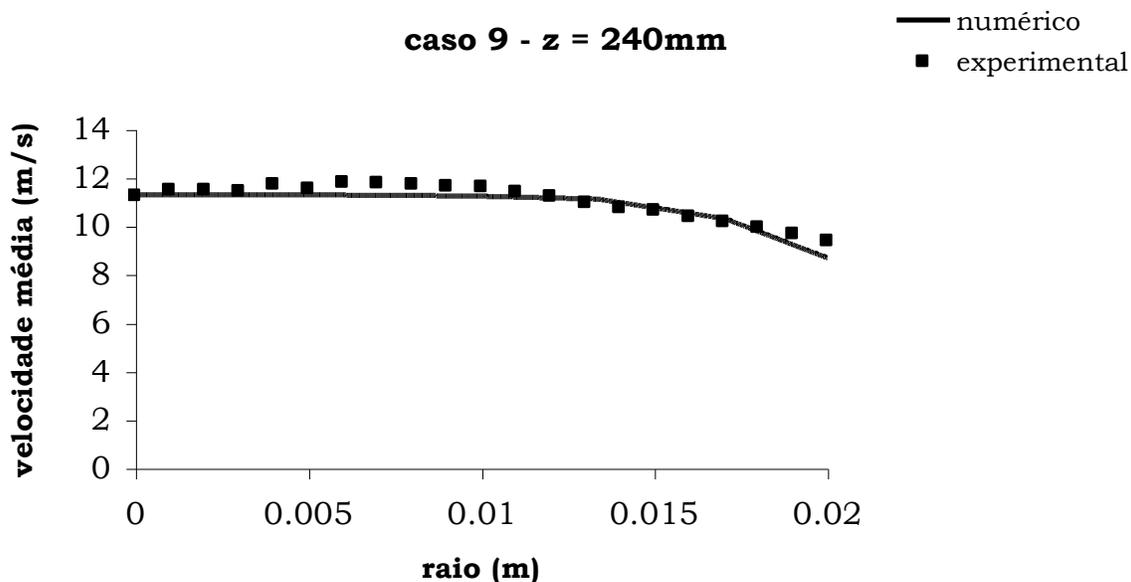


Figura 5.132. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 9 - z = 240mm.

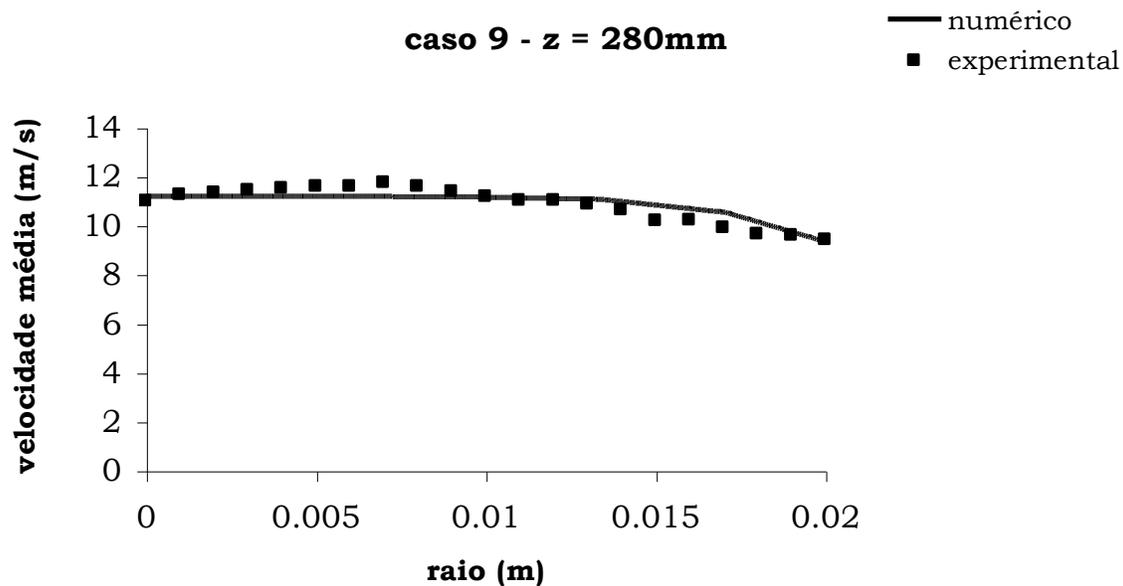


Figura 5.133. Perfis numérico e experimental de velocidade média das partículas caso 9 - z = 280mm.

A Figura 5.134a mostra o plano axial para o caso 1; os vetores indicam um pequeno deslocamento do movimento das partículas, sob a linha de fluxo dos jatos 1 e 3 em direção ao campo de escoamento bifásico,

porém não alterando o mesmo de forma significativa. No caso 3, [Figura 5.134c](#), o comportamento da fase sólida é exatamente o inverso (espelho) encontrado para o caso 1, visto ainda as configurações de velocidade de entrada para os jatos 1 e 3 serem invertidas, [Tabela 3.2](#) (pp. 69).

A [Figura 5.134b](#) mostra o plano axial para o caso 2. Neste caso, a velocidade do jato 1 e 3 são idênticas, o que deveria permitir uma maior uniformidade do escoamento. No entanto, tal maior uniformidade não é vista, pois se observa sim o mesmo comportamento da fase sólida e a manutenção das dimensões do caminho central preferencial frente aos casos 1 e 3.

Comparando-se então os casos 1, 2 e 3, o fluxo de gás nos jatos adjacentes não interfere significativamente no perfil de velocidade das partículas, o que se deve aos altos valores no número de Stokes das partículas. Mesmo aumentando ou diminuindo as velocidades iniciais de qualquer que seja o jato, dentro das velocidades moderadas e altas propostas, para os casos com mesma fração de sólidos inicial (casos 1-4), o comportamento das partículas no escoamento confinado tende a se manter análogo, conforme visto nas [Figuras 5.134a-d](#).

Na [Figura 5.134e](#), o caso 5 é apresentado sem interferência de fluxos de ar adjacentes. Como mencionado anteriormente para os quatro primeiros casos e agora comprovando, os jatos laterais não têm influência significativa quanto às mudanças no escoamento gás-sólido. No entanto, influenciam no encurtamento do campo principal. É possível observar uma leve expansão deste campo a partir de certa seção transversal para este caso, como dito, devido a não-redução provocada pelos jatos adjacentes.

Para o caso 6 ([Figura 5.134f](#)) percebe-se também tal expansão no campo principal de escoamento das partículas, mesmo sob efeito dos jatos laterais e igual fração inicial de sólidos. Este comportamento diferenciado

frente aos casos 1-4, como já visto no [Item 5.2.2](#), foi o que fez com que o modelo de dispersão das partículas fosse modificado, ou seja, nos casos 5 e 6 a fase sólida tem atuação destacada no padrão do escoamento bifásico confinado.

