

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE MARINGÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA QUÍMICA
PROGRAMA DE MESTRADO EM ENGENHARIA QUÍMICA

ESTUDO DOS ASPECTOS FLUIDODINÂMICOS
DE UM LEITO FLUIDIZADO COM TUBOS
IMERSOS

Dissertação de Mestrado
Flávio Clareth Colman

MARINGÁ, PR
2012

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE MARINGÁ

CENTRO DE TECNOLOGIA

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA QUÍMICA

PROGRAMA DE MESTRADO EM ENGENHARIA QUÍMICA

**ESTUDO DOS ASPECTOS FLUIDODINÂMICOS
DE UM LEITO FLUIDIZADO COM TUBOS
IMERSOS**

Flávio Clareth Colman

Engenheiro Mecânico, UEM

Orientador: Prof. Dr. Paulo Roberto Paraíso

Coorientadores: Prof. Dr. Luiz Mario de Matos Jorge

Prof. Dr. Alexandre Marconi de Souza da Costa

Dissertação de Mestrado
submetida à Universidade Estadual de
Maringá, como parte dos requisitos
necessários para a obtenção do Grau de
Mestre em Engenharia Química, área de
Modelagem, Controle e Automação de
Processos.

Maringá – PR – Brasil

Junho de 2012

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE MARINGÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA QUÍMICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

Esta é a versão final da Dissertação de Mestrado apresentada por Flávio Clareth Colman perante a Comissão Julgadora do Curso de Mestrado em Engenharia Química em 12 de junho de 2012.

COMISSÃO JULGADORA



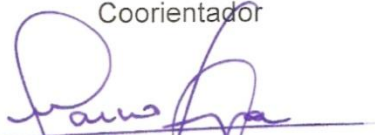
Prof. Dr. Paulo Roberto Paraíso
Orientador



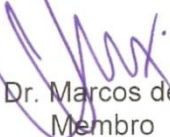
Prof. Dr. Luiz Mário de Matos Jorge
Coorientador



Prof. Dr. Alexandre Marconi de Souza da Costa
Coorientador



Prof. Dr. Márcio Higa
Membro



Prof. Dr. Marcos de Souza
Membro

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)
(Biblioteca Central - UEM, Maringá – PR., Brasil)

C716e Colman, Flávio Clareth
Estudo dos aspectos fluidodinâmicos de um leito
fluidizado com tubos imersos / Flávio Clareth
Colman. -- Maringá, 2012.
126 f. : figs.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Roberto Paraíso.
Co-orientador: Luiz Mario de Matos Jorge.
Co-orientador: Prof. Dr. Alexandre Marconi de
Souza Costa.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de
Maringá, Centro de Tecnologia, Departamento de
Engenharia Química, Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Química, 2012.

1. Modelagem matemática. 2. Modelo de dois
fluidos. 3. Erosão. I. Paraíso, Paulo Roberto,
orient. II. Universidade Estadual de Maringá. Centro
de Tecnologia. Departamento de Engenharia Química.
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química.
III. Título.

CDD 22. ed. 660

masa-000298

*Dedico esse trabalho a minha esposa, Raquel
a meus filhos, Daniel e Flávia
à minha mãe, Maria
e aos demais familiares, pelo amor, apoio e incentivo*

AGRADECIMENTOS

À Deus pela minha maravilhosa família e aos dons a mim investidos.

À minha esposa Raquel, pelo amor, companheirismo, dedicação e compreensão para vencermos esta nova etapa de nossas vidas.

À minha mãe, por acreditar e incentivar o investimento da carreira acadêmica, por ser o pilar de nossa estrutura familiar, simplesmente, por ser uma mãe extraordinária.

Aos professores Prof. Paulo Roberto Paraíso e Prof. Luiz Mario de Matos Jorge, por me receberem no grupo de Modelagem, Controle e Automação de Processos e encararem o desafio de serem orientadores nesta pesquisa. Agradeço a orientação, os ensinamentos, a dedicação e a confiança na realização deste trabalho.

Ao Prof. Alexandre Marconi de Souza da Costa, meu co-orientador e precursor desta pesquisa. Agradeço os diversos ensinamentos que foram essenciais para minha formação e pela dedicação para colaborar para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos grandes amigos José Maximiano Candido Neto, Renan Luis Arcosi, companheiros desde o início do mestrado e responsáveis pelos inúmeros dias de estudos.

*“A mente que se abre a uma nova idéia;
jamais voltará ao seu tamanho original”
(Albert Einstein)*

RESUMO

COLMAN, FLÁVIO CLARETH. **Estudo dos Aspectos Fluidodinâmicos de um Leito Fluidizado com Tubos Imersos**. Maringá: Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química, Universidade Estadual de Maringá, 2012. 126 p. Dissertação de Mestrado.

O presente trabalho explorou a modelagem e a análise dos aspectos fundamentais relacionados a dinâmica do escoamento de bolhas e ao problema de erosão em tubulações de um sistema de leito fluidizado com tubos imersos. Sistemas fluidizados possuem grande aplicação em processos térmicos devido as suas excelentes propriedades de transferência de calor. Muitas aplicações envolvem transferência de calor entre o leito de partículas e superfícies imersas no leito. Do ponto de vista fluidodinâmico, tubos de troca de calor em leitos fluidizados são sujeitos às forças devido a presença de bolhas e movimento de partículas. Erosão e vibrações excessivas podem levar a falha precoce destes tubos. Primeiramente, o modelo de dois fluidos foi adotado no sentido de se investigar o comportamento dos parâmetros de bolha, como, frequência, velocidade e comprimento, para caracterização da fluidodinâmica entre bolha e superfície imersa. Por fim, o modelo de erosão em monocamada de energia cinética foi utilizado para descrever o fenômeno de erosão nestes tubos. Os resultados estão de acordo com tendências observadas em dados experimentais e modelos teóricos disponíveis na literatura.

Palavras-chave: Modelagem; Modelo de dois Fluidos; Erosão.

ABSTRACT

COLMAN, FLÁVIO CLARETH. **Estudo dos Aspectos Fluidodinâmicos de um Leito Fluidizado com Tubos Imersos**. Maringá: Programa de Pós – Graduação em Engenharia Química, Universidade Estadual de Maringá, 2012. 126 p. Dissertação de Mestrado.

In this work was numerically studied the modeling and analysis of bubble dynamics and erosion in a fluidized bed with immersed tubes. Fluidized systems have a number of applications in thermal processes due to their noteworthy heat transfer properties. In many applications, the heat transfer between the fluidized bed and immersed surface exists. In the fluid dynamics discern immersed tubes are subject to the forces due to bubble and particle's passage. Erosion and vibration can lead to an earlier fall through of the tubes. In this work, the two fluid model was adopted to investigate the bubble's parameters, such as dominant frequency, mean velocity and bubble length, in a solid fluidized bed. Finally, the monolayer kinetic energy model, was employed to describe the erosion phenomena in the tubes. The obtained results are in good agreement with the experimental results from literature.

Keywords : Modeling; Two Fluid Method; Erosion.

SUMÁRIO

1 - INTRODUÇÃO.....	1
1.1 - CONTEXTUALIZAÇÃO SOBRE LEITOS FLUIDIZADOS	1
1.2 - MOTIVAÇÃO	3
1.3 - OBJETIVOS.....	3
1.4 - CONTRIBUIÇÕES PRETENDIDAS.....	4
1.5 - ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO.....	4
2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1 - MODELOS HIDRODINÂMICOS	5
2.2 - FLUIDODINÂMICA DE BOLHA.....	7
2.3 - EROSÃO DE TUBOS IMERSOS EM LEITOS FLUIDIZADOS	28
3 - METODOLOGIA.....	37
3.1 - MODELAGEM MATEMÁTICA	37
3.2 - SOLUÇÃO NUMÉRICA.....	53
3.3 - VALIDAÇÃO DO MODELO.....	55
4 - RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	63
4.1 - CONFIGURAÇÃO BASE PARA SIMULAÇÃO	63
4.2 - ESTUDO DOS PARÂMETROS CONSTITUINTES	67
4.3 - FLUIDODINÂMICA DE BOLHA	70
4.4 - EROSÃO NO TUBO	92
5 - RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	116
5.1 - CONCLUSÕES GERAIS.....	116
5.2 - SUGESTÃO PARA TRABALHOS FUTUROS.....	117
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	118

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Configurações de tubos, medidas em milímetros, onde X indica a posição de captação de sinal.....	11
Figura 2.2 – Expansão do leito δ pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, 0,2 e 0,6 m/s	12
Figura 2.3 – Comprimento médio de bolha l_b (m) pela pressão P (MPa), velocidade de gás em excesso 0,2 m/s.....	13
Figura 2.4 – Comprimento médio de bolha l_b (m) pela pressão P (MPa), velocidade de gás em excesso 0,6 m/s.....	13
Figura 2.5 – Configurações de tubos, I4, S4 e S4D. Medidas em milímetros.....	14
Figura 2.6 – Expansão do leito δ pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, (a) $U - U_{mf} = 0,2$ (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s.	15
Figura 2.7 – Comprimento médio de bolha (m) pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s.	16
Figura 2.8 – Velocidade média de bolha (m/s) pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s.....	17
Figura 2.9 – Frequência média de bolha (Hz) pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, (a) $U - U_{mf} = 0,2$ (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s.	17
Figura 2.10 – Configurações de tubos imersos no leito fluidizado, S4D e S6D, medidas em milímetros.	18
Figura 2.11 – Expansão do leito δ pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s; diâmetros de partícula de 0,45mm e 0,7 mm.	19
Figura 2.12 – Comprimento médio de bolha (m) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s ; diâmetros de partícula de 0,45mm e 0,7 mm.	20
Figura 2.13 – Velocidade média de bolha (m/s) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s; diâmetros de partícula de 0,45mm e 0,7 mm.	21
Figura 2.14 – Frequência média de bolha (Hz) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s ; diâmetros de partícula de 0,45mm e 0,7 mm.	22
Figura 2.15 – Frequência média de bolha (Hz) em função da pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s com diâmetro de partícula 0,7 mm.	23