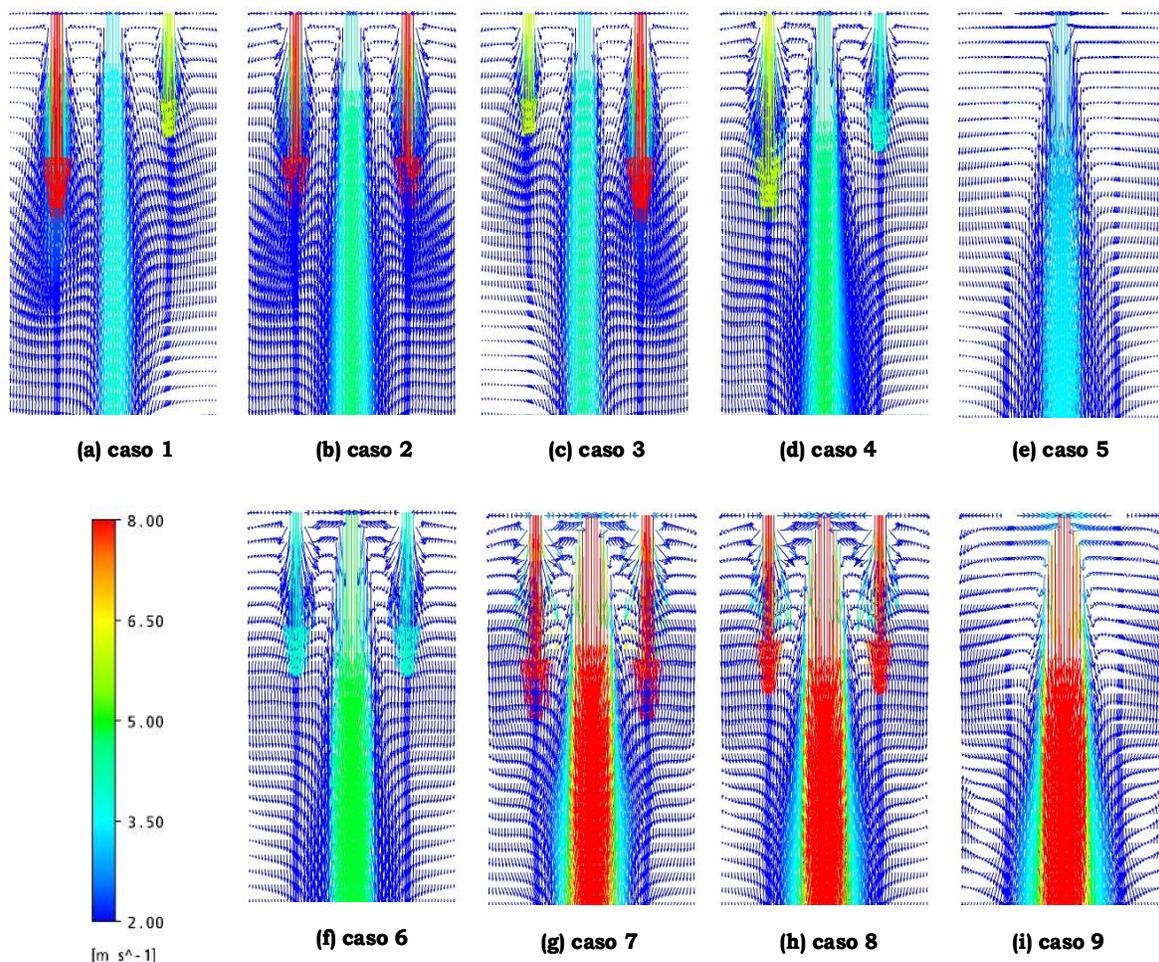


Figura 5.134. Vetores de velocidade.

As [Figuras 5.134g-i](#) se atêm aos casos 7, 8 e 9, casos com as maiores velocidade de entrada e fração inicial de sólidos. O alargamento do campo central foi mantido para todos estes casos, inclusive para o caso 9 onde não há interferências de fluxos adjacentes. As intensidades de velocidade, evidentemente, aparecem maiores nestes casos quando comparados aos seis primeiros, conforme [Tabela 3.2](#) (pp. 69).

Nos casos 7 e 8 (Figuras 5.134g e 5.134h) se observa maior intensidade de movimentos das partículas próximas à tampa da câmara de confinamento e aos bicos dos jatos, mais precisamente dos jatos 1 e 3, um campo de baixa pressão e alta circulação de partículas devido as altas velocidades imprimidas aos três jatos nestes estudos. No entanto, isto não interfere no campo do escoamento principal, mantendo tanto nestes dois casos 7 e 8 como no caso 9 o perfil padrão encontrado nos casos 5 e 6, apesar das diferenças de velocidades e fração de sólidos.

5.2.3.2. Perfis Numéricos de Fração Volumétrica Média das Partículas

As análises numéricas de fração volumétrica média das partículas para os nove casos de estudo são apresentadas para escoamentos bifásicos em jato confinado para as mesmas diferentes posições axiais empregadas nos Itens do **Capítulo 5**. Estes casos são investigados e comparados entre si. É importante mencionar que estas análises são puramente numéricas, visto não terem sido obtidos estes dados experimentalmente. Nas Figuras 5.135-5.139 são apresentados os perfis numéricos de fração volumétrica média das partículas para os casos 1-6.

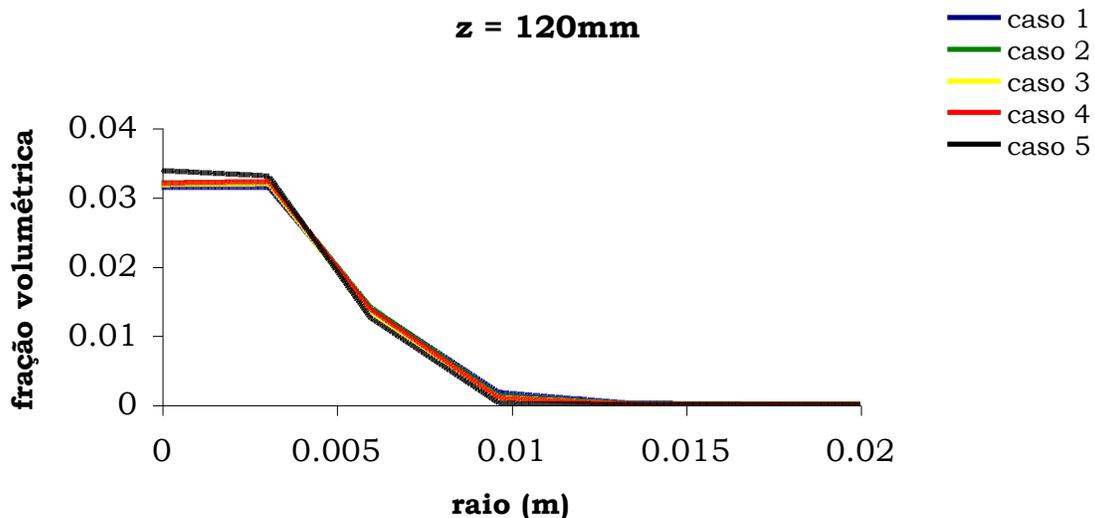


Figura 5.135. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-5 - $z = 120\text{mm}$.

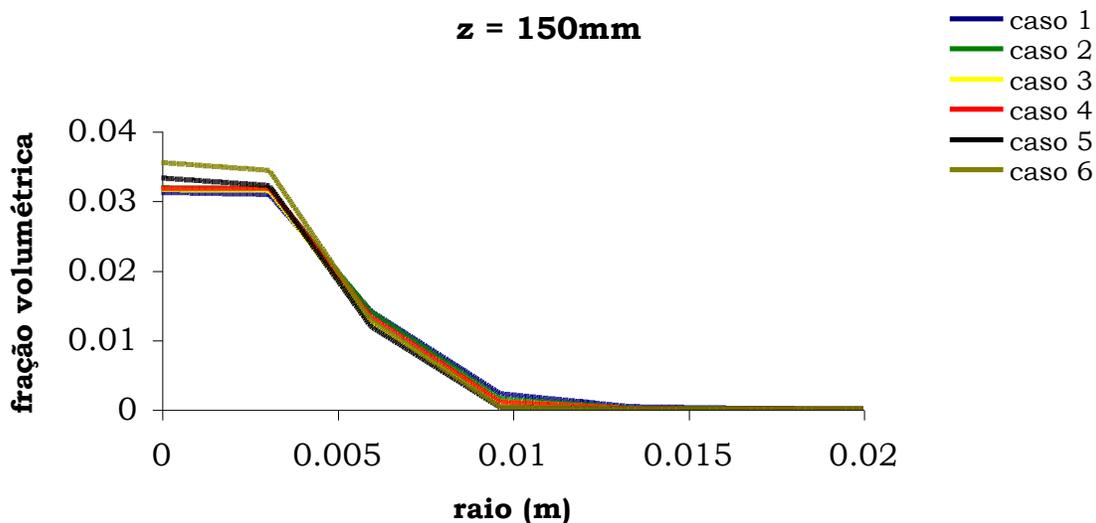


Figura 5.136. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-6 - $z = 150\text{mm}$.