Figura 2.16 – Comprimento médio de bolha (m) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso de de 0,6 m/s com diâmetro de partícula 0,7 mm.	24
Figura 2.17 – Velocidade média de bolha (m/s) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso de de 0,6 m/s com diâmetro de partícula 0,7 mm.	24
Figura 2.18 – Tipos de geometrias estudadas por Asegehegn (2011), (a) Sem tubos de Taghipour (2005), (b) NT, sem tubos, Hull (1999) (c) S3 arranjo não estruturado, (d) I3 Arranjo alinhado	26
Figura 2.19 – Comparação entre resultados simulados para uma configuração do tipo S3 à uma velocidade de excesso de gás de 0,15 m/s para o diâmetro médio de bolha para diferentes valores de altura do leito.	26
Figura 2.20 – Comparação entre resultados simulados para uma configuração do tipo S3 à uma velocidade de excesso de gás de 0,15 m/s para a velocidade média de bolha para diferentes valores de altura do leito.	27
Figura 2.21 – Deslocamento circunferencial para retirada de valores de erosão experimental.	30
Figura 2.22 – Erosão E (μm) pelo deslocamento circunferencial para pressões de 0,1, 0,2, 0,4, 0,8, 1,6 MPa no arranjo S4D	30
Figura 2.23 – Erosão E (μm) pelo deslocamento circunferencial para pressões de 0,1, 0,2, 0,4, 0,8, ,6 MPa no arranjo I4 com velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s	31
Figura 2.24 – Erosão E (μm) pelo deslocamento circunferencial para pressões de 0,1, 0,8, 1,6 MPa no arranjo T2 com velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s	32
Figura 3.1 – (a) Regime plástico de fluxo granular ; (b) Regime viscoso de fluxo granular	47
Figura 3.2 – Malha Computacional típica próximo da região de fronteira.....	54
Figura 3.3 – Condições de Fronteira para a velocidade.	55
Figura 3.4 – Volume de Controle	56
Figura 3.5 – Notação e localização das faces ao longo da direção de escoamento.....	60
Figura 3.6 – Diagrama NVD	61
Figura 4.1 – (a) Arranjo T2 ; (b) Arranjo I4.....	64
Figura 4.2 – (a) Arranjo S4 ; (b) Arranjo S4D.....	65
Figura 4.3 – (a) Malha não uniforme ; (b) Malha Uniforme	66
Figura 4.4 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial para diferentes correlações de coeficientes de arrasto.....	68
Figura 4.5 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial para diferentes correlações de tensão na fase sólida.	69
Figura 4.6 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial para diferentes codições de escorregamento.....	70
Figura 4.7 – Campo de vetores de velocidade de sólidos e fração volumétrica de gás.	71

Figura 4.8 – Fração volumétrica instantânea (a) Sem tubos, (b) I4, (c) S4 e (d) S4D	72
Figura 4.9 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (Mpa), arranjo T2	73
Figura 4.10 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo I4 velocidade de gás em excesso 0,2 m/s	74
Figura 4.11 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo I4 velocidade de gás em excesso 0,6 m/s	75
Figura 4.12 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4 velocidade de gás em excesso 0,2 m/s.....	75
Figura 4.13 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4 velocidade de gás em excesso 0,6 m/s.....	76
Figura 4.14 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4D velocidade de gás em excesso 0,2 m/s.....	76
Figura 4.15 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4D velocidade de gás em excesso 0,6 m/s.....	77
Figura 4.16 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4D velocidade de gás em excesso 0,6 m/s e diâmetro de partícula de 450 μm	78
Figura 4.17 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo T2 velocidade de gás em excesso 0,6 m/s.....	79
Figura 4.18 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo I4 velocidade de gás em excesso 0,2 m/s.....	80
Figura 4.19 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4 velocidade de gás em excesso 0,2 m/s.....	81
Figura 4.20 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4D velocidade de gás em excesso 0,2 m/s.	81
Figura 4.21 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo I4, velocidade de gás em excesso 0,6 m/s.....	82
Figura 4.22 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4, velocidade de gás em excesso 0,6 m/s.....	83
Figura 4.23 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso 0,6 m/s com diâmetro de partícula de 700 μm	83
Figura 4.24 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso 0,6 m/s e diâmetro de partícula de 450 μm	84
Figura 4.25 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo T2, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s	86
Figura 4.26 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo I4, velocidade de gás em	

excesso de 0,2 m/s	87
Figura 4.27 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4, velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s	87
Figura 4.28 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso de 0.2 m/s	88
Figura 4.29 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo I4, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s	89
Figura 4.30 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s	89
Figura 4.31 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s	90
Figura 4.32 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s e diâmetro de partícula de 450 μm	91
Figura 4.33 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo T2	93
Figura 4.34 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,1 MPa.....	94
Figura 4.35 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,2 MPa.....	94
Figura 4.36 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,4 MPa	95
Figura 4.37 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,8 MPa.....	95
Figura 4.38 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 1,6 MPa.....	96
Figura 4.39 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Resultados Numéricos	97
Figura 4.40 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,1 MPa.....	97
Figura 4.41 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4. Pressão de 0,2 MPa	98
Figura 4.42 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4. Pressão de 0,4 MPa.....	98
Figura 4.43 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4. Pressão de 0,8 MPa.....	99