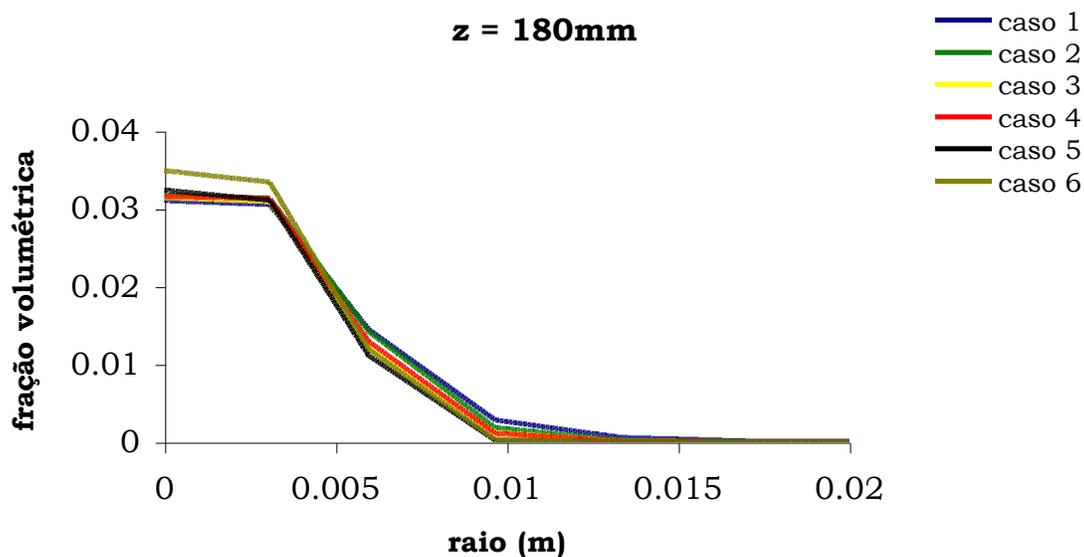


Figura 5.137. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-6 - $z = 180\text{mm}$.

Observam-se os mesmos comportamentos em todos estes casos, temos duas evidentes zonas bem destacadas, uma que vai do centro radial até aproximadamente 3mm, ou seja, até a metade do raio do bico dos jatos, e outra desta última posição radial até aproximadamente 10mm

radiais, a partir daí a fração volumétrica das partículas se torna quase que insignificante até o final da linha de medição em 20mm. Frações volumétricas maiores aparecem nas seções transversais inferiores, 120, 150 e 180mm para o caso 6.

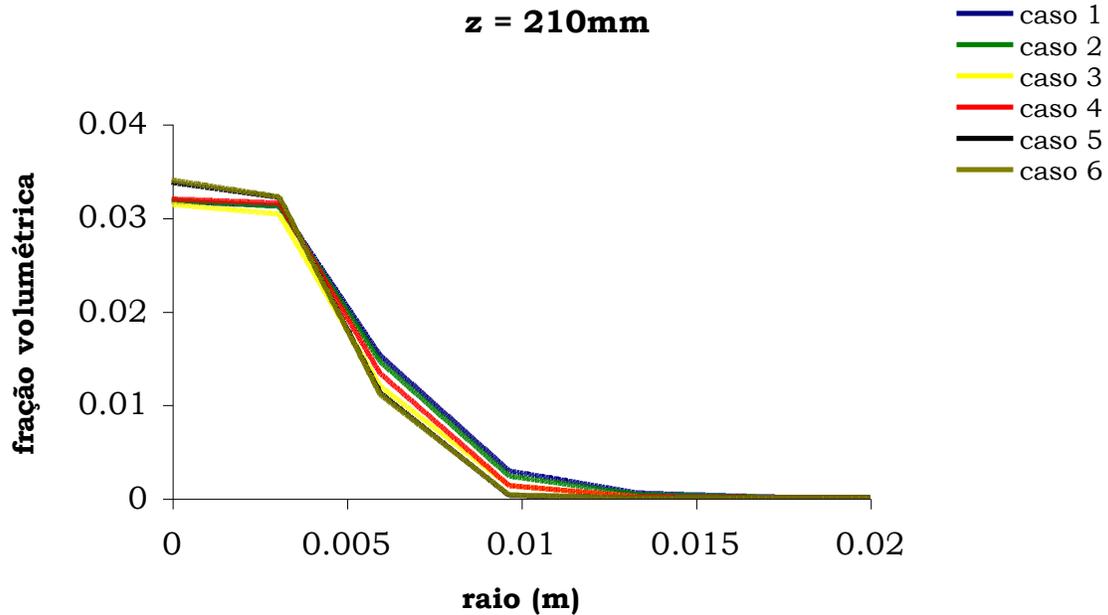


Figura 5.138. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-6 - z = 210mm.

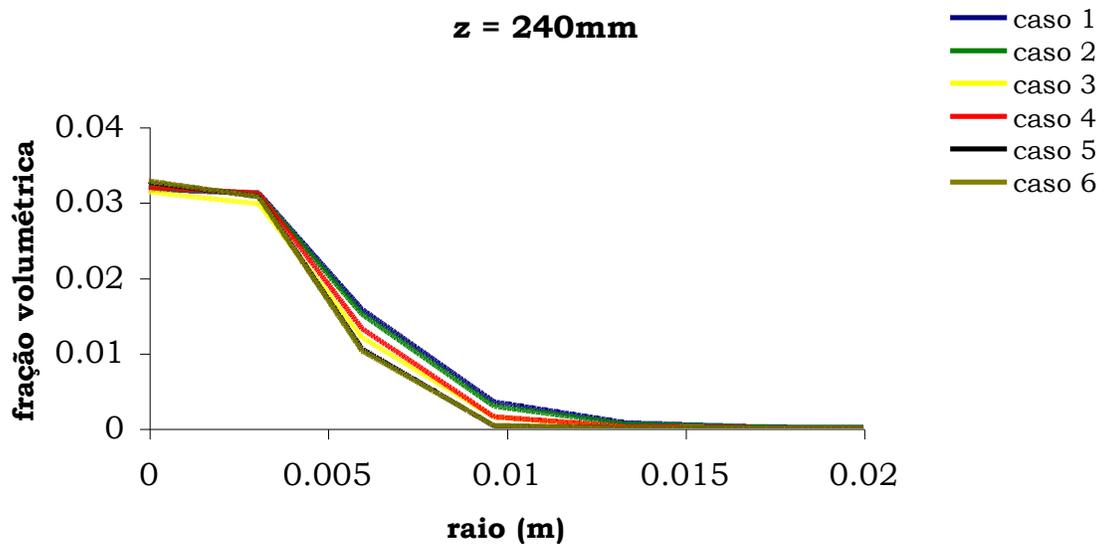


Figura 5.139. Perfis de fração volumétrica média das partículas casos 1-6 - z = 240mm.

Este comportamento também pode ser visto para os casos 7, 8 e 9 (Figuras 5.140-5.144) sob maiores frações volumétricas médias das partículas, ou seja, a fração inicial de sólidos não influencia na distribuição de concentração das partículas. No entanto, como já mencionado, a fração inicial de sólidos influencia no domínio do escoamento bifásico.

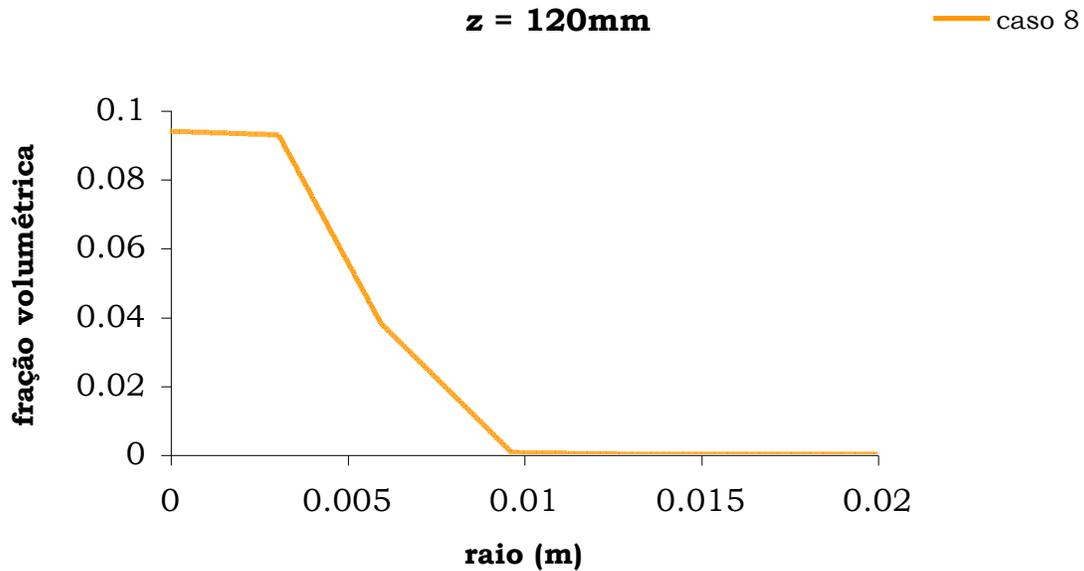


Figura 5.140. Perfil de fração volumétrica média das partículas - caso 8 - $z = 120\text{mm}$.

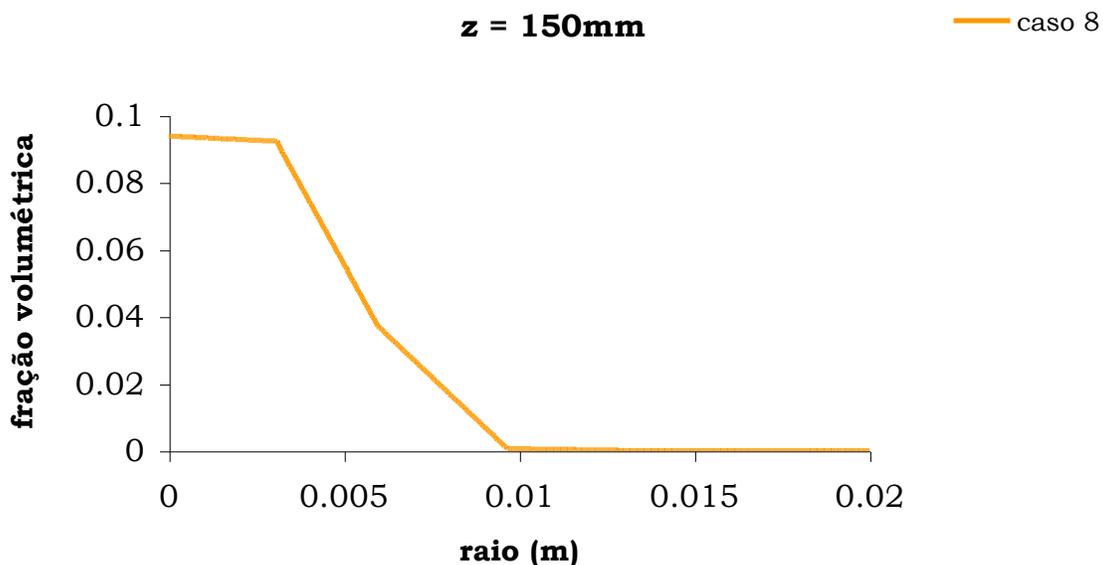


Figura 5.141. Perfil de fração volumétrica média das partículas - caso 8 - $z = 150\text{mm}$.

A Figura 5.145 apresenta os planos axiais de fração volumétrica, para os nove casos de estudo, retirados em duas frações volumétricas máximas de 0,03 (casos 1-6) e 0,08 (casos 7-9). Observam-se as semelhantes distribuições das partículas no escoamento principal entre todos os casos analisados, mesmo sob condições iniciais distintas de velocidade e fração de sólidos, como já verificado nas Figuras 5.135-5.144.

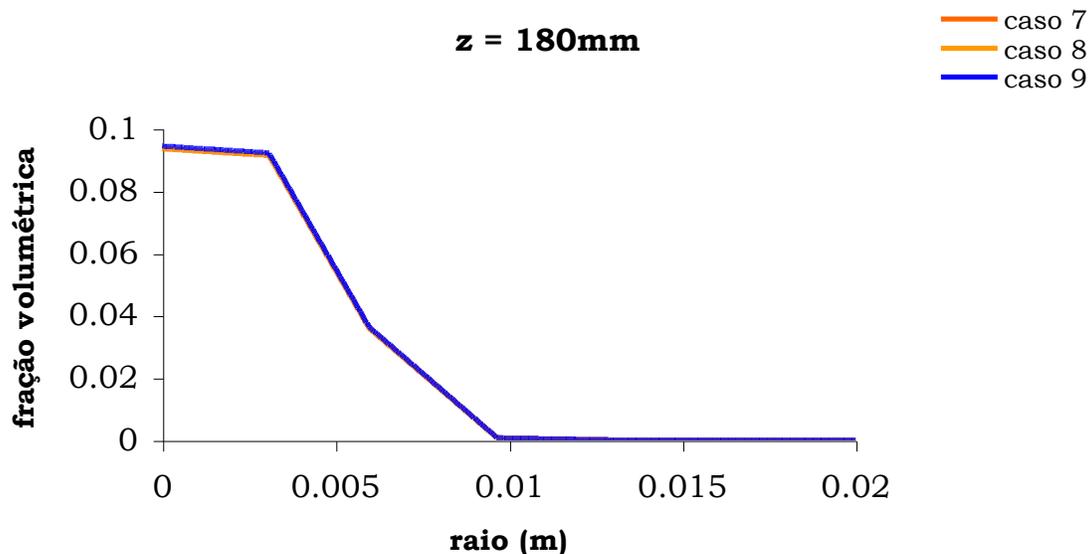


Figura 5.142. Perfis de fração volumétrica média das partículas - casos 7-9 - z = 180mm.

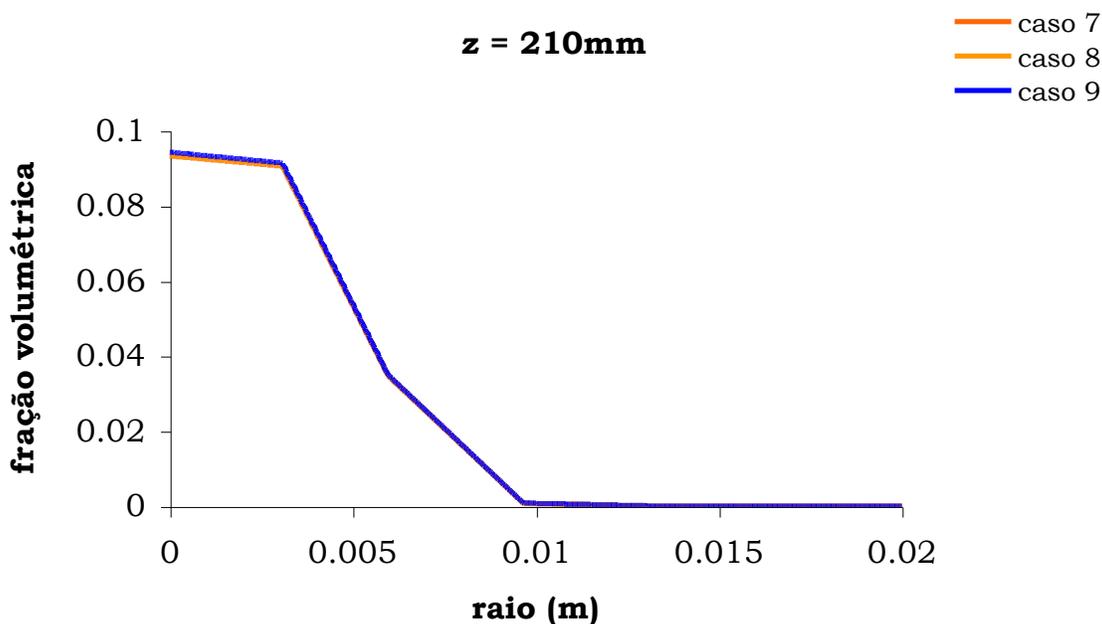


Figura 5.143. Perfis de fração volumétrica média das partículas - casos 7-9 - z = 210mm.