Figura 4.44 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 1,6 MPa	99
Figura 4.45 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Resultados Numéricos	100
Figura 4.46 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,1 MPa.....	101
Figura 4.47 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,2 MPa.....	101
Figura 4.48 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,4 MPa.....	102
Figura 4.49 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,8 MPa.....	102
Figura 4.50 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 1,6 MPa.....	103
Figura 4.51 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Resultados Numéricos	104
Figura 4.52 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,1 MPa.....	104
Figura 4.53 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,2 MPa.....	105
Figura 4.54 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,4 MPa.....	105
Figura 4.55 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,8 MPa.....	106
Figura 4.56 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 1,6 MPa.....	106
Figura 4.57 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Resultados Numéricos	107
Figura 4.58 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,1 MPa.....	108
Figura 4.59 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,2 MPa.....	108
Figura 4.60 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,4 MPa.....	109
Figura 4.61 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo	

S4D, Pressão de 0,8 MPa.....	109
Figura 4.62 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 1,6 MPa.....	110
Figura 4.63 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Resultados Numéricos.....	111
Figura 4.64 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,1 MPa.....	112
Figura 4.65 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,2 MPa.....	112
Figura 4.66 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,4 MPa.....	113
Figura 4.67 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,8 MPa.....	113
Figura 4.68 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 1,6 MPa.....	114
Figura 4.69 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Resultados Numéricos.....	115

NOMENCLATURA

<i>Letras Latinas</i>	<i>Significados</i>	<i>Unidades SI</i>
a_1, a_2, a_3	coeficientes da Eq. (2.2)	
A_c	área de captação	$[m^2]$
A_{leito}	área de seção transversal do leito	$[m]$
A_t	área ocupada pelos tubos	$[m^2]$
c	parâmetro da Eq (2.7)	
C	constante do modelo de erosão em monocamada	
C_{Ds}	função de arraste para uma única partícula	
d_B	diâmetro de bolha	$[m]$
$d_{B,e}$	diâmetro de bolha antes da divisão	$[m]$
$d'_{B,e}$	diâmetro de bolha na linha seguinte a divisão	$[m]$
$d_{B,int}$	diâmetro de bolha inicial	$[m]$
d_t	diâmetro do tubo	$[m]$
\overline{D}_g	taxa de deformação para a fase fluida	$[s^{-1}]$
\overline{D}_{sm}	taxa de deformação para a fase sólida	$[s^{-1}]$
e_{lm}	coeficiente de restituição de colisões	
E	erosão na superfície do tubo	$[\mu m]$
E_{ED}	taxa de erosão	$[m/s]$
E_{sp}	energia específica da superfície sob erosão	$[Pa]$
E_p	módulo de elasticidade para a partícula	$[N/m^2]$
E_t	módulo de elasticidade do tubo	$[N/m^2]$
f_g	resistência oferecida pelas superfícies porosas	$[N/m^3]$
g	aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
g_{0lm}	distribuição radial	
h	altura acima do distribuidor	$[m]$
f_B	fração de bolha	
F	força de arrasto	
F_0, F_1, F_2, F_3	coeficientes do coeficiente de Koch-Hill	
F_1, F_2	constantes da Eq (2.20)	

F_{gm} coeficiente de arrasto [Kg/(m³.s)]

<i>Letras Latinas</i>	<i>Significados</i>	<i>Unidades SI</i>
H_{mf}	altura de mínima fluidização	[m]
I_{2D}	segunda variante do tensor de deformação	
I_{gm}	transferência de momento da fase fluida/sólida	[N/m ³]
K	relação entre força vertical e horizontal da partícula	
K_b	coeficiente de velocidade da Eq (2.4)	
$K_{\Theta m}$	coeficiente de energia granular	[J.s/m ³]
K_{1m}	constante de tensão granular	[Kg/m ³]
K_{2m}, K_{3m}	constante de tensão granular	[Kg/m ²]
K_{4m}	constante de tensão granular	[Kg/m ⁴]
KEP	energia cinética da fase	[J/m ³]
l	distância entre os pontos para captação de sinais	[m]
\bar{l}_B	comprimento médio de bolha	[m]
L	separação horizontal entre os tubos	[m]
m_p	massa da partícula	[kg]
N_{tot}	número total de passagem de bolhas	[Hz]
P	tensão normal	[N/m ²]
P_g	pressão do gás	[Pa]
P_h	dureza da superfície	[N/m ²]
P_{sm}^P	pressão da fase sólida no regime plástico	[Pa]
P_{sm}^V	pressão da fase sólida no regime viscoso	[Pa]
q_t	constante de poisson para o tubo	
q_p	constante de poisson para a partícula	
r_p	raio da partícula	[m]
Re_m	número de Reynolds para a fase sólida	
$\overline{\overline{S_g}}$	tensor tensão da fase fluida	[Pa]
$\overline{\overline{S_{sm}}}$	tensor tensão da fase sólida	[Pa]
S_ϕ	termo fonte	
t_b	tempo de duração do sinal	[s]

<i>Letras Latinas</i>	<i>Significados</i>	<i>Unidades SI</i>
\overline{u}_B	velocidade média de bolha	[m/s]
u_B	velocidade de bolha	[m/s]
u_{mf}	velocidade de mínima fluidização	[m/s]
$(u_0 - u_{mf})$	velocidade de gás em excesso	[m/s]
U	velocidade de colisão da partícula	[m/s]
v_b	velocidade de passagem de uma única bolha	[m/s]
v_g	velocidade do gás	[m/s]
v_{sm}	velocidade para a fase sólida	[m/s]
v_w	velocidade de escorregamento da partícula/tubo	[m/s]
V_{rm}	razão de velocidade terminal para a fase sólida	
W	coeficiente do modelo de arrasto de Koch-Hill	
W_c	massa removida por desgaste por remoção	[kg]
W_d	massa removida por desgaste por deformação	[kg]
Y	desvio da teoria de duas fases	
Y_1	tensão de escoamento do material para o objeto imerso	
Z	distância axial (restrição do manhao de bolha)	[m]
<i>Letra Grega</i>	<i>Descrição</i>	<i>Unidades SI</i>
A	ângulo de colisão	
$\gamma_{\theta m}$	dissipação de energia granular na fase sólida	[J/m ³ .s]
δ	razão de expansão do leito	
Γ_{ϕ}	termo de difusão	
Δ_t	variação com o tempo	[s]
E	fator de deformação	
ε_g	fração volumétrica de vazios	
ε_g^*	fração volumétrica no estado de mínima fluidização	
ε_{sm}	fração volumétrica de sólidos	
ρ_g	densidade do gás	[kg/m ³]
ρ_{sm}	densidade dos sólidos	[kg/m ³]
ρ_p	densidade da partícula	[kg/m ³]

<i>Letra Grega</i>	<i>Descrição</i>	<i>Unidades SI</i>
ρ_t	densidade do objeto imerso	[kg/m ³]
$\overline{\tau_{sm}^P}$	tensor tensão da fase sólida no regime plástico	[Pa]
$\overline{\tau_{sm}^V}$	tensor tensão da fase sólida no regime viscoso	[Pa]
λ_B	parâmetro de coalescência de bolha	
Φ	ângulo de fricção	
λ_{sm}^V	coeficiente de segunda ordem para a viscosidade	
μ_g	viscosidade da fase gasosa	[Kg/m.s]
μ_{sm}^P	viscosidade cisalhante para o regime plástico	[Kg/m.s]
μ_{sm}^V	viscosidade cisalhante para o regime viscoso	[Kg/m.s]
Θ	temperatura granular da fase	[m ² /s ²]
X	constante da Eq (3.20)	
Ψ	constante para o desgaste por remoção	

Subscritos ***Descrições***

B	bolha
C	captação
D	deformação
G	gasosa
M	material
P	partícula
S	sólidos
T	tubo

Siglas ***Descrições***

CFD	<i>Computational Fluid Dynamic</i>
DEM	<i>Discret Element Method</i>
MFIX	<i>Multiphase Flow with Interphase eXchange</i>
NVD	<i>Normalized Variable Diagram</i>
TFM	<i>Two Fluid Method</i>

1 - INTRODUÇÃO

Este capítulo abordará em caráter introdutório o fenômeno de fluidização gás-sólido, assunto desta dissertação, transparecendo a motivação, os objetivos a serem alcançados, as contribuições pretendidas e, por fim, a estrutura do documento.

1.1 - Contextualização sobre leitos fluidizados

Seja o escoamento vertical e ascendente de um fluido através de um arranjo de partículas sólidas, quando esta corrente de fluido é injetada uniformemente na base desse leito de partículas, vários fenômenos ocorrerão. Assim, para uma vazão relativamente baixa de fluido, as partículas encontram-se em repouso. Nesta situação a queda de pressão do fluido através do arranjo é proporcional à sua vazão e a fração volumétrica de sólidos é constante. Posteriores aumentos de vazão são acompanhados por aumentos da força de arrasto sobre as partículas até ocorrer o balanceamento entre ela, o peso e o empuxo. Nesta situação, as partículas tornam-se livres para mover e o leito é dito minimamente fluidizado.