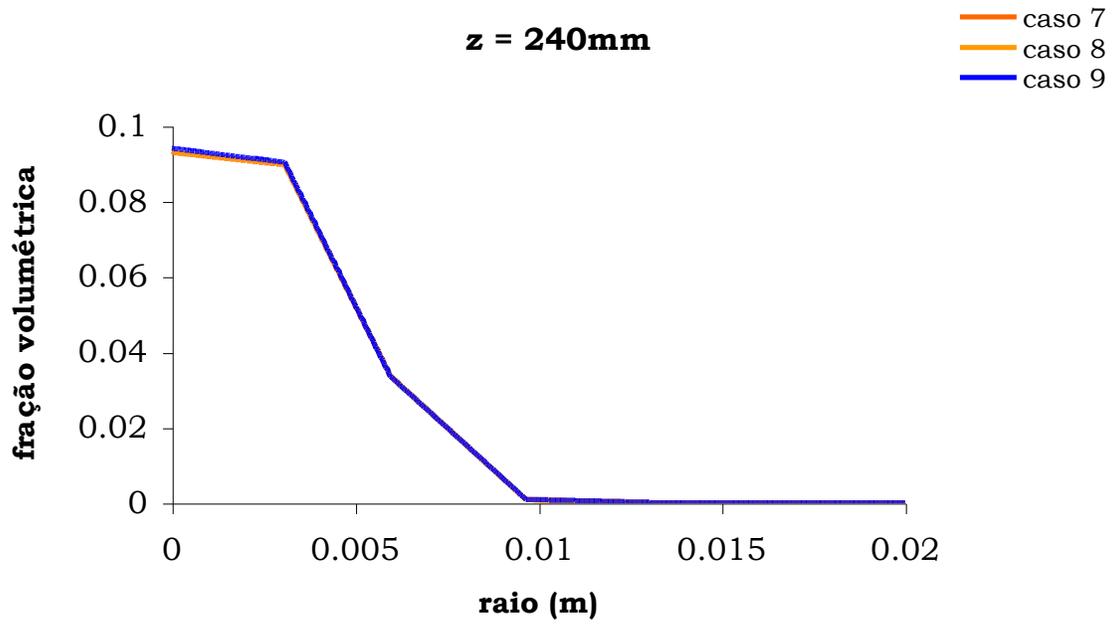


Figura 5.144. Perfis de fração volumétrica média das partículas - casos 7-9 - z = 240mm.

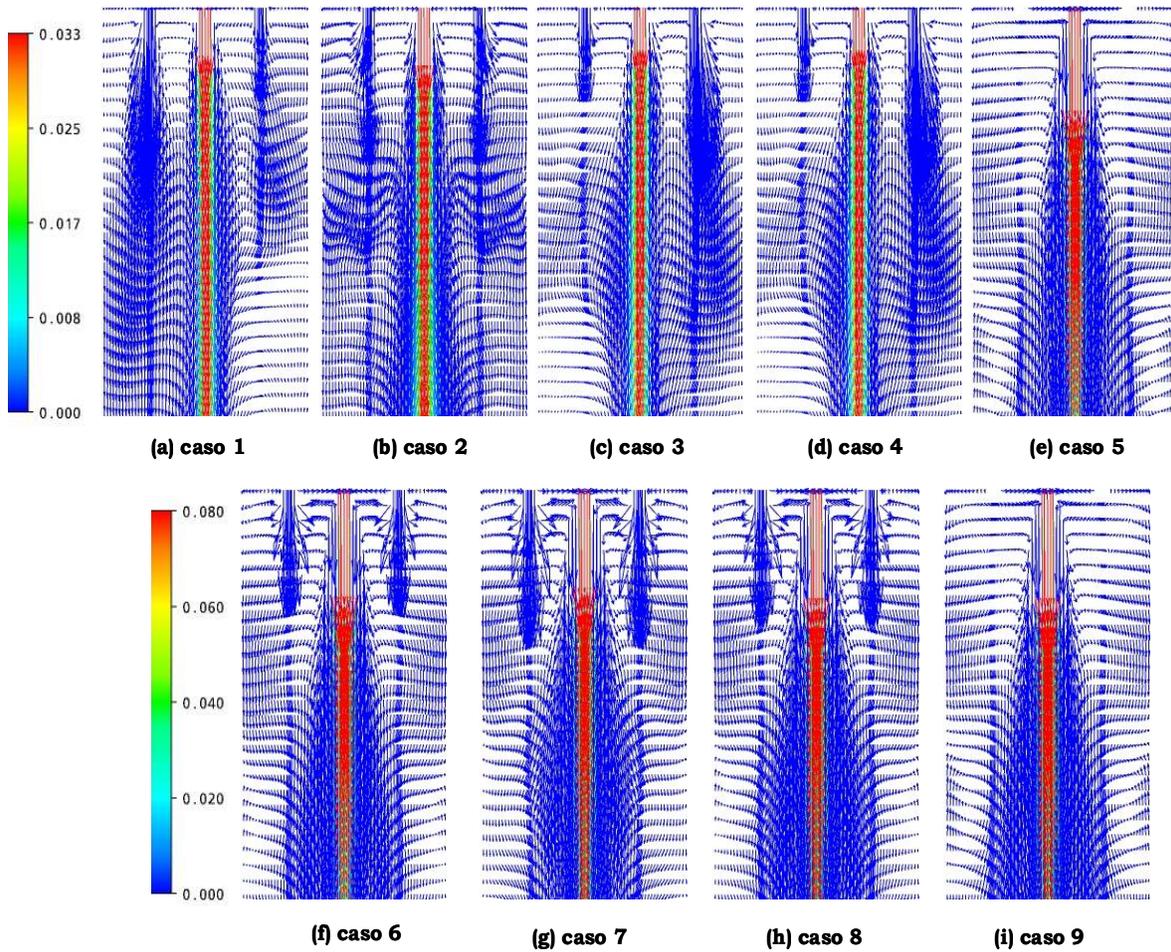


Figura 5.145. Planos de fração volumétrica das partículas.

Nas Figuras 5.145a-i ainda, pode-se novamente observar o comportamento da fase sólida pelo volume da câmara de confinamento. No entanto, percebe-se, de maneira mais nítida, um campo fluido criado em torno do escoamento principal, para os casos 5-9, implicando na canalização das partículas e na maior influência da fase sólida sobre o mesmo. Para os casos 1-4, nota-se um maior espalhamento da fase gás, evidentemente devido às condições iniciais destes.

Capítulo 6

Conclusões e Sugestões

6.1 Conclusões

O objetivo desta pesquisa foi o desenvolvimento das análises experimental e numérica de um jato circular confinado de dispersão gás-sólido e a validação do modelo matemático. As conclusões acerca dos resultados obtidos são divididas em experimentais e numéricas, como realizado em toda a extensão desta Tese de doutorado.