No estado fluidizado a mistura de fluido e partículas apresenta comportamento típico de um líquido, possuindo características favoráveis às transferências de calor e massa. Tais taxas de transferências são maiores que as encontradas em vários outros processos industriais envolvendo sólidos e fluídos (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). O uso da fluidização vem se diversificando e ampliando nas últimas décadas. Além das aplicações globalmente difundidas da fluidização como a combustão e gaseificação de materiais carbonosos e o craqueamento catalítico do petróleo, outras vêm sendo estudadas. Tais estudos concentram-se principalmente nos sistemas líquido-sólido e gás-líquido-sólido, em aplicações tais como, hidrometalurgia, tecnologia de alimentos, indústria farmacêutica e tratamento de poluentes.

Sistemas fluidizados possuem grande aplicação em processos térmicos devido as suas excelentes propriedades de transferência de calor. Muitas aplicações envolvem a transferência de calor entre o leito de partículas e uma superfície imersa. O estudo do coeficiente de transferência de calor é necessário para o projeto do leito fluidizado para operações físicas e químicas, onde o controle de temperatura desempenha um importante papel. Estudos tem sido

conduzidos por vários pesquisadores em um esforço para a compreensão do mecanismo de transferência de calor devido ao contato transiente entre a emulsão e as superfícies imersas (SUNDERESAN & CLARK, 1995). Medições das temperaturas transientes nas superfícies imersas e cálculos subsequentes dos coeficientes locais de transferência de calor transientes proporcionam uma metodologia para uma melhor compreensão do comportamento de transferência de calor para os tubos. Tais medições transientes são de importância para a modelagem da passagem de bolhas para os leitos borbulhantes e podem em última análise proporcionar uma melhor seleção e posicionamento dos tubos de troca de calor em leitos borbulhantes.

Infelizmente, a predição dos valores do coeficiente de transferência com precisão é ainda muito complexa. Existem na literatura muitas correlações empíricas para o coeficiente de transferência de calor entre o leito e a superfície imersa. Contudo, o uso destas expressões é limitado às condições experimentais no qual foram baseados. Do ponto de vista científico, estas correlações empíricas são limitadas pelo fato de não propiciarem uma compreensão fundamental dos mecanismos de transporte dominantes (GUSTAVSSOM & ALMSTED, 2000).

Do ponto de vista fluidodinâmico, tubos de troca de calor em leitos fluidizados estão sujeitos às forças devido à presença de bolhas e ao movimento de partículas. Erosão e vibrações excessivas podem levar a falha precoce destes tubos. Deste modo, uma compreensão das forças envolvidas é de importância fundamental na operação de sistemas fluidizados, por ex. em combustão de leito fluidizado. Conforme GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000) estudos experimentais prévios concentraram-se em : (a) medições do desgaste das tubulações ; (b) medições da forças atuantes sobre as tubulações (c) medições das tensões e velocidade das partículas. Embora muitos estudos tenham identificado com sucesso, direta ou indiretamente, vários fatores-chaves que podem afetar a erosão e a falha de tubulações, poucos trabalhos tem sido feitos para a compreensão dos mecanismos fundamentais. Dentre os mecanismos fundamentais, uma investigação detalhada da interação bolha-tubo é necessária uma vez que bolhas são responsáveis primariamente pela vibração e erosão. A compreensão dos fenômenos multifásicos que ocorrem em leitos fluidizados, utilizando das simulações computacionais pode ser uma boa alternativa durante o projeto, otimização, e controle de equipamentos em escala industrial. Espera-se que a disponibilidade

de modelos computacionais mais sofisticados resulte em melhor desempenho e baixos custos associados à implementação e operação de leitos fluidizados.

1.2 - Motivação

A aplicação de modelagem matemática a tecnologia de leitos fluidizados tem sido quase que obrigatória para o seu desenvolvimento. Isto se deve ao fato de que a simulação computacional pode auxiliar nas seguintes finalidades:

- Ajudar na determinação da viabilidade do processo e de suas limitações;
- Reduzir os custos de desenvolvimento de processo por procura de um ponto ótimo de operação do equipamento, assim o número de eventuais ensaios experimentais reduz-se drasticamente;
- Melhorar o entendimento sobre o fenômenos do processo em estudo levando ao desenvolvimento de novos e mais eficientes equipamentos e sistemas;
- Possibilitar o estudo de perfis de variáveis cujo acesso em equipamentos é difícil ou até mesmo impossível;
- Auxiliar na interpretação de dados obtidos de experimentos em várias escalas, desde bancada e piloto semi-industrial;
- Possibilitar o “scale-up” de processo com confiabilidade.

1.3 - Objetivos

Com base nos argumentos expostos, o objetivo central desta pesquisa é o desenvolvimento de um estudo da transferência da quantidade de movimento em um leito fluidizado com tubos imersos utilizando ferramenta CFD (*Computational Fluid Dynamics*) em estado da arte. Por meio do teste de modelos e hipóteses básicas utilizadas no escoamento multifásico de sistemas fluidizados, busca-se a comparação entre resultados numéricos e os obtidos de experimentos reportados na literatura. Para cumprir os objetivos propostos, o estudo foi desenvolvido em três etapas. A primeira se refere à caracterização das equações fundamentais que regem a dinâmica de leitos fluidizados gás-sólido. Outra etapa refere-se ao estudo dos parâmetros que descrevem a dinâmica do leito, como o comprimento, a velocidade

e a frequência de bolha. A terceira etapa refere-se a avaliação do efeito de erosão devido ao processo de interação entre sólidos particulados, bolhas e a superfície dos tubos imersos.

1.4 - Contribuições Pretendidas

A elaboração deste trabalho visa contribuir para a predição de características operacionais de parâmetros hidrodinâmicos, mediante um estudo fundamental e consequentemente servir como auxílio ao desenvolvimento de sistemas de fluidização que utilizam de tubos imersos.

1.5 - Estrutura da Dissertação

Esta dissertação está dividida em cinco capítulos. O capítulo 2 abordará a revisão da literatura e fará uma apresentação dos conceitos básicos para os fenômenos de transferência de quantidade de movimento e erosão em leitos fluidizados do tipo gás – sólido com tubos imersos. O capítulo 3 trará os métodos numéricos utilizados para o desenvolvimento da pesquisa.. O capítulo 4 terá como ponto chave os resultados numéricos obtidos através de simulações e comparação com pesquisas desenvolvidas na literatura para os parâmetros de bolha. Por fim, o capítulo 5 dedicado às considerações finais, reúne as principais conclusões deste estudo e sugere direcionamentos para trabalhos futuros.

2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo segue-se uma apreciação acerca dos modelos numéricos empregados neste trabalho para a caracterização física da dinâmica do escoamento e da erosão de tubos em leitos fluidizados do tipo gás-sólido

2.1 - Modelos Hidrodinâmicos

Conforme ASEGEHEGN *et al.* (2011), dois tipos de modelo são amplamente aplicados atualmente, o Modelo Discreto de Partícula (DPM), baseado na aproximação Euleriano-Lagrangiano (TSUJI, *et al.*, 1993 e o Modelo de dois fluidos (TFM) baseado na aproximação Euleriano-Euleriano (ANDERSON & JACKSON, 1967). O Modelo Discreto trata o fluido como um meio contínuo e a fase sólida como partículas discretas, logo, as equações de movimento de Newton devem ser resolvidas para cada partícula, incluindo as interações partícula-partícula e partícula-parede. Este modelo é a aproximação mais precisa para as aplicações de leito fluidizados, entretanto o tempo computacional para solução do modelo é elevado, o que torna o método limitado a um pequeno número de partículas e leitos fluidizados de dimensões reduzidas (ASEGEHEGN *et al.*, 2011). Por outro lado, o Modelo de dois Fluidos trata ambas as fases, sólida e gás como contínuo, logo as equações de Navier-Stokes são resolvidas para cada fase. Este método exige menor tempo computacional e permanece como a única aproximação realista para investigações paramétricas de leitos fluidizados para escalas de engenharia (VAN WACHEN *et al.*, 2001; VAN DER HOEF *et al.*, 2008).

Desde a primeira abordagem do Modelo de dois Fluidos reportada por ANDERSON e JACKSON (1967), este modelo tem sido utilizado para estudos paramétricos de propriedades macroscópicas do leito e também de parâmetros de bolha em leitos fluidizados (ASEGEHEGN *et al.*, 2011). O último desenvolvimento a partir do Modelo de dois Fluidos veio da Teoria Cinética de Fluxo Granular (KTGF), uma variante da teoria cinética para gases densos (CHAPMAN e COWLING, 1970). Esta aproximação foi aplicada inicialmente por JENKINS & SAVAGE (1983), LUN *et al.* (1984). Posteriormente DING e GIDASPOW (1990) e GIDASPOW (1994) aplicaram para leitos fluidizados do tipo gás-sólido de alta

densidade. Desde então, um grande número de pesquisadores desenvolveram estudos para validação do modelo por meio de resultados experimentais (BOEMER *et al.*, 1997; ENWALD *et al.*, 1996; ENWALD & ALMSTED, 1999; VAN WACHEM, *et al.*, 1998, 1999 e 2001; MCKEEN & PUGSLEY, 2003; JOHANSSON *et al.*, 2006; e LINDBORG *et al.*, 2007; IBORRA *et al.*, 2011). Apesar dos inúmeros esforços, a validação por meio de experimentos e a acuracidade das diferentes equações constituintes dos sistema são ainda insuficientes para uma vasta gama de geometrias e condições de operação.

No que diz respeito aos estudos sobre leitos fluidizados com tubos imersos, destacam-se os trabalhos de (BOUILLARD *et al.*, 1989; WIMAN *et al.*, 1995; GUSTAVSSON & ALMSTED, 2000; PAIN *et al.*, 2001; LYCZKOWSKI *et al.*, 2002; YURONG *et al.*, 2004). Estudos numéricos sobre a dinâmica de bolhas em leitos na presença de tubos imersos são limitados e desenvolvidos por (OLSSON *et al.*, 1994; LOFSTRAND *et al.*, 1995; GAMWO *et al.*, 1999; HULL *et al.*, 1999; ASEGEHEGN *et al.*, 2011). Estas limitações de pesquisas são devidas as dificuldades para se medir experimentalmente os parâmetros de bolha em regiões com tubos imersos.