A análise experimental foi realizada, para o escoamento gás-sólido, com diferentes características geométricas. Como primeiro estudo a averiguação das fronteiras do escoamento de partículas provocado pela presença de jatos paralelos em um ambiente confinado. No segundo a comparação do escoamento bifásico em duas situações distintas: fluxo confinado e fluxo livre. Os dados foram adquiridos através de *PDA* (axial e radialmente) em diferentes posições a partir do bico do jato, na região desenvolvida do jato. Análises da velocidade média, flutuação de velocidade e intensidade de turbulência das partículas foram realizadas para todas as posições de medição.

É importante salientar que os resultados para diâmetro médio obtidos estão de acordo com o esperado, pois as partículas foram adquiridas comercialmente para o diâmetro de Sauter requerido, o que mostra a consistência do sistema *PDA* na aquisição de dados.

Com sucesso na construção e simetria da câmara de confinamento e leitura dos dados experimentais via técnica óptica, foi possível observar o comportamento dos escoamentos confinados como sendo análogos aos escoamentos em interiores de dutos ou como em regiões de bicos de jatos. Os jatos adjacentes não interferem significativamente no perfil de

velocidade média das partículas qualitativamente, quando estes são comparados individualmente em cada caso de estudo, visto que quantitativamente as condições iniciais são limitantes. No entanto, mesmo assim ao final da linha de medição este perfil quantitativo é também igualitário e independente das velocidades dos jatos. Além disso, o escoamento confinado não apresenta altas diferenças entre os seus maiores e menores valores de velocidades quando comparados com o escoamento em jato livre, caracterizando um comportamento alisador. Basicamente, os perfis radiais de velocidade média das partículas se dividem em duas zonas, as quais de acordo com as condições iniciais de cada caso podem ser maiores, iguais ou menores quando comparadas entre si. Os perfis de flutuação de velocidade das partículas, quando comparados individualmente, não apresentaram diferenças significativas. O grau de flutuação de velocidade e o gradiente de intensidade de turbulência são maiores para casos de estudo com menor carga mássica de partículas, e estes são atenuados com o confinamento do escoamento gás-sólido. É importante salientar que os resultados para diâmetro médio obtido estão de acordo com o esperado, pois as partículas foram adquiridas comercialmente para o diâmetro médio de Sauter requerido, o que mostra a consistência do sistema de *PDA* na aquisição destes dados. Todos os dados adquiridos experimentalmente podem ser utilizados para a validação numérica da situação de escoamento de partículas em jato circular confinado.

A análise numérica foi realizada de acordo com os dados experimentais obtidos e apresentados nesta pesquisa. Análises de malha, dos modelos de dispersão e perfis radiais e axiais de velocidade média e fração volumétrica média das partículas foram realizadas para todas as posições mensuradas.

A geometria e a malha numérica, bem como o *software*, empregados nos cálculos matemáticos demonstraram excelente desempenho. Os modelos de dispersão utilizados nas simulações para ambas as fases, gás e sólida,

mostraram-se capazes de predizer o comportamento turbulento destas. Todos os perfis numéricos de velocidade média das partículas apresentaram comportamento análogo aos obtidos experimentalmente para a mesma variável, nas mesmas posições e condições iniciais em cada caso de estudo. Os perfis de fração volumétrica média das partículas mostraram a mesma tendência qualitativa, em todos os casos analisados, independente das condições iniciais e dos jatos laterais. O modelo matemático obteve excelente concordância com os dados mensurados experimentalmente, assim confirmando sua representatividade.

Este estudo ainda fornece informação útil para a compreensão da interação partícula-gás em um jato bifásico, e pode ser usado para a validação de simulações numéricas de tais escoamentos.

6.2. Sugestões

Cabe por fim, lembrar a necessidade da realização de pesquisas futuras, objetivando a unificação do modelo matemático implantado aqui, para as simulações do escoamento gás-sólido em um jato circular confinado. Procedimentos como a variação do número de Stokes até um limite de influência dos jatos adjacentes sobre as partículas do jato central, regressão numérica dos dados experimentais, a fim de obter parâmetros comuns dentro das diferentes condições do escoamento, e a implementação de modelos turbulentos mais avançados para a fase sólida seriam alguns dos passos para tal.

Referências Bibliográficas

- [1] AISA, L., GARCIA, J. A., CERECEDO, L. M., GARCIA PALACIN, I., CALVO, E., Particle Concentration and Local Mass Flux Measurements in Two-Phase Flows with PDA: Application to a Study on Dispersion of Spherical Particles in a Turbulent Air Jet, *International Journal of Multiphase Flow*, n° 28, pp. 301 – 324, 2002.
- [2] ALBRECHT, H. E.; BORYS, M.; DAMASCHKE, N.; TROPEA, C.; Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. *Ed. Springer*, 2002.
- [3] ALI, H., ROHANI, S., Dynamic Modeling and Simulation of a Riser-Type Fluid Catalytic Cracking Unit, *Chemical Engineering Technology*, n° 20, pp. 118-130, 1997.
- [4] ALVES, J. J. N., MORI, M., Fluid Dynamic Modeling and Simulation of Circulating Fluidized Bed Reactors: Analysis of Particle Phase Stress Models, *Computers and Chemical Engineering*, vol. 22, pp. S763-S766, 1998.
- [5] ALVES, J. J. N., MEIER, H. F., MARTIGNONI, W. P., MORI, M., The Effect of Turbulence on the Flow Pattern of Circulating Fluidized Bed Reactors, *Proceedings of ENPROMER*, vol. 3, pp. 1351-1356, 2001.
- [6] ARASTOOPOUR, H., WANG, C., SANFORD, A. W., Particle-Particle Interaction Force in a Dilute Gas-Solid System, *Chemical Engineering Science*, vol. 37, n° 9, pp. 1379-1386, 1982.
- [7] ARASTOOPOUR, H., CUTCHIN III, J. H., Measurement and Analysis of Particle-Particle Interaction in a Co-current Flow of Particles in a Dilute Gas-Solid System, *Chemical Engineering Science*, vol. 40, n° 7, pp. 1135-1143, 1985.

- [8] BASTOS, J. C. S. C., ROSA, L. M., MORI, M., MARINI, F., MARTIGNONI, W. P., Modeling and Simulation of a Gas-Solids Dispersion Flow in a High-Flux Circulating Fluidized Bed (HFCFB) Riser, *Catalysis Today*, vol. 130, pp. 462-470, 2008.
- [9] BOGUSLAWSKI, L.; POPIEL, Cz. O.; Flow Structure of the Free Round Turbulent Jet in the Initial Region, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 90, pp. 531-539, 1979.
- [10] CROWE, C. T., Review-Numerical Models for Dilute Gas-Particle Flows, *Journal of Fluids Engineering*, vol. 104, pp. 297-303, 1982.
- [11] CROWE, C.T., GORE, R.A., TROUTT, T.R., Particle Dispersion by Coherent Structures in Free Shear Flows, *Particulate Science Technology*, vol. 3, pp. 149-158, 1985.
- [12] CROWE, C.T., CHUNG, T.N., TROUTT, T.R., Particle Mixing in Free Shear Flows, *Prog. Energy Combustion Science*, vol. 14, pp. 171-194, 1988.
- [13] CROWE, C. T., On Models for Turbulence Modulation in Fluid-Particle Flows, *International Journal of Multiphase Flow*, n° 26, pp. 719-727, 2000.
- [14] DECKER, R., Análise de Estruturas de Larga Escala em Jatos de Dispersão Bifásicos, *Faculdade de Engenharia Química, Universidade Estadual de Campinas*, 2008, Tese de Doutorado.
- [15] EATON, J.K., FESSLER, J.R., Preferential Concentration of Particles by Turbulence, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 20, pp. 169-209, 1994.

- [16] EDWARDS, C.F., MARX, K.D., Multipoint Statistical Structure of the Ideal Spray, Part 1: Fundamental Concepts and the Realization Density, *Atomization and Sprays*, vol. 5, pp. 435-455, 1995.
- [17] EDWARDS, C.F., MARX, K.D., (1995). Multipoint Statistical Structure of the Ideal Spray, Part 2: Evaluating Steadiness Using the Interparticle Time Distribution, *Atomization and Sprays*, vol. 5, pp. 457-505, 1995.
- [18] FAIRWEATHER, M., HURN, J.-P., Validation of an Anisotropic Model of Turbulent Flows Containing Dispersed Solid Particles Applied to Gas-Solid Jets, *Computers & Chemical Engineering*, vol. 32, pp. 590-599, 2008.
- [19] FAN, Q., ZHANG, H., GUO, Y., WANG, X., LIN, W., Experimental Studies of Two-Phase Round Turbulent Jet Coherent Structures, *Tsinghua Science and Technology*, vol. 5, pp. 105–108, 2000.
- [20] FERZIGER, J. H., Simulation of Incompressible Turbulent Flows, *Journal of Computational Physics*, vol. 69, n° 1, pp. 1-48, 1987.
- [21] FOSCOLO, P.U., GIBILARO, L.G., A Fully Predictive Criterion for the Transition between Particulate and Aggregative Fluidization, *Chemical Engineering Science*, vol. 39, pp. 1667–1675, 1984.
- [22] FRANKE, K., MENN, P., Dokumentation der Messwerterfassung und Signalauswertung zur Spectrum-Karte PCI.212 / MI.3012, *Software PDA-Messungen*, 2002.
- [23] FRARE, L. M., GIMENES, M. L., PEREIRA, N. C., MENDES, E. S., Log-normal Model Linearization to Particles Size Distribution, *Acta Scientiarum*, vol. 22, pp. 1235–1239, 2000.

[24] GIDASPOW, D. ETTEHADIEH, B., Fluidization in Two-Dimensional Beds with a Jet, Hydrodynamic Modeling, *Ind. Eng. Chem. Fundamentals*, vol. 22, pp. 193-201, 1983.

[25] GIDASPOW, D., Multiphase Flow and Fluidization – Continuum and Kinetic Theory Descriptions, *Academic Press, Inc.*, San Diego, California, 1994.

[26] GILLANDT, I.; SCHULZE, T.; FRITSCHING, U.; BAUCKHAGE, K.; Simultaneous Measurement of Continuous and Dispersed Phase in a Two-Phase Jet Flow, *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 9, pp. 1–9, 1998.

[27] GILLANDT, I.; Analyse der Turbulenzmodulation im dispersen zweiphasigen Freistrahle; Shaker, Aachen, 2000.

[28] GORE, R. A.; CROWE, C. T., Effect of Particle Size on Modulation Turbulence Intensity, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 15, pp. 279–285, 1989.

[29] HADINOTO, K., JONES, E. N., YURTERI, C., CURTIS, J. S., Reynolds Number Dependence of Gas-Phase Turbulence in Gas-Particle Flows, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 31, pp. 416-434, 2005.

[30] HARDALUPAS, Y., TAYLOR, A.M.P.K., WHITELOW, J.H., Velocity and Particle-Flux Characteristics of Turbulent Particle-Laden Jets, *Proc. Royal Society of London*, A 426, pp. 31–78, 1989.

[31] HE, Y., RUDOLPH, V., Gas-Solids Flow in the Riser of a Circulating Fluidized Bed, *Chemical Engineering Science*, vol. 50, n° 21, pp. 3443-3453, 1995.

- [32] HEINLEIN, J., FRITSCHING, U., Detection and Evaluation of Droplet Concentration Variations in Sprays, *Shaker Verlag*, Aachen, 2004.
- [33] HEINLEIN, J., FRITSCHING, U., Droplet Clustering in Sprays, *Experiment in Fluids*, vol. 40, pp. 464–472, 2006.
- [34] HISHIDA, K.; MAEDA, M.; Application of Laser/Phase Doppler Anemometer to Dispersed Two-Phase Jet Flow, *Particle and Particle System Characterization*, vol. 7, pp. 152–159, 1990.
- [35] HUNT, J. C. R., Studying Turbulence using Direct Numerical Simulation, Center for Turbulence Research NASA Ames/Stanford Summer Programme, *J. Fluid Mech.*, vol. 190, pp. 375-392, 1988.
- [36] HUSSAINOV, M., KARTUSHINSKY, A., RUDI, Ü., SHCHEGLOV, I., KOHNEN, G., SOMMERFELD, M., Experimental Investigation of Turbulence Modulation by Solid Particles in a Grid-Generated Vertical Flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 21, pp. 365-373, 2000.
- [37] IRONS, G. A., CHANG, J. S., Dispersed Powder Flow Through Vertical Pipes, *Powder Technology*, vol. 34, pp. 233-242, 1983.
- [38] KOCH, D. L., SANGANI, A. S., Particle Pressure and Marginal Stability Limits for a Homogeneous Monodisperse Gas Fluidized Bed: Kinetic Theory and Numerical Simulations, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 400, pp. 229–263, 1999.
- [39] KUNII, D., LEVENSPIEL, O., Bubbling Bed Model for Kinetic Processes in Fluidized Beds, *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, vol. 7, n° 4, pp. 481-492, 1968.

- [40] LAUNDER, B. E.; REECE, G. F., RODI, W., Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 68, pp. 537-566, 1975.
- [41] LÁZARO, B., J.; LASHERAS, J. C.; Particle Dispersion in the Developing Free Shear Layer, Part 2: Forced Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 235, pp. 179–221, 1992.
- [42] LI, J., KUIPERS, J., Gas-Particle Interactions in a Dense Gas-Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, vol. 58, pp. 711-718, 2003.
- [43] LI, J., KUIPERS, J.A.M., Effect of Competition between Particle-Particle and Gas-Particle Interactions on Flow Patterns in Dense Gas-Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, vol. 62, pp. 3429-3442, 2007.
- [44] LILLEY, D. G. and CHIGIER, N. A., Nonisotropic Turbulent Stress Distribution in Swirling Flows from Mean Value Distributions, *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 14, pp. 573-585, 1971.
- [45] LONGMIRE, E.K., EATON, J.K., Structure of a particle-laden round jet, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 236, pp. 217–257, 1992.
- [46] LONGMIRE, E.K., Active Open-Loop Control of Particle Dispersion of Round Jets, *AIAA Journal*, vol. 32, pp. 555–563, 1994.
- [47] LUO, K., KLEIN, M., FAN, J.R., CEN, K.F., Effects on Particle Dispersion by Turbulent Transition in a Jet, *Physics Letters, A* 357, pp. 345–350, 2006.

- [48] LOEZOS, P. N., COSTAMAGNA, P., SUNDARESAN, S., The Role of Contact Stress and Wall Friction on Fluidization, *Chemical Engineering Science*, vol. 57, pp. 5123–5141, 2002.
- [49] MALISKA, C. R., Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional: Fundamentos e Coordenadas Generalizadas, *Ed. LTC Livros Técnicos e Científicos*, Rio de Janeiro, 2004.
- [50] MARTIGNONI, W. P., de LASA, H. I., Heterogeneous Reaction Model for FCC Riser Units, *Chemical Engineering Science*, vol. 56, pp. 605-612, 2001.
- [51] MEIER, H. F., Modelagem Matemática e Simulação Bidimensional de Ciclones por Fluidodinâmica Computacional, *Faculdade de Engenharia Química, Universidade Estadual de Campinas*, 1998, Tese de Doutorado.
- [52] MEIER, H. F., MORI, M., The Eulerian-Eulerian-Lagrangian Model for Cyclone Simulation, *Proceedings of the Fourth European Computational Fluid Dynamics Conference*, vol. 1 (part 2), pp. 1206-1211, 1998.
- [53] MEIER, H. F., MORI, M., Anisotropic Behavior of the Reynolds Stress in Gas-Solid Flows in Cyclones, *Powder Technology*, vol. 101, pp. 108-119, 1999.
- [54] MEIER, H. F., ALVES, J. J. N., MORI, M., Comparison Between Staggered and Collocated Grids in the Finite Volume Method Performance for Single and Multiphase Flows, *Computers and Chemical Engineering*, vol. 23, pp. 247-262, 1999.
- [55] MENON, N., DURIAN, D. J., Particle Motions in a Gas Fluidized Bed of Sand, *Physical Reviews Letter*, vol. 79, n° 18, pp. 3407-3410, 1997.

- [56] MICHAELIDES, E. E., A Model for the Flow of Solid Particles in Gases, *International Journal Multiphase Flow*, vol. 10, n° 1, pp. 61-77, 1984.
- [57] NALLASAMY, M., Turbulence Models and their Applications to the Prediction of Internal Flows: A Review, *Computer & Fluids*, vol. 15, n° 2, pp. 151-194, 1987.
- [58] NEILL, O., SORIA, P.; HONNERY, D.; The Stability of Low Reynolds Number Round Jets, *Experiments in Fluids*, vol. 36, pp. 473–483, 2004.
- [59] NERI, A., GIDASPOW, D., Riser Hydrodynamics: Simulation Using Kinetic Theory, *AIChE Journal*, vol. 46, n° 1, 2000.
- [60] NIEUWLAND, J. J., ANNALAND, M. S., KUIPERS, J. A. M., SWAAIJ, W. P. M., Hydrodynamic Modeling of Gas/Particle Flows in Riser Reactors, *AIChE Journal*, vol. 42, n° 6, pp. 1569-1582, 1996.
- [61] OGATA, K.; FUNATSU, K.; TOMITA, Y.; Experimental Investigation of a Free Falling Powder Jet and the Air Entrainment, *Powder Technology*, vol. 115, pp. 90–95, 2001.
- [62] PATANKAR, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, *McGraw-Hill*, New York, USA, 1980.
- [63] RIBEIRO, M. M.; WHITELAW, J. H.; The Structure of Turbulent Jets, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, *Mathematical and Physical Sciences*, vol. 370, pp. 281–301, 1980.
- [64] RICHARDSON, J. F., ZAKI, W. N., Sedimentation and Fluidization: Part I, *Trans. Inst. Chemical Engineering*, vol. 32, pp. 35-53, 1954.

- [65] RIETEMA, K., The Effect of Interparticle Forces on the Expansion of a Homogeneous Gas-Fluidized Bed, *Chemical Engineering Science*, vol. 28, pp. 1493–1497, 1973.
- [66] RIETEMA, K., van der AKKER, H. E. A., On the Momentum Equations in Dispersed Two-Phase System, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 9, n° 1, pp. 21-36, 1983.
- [67] RIETEMA, K., PIEPERS, H. W., The Effect of Interparticle Forces on The Stability of Gas Fluidized Beds – I, Experimental evidence, *Chemical Engineering Science*, vol. 45, pp. 1627–1639, 1990.
- [68] ROSA, L. M., MORI, M., Simulação de Reações Químicas e Consumo de Calor em Reatores Riser, Dissertação de Mestrado, UNICAMP, Campinas – SP, 2002.
- [69] ROTTA, J. C., Statistical Theory of Inhomogeneous Turbulence, *Z. Phys.*, vol. 129, pp. 547-559, 1951.
- [70] SCHÖNE, F., BAUCKHAGE, K., WRIEDT, T., Size of the Detection Area of a Phase-Doppler Anemometer for Reflecting and Refracting Particles, *Particle & Particle Systems Characterization*, vol. 11, pp. 327-338, 1994.
- [71] SLATTERY, J. C., Momentum, Energy, and Mass Transfer in Continua, *Ed. McGraw-Hill Book Co.*, New York, 1972.
- [72] SOO, S. L., Fluid Dynamics of Multiphase Systems, *Waltham MA: Blaisdell Publishing Co.*, 1967.
- [73] SPEZIALE, C. G., Analytical Methods for Development of Reynolds-Stress Closures in Turbulence, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 23, pp. 107-157, 1991.

- [74] TANAKA, T., TSUJI, Y., Numerical Simulation of Gas–Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe: on the Effect of Interparticle Collision, *ASME/FED Gas–Solid Flows*, vol. 121, pp. 123–128, 1991.
- [75] TANAKA, M., MAEDA, Y., HAGIWARA, Y., Turbulence Modification in a Homogeneous Turbulent Shear Flow Laden with Small Heavy Particles, *International Journal Heat and Fluid Flow*, vol. 23, pp. 615-626, 2002.
- [76] THEOLOGOS, K. N., MARKATOS, N. C., Advanced Modeling of Fluid Catalytic Cracking Riser-Type Reactors, *AIChE Journal*, vol. 39, n° 6, pp. 1007-1016, 1993.
- [77] TILLWICK, J.; Einsatz der PDA-Meßtechnik zur Charakterisierung des Sprühkompaktier-prozesses bei der Zerstäubung von Metallschmelzen, Dissertation, Universität Bremen, FB4, 1999.
- [78] TSINONTIDES, S. C., JACKSON, R., The Mechanics of Gas Fluidized Beds with an Interval of Stable Fluidization, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 255, pp. 237–274, 1993.
- [79] TSO, J.; HUSSAIN, F.; Organized Motions in a Fully Developed Turbulent Axisymmetric Jet, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 203, pp. 425–448, 1989.
- [80] TSUJI, Y.; MORIKAWA, Y. and SHIOMI, H., LDV Measurements of an Air-Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 139, pp. 417-434, 1984.
- [81] UCHIYAMA, T., NARUSEB, M., Vortex Simulation of Slit Nozzle Gas-Particle Two-Phase Jet, *Powder Technology*, vol. 131, pp. 156–165, 2003.

- [82] YANG, X.; RIELLY, C.; LI, L.; LI, G.; CHEN, B.; HUANG, X.; Modeling of Heavy and Buoyant Particle Dispersion in a Two-Dimensional Turbulent Mixing Layer, *Powder Technology*, vol. 178, pp. 151–165, 2007.
- [83] YASUNA, J. A.; MOYER, H. R.; ELLIOTT, S.; SINCLAIR, J. L.; Quantitative Prediction of Gas-Particle Flow in a Vertical Pipe with Particle-Particle Interactions, *Powder Technology*, vol. 84, pp. 23-34, 1995.
- [84] YOSHIDA, H., MASUDA, H., Model Simulation of Particle Motion in Turbulent Gas-Solid Pipe Flow, *Powder Technology*, vol. 26, pp. 217-220, 1980.
- [85] YULE, A. J.; Large-Scale Structure in the Mixing Layer of a Round Jet, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 89, pp. 413–432, 1978.
- [86] YUU, S., IKEDA, K., UMEKAGE, T., Flow-Field Prediction and Experimental Verification of Low Reynolds Number Gas-Particle Turbulent Jets, *Colloid Surf. A: Physicochemistry Engineering Aspects*, vol. 109, pp. 13–27, 1996.
- [87] WEN, C. Y., YU, Y. H., Mechanics of Fluidization, *Chemical Engineering Prog. Symp. Series*, vol. 62, pp. 100-111, 1966.
- [88] WICKER, R.B., EATON, J.K., Structure of a Swirling, Recirculating Coaxial Free Jet and its Effect on Particle Motion, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 27, pp. 949–970, 2001.
- [89] ZHANG, Y., REESE, J.M., Gas Turbulence Modulation in a Two-Fluid Model for Gas-Solid Flows, *AIChE Journal*, vol. 49, n° 12, 2003.