Um aspecto importante e que possui considerável influência sobre a acuracidade dos resultados da simulação é o método de obtenção de dados. O método de obtenção e análise de resultados de simulação, bem como, a definição das propriedades do leito (tais como propriedades de bolha e expansão do leito) variam amplamente entre as pesquisas e pouca atenção foi dada por muitos deles (ASEGEHEGN *et al.*, 2011). O método de aquisição de dados influi nos resultados e no processo de validação de forma similar à utilização de diferentes modelos de equações constiuintes. Por exemplo, HULME *et al.* (2005) mostrou que diferentes valores de entrada para a fração volumétrica de sólidos para definir as condições de fronteira da bolha, levou a diâmetros de bolha diferentes da média. Na literatura também é possível encontrar diferentes formas para definição da razão de expansão do leito (LOFSTRAND *et al.*, 1995; GELDART, 2004; TAGHIPOUR *et al.*, 2005). Estas diferentes formas de aquisição e definição de parâmetros de entrada podem ocasionar diferentes desvios entre os resultados experimentais e numéricos e podem não representar o problema em questão de forma consistente.

Outro parâmetro de grande influência sobre os resultados de simulação é o período médio para análise das propriedades do leito fluidizado de acordo com a sua média temporal. PATIL *et al.* (2005), por exemplo, demonstraram que para diferentes períodos de simulação ocorreram diferentes diâmetros médios de bolha. O intervalo de período de amostragem depende de diferentes parâmetros, como geometria do leito e velocidade superficial e torna-se portanto difícil prover um valor geral para todas as geometrias e condições de operação. Sabe-se que longos períodos de simulação determinam bons resultados, por outro lado, demandam de grande capacidade computacional.

Neste trabalho, realizar-se-á o estudo numérico de leitos fluidizados do tipo gás-sólido com tubos imersos horizontais, utilizando da abordagem do modelo de dois fluidos.

2.2 - Fluidodinâmica de Bolha

Um número muito grande de informações está disponível hoje sobre o comportamento de bolhas em leitos fluidizados sem a presença de tubos imersos (CLIF & GRACE., 1985). SEVILLE *et al.* (1987), utilizaram de uma poderosa técnica para a obtenção da densidade média em sistemas de única ou múltiplas fases denominado tomografia por raios-gama, o fato de ser uma técnica não invasiva a torna particularmente adequada para elucidação de estruturas internas em sistemas particulados como o de leito fluidizado. Estudos sobre o estado de fluidização em torno de tubos imersos também vem sendo investigado (ASEGEHEGN *et al.*, 2011). No entanto, muito pouco vem sendo reportado na literatura sobre a influência de um banco de tubos em leitos fluidizados (SITNAI & WHITEHEAD, 1985). Correlações semi-empíricas para estimar o tamanho médio de bolha como um função da altura a partir do distribuidor em um leito contendo tubos imersos estão disponíveis. JODRA & ARAGON (1975,1979) dividiram o leito em regiões axiais: distribuidora - primeira linha; primeira linha - segunda linha, continuando nesta formulação até finalmente, chegar a última linha- superfície. A relação de Kobayashi, foi discutida por KATO & WEN (1969), para representar o crescimento de bolhas desconsiderando a presença de tubos. No encontro com os tubos, a divisão era assumida para explicar o decréscimo no tamanho da bolha. Esta redução de comprimento de bolha dependia da distância de separação

entre os tubos. Este procedimento foi aplicado sequencialmente para todas as regiões no leito, e a correlação, desenvolvida com base em estudos bidimensionais, aplicados a leitos cilíndricos (HULL *et al.*, 1999). YATES *et al.* (1990) argumentaram que a correlação de JODRA & ARAGON. (1975) não incluía a influência do diâmetro do tubo que deveria ter sido considerada significativa no mecanismo de divisão de bolha.

Partindo desta pressuposição eles estimaram o tamanho da bolha em região acima e abaixo do banco de tubos a partir da correlação de DARTON *et al.* (1977).

$$d_B = 0,54(u_0 - u_{mf})^{0,4}(Z + 4A_c^{0,5})^{0,8}g^{-0,2} \quad (2.1)$$

No qual A_c é a área de captação, g a aceleração da gravidade, e Z a distância axial disponível para restringir o tamanho de bolha. Temos ainda o termo $(u_0 - u_{mf})$ como uma aproximação frequentemente utilizada denominada por velocidade de gás em excesso. O tamanho da bolha logo após ser dividida por uma linha de tubos foi estimada a partir da correlação.

$$\frac{L}{d'_{B,e}} = a_1 \left(\frac{d_t}{d_{B,e}} \right)^2 + \left[a_2 - a_3 \left(\frac{d_t}{d_{B,e}} \right) \right] \left(\frac{L}{d_{B,e}} \right) \quad (2.2)$$

No qual L é a separação horizontal entre os tubos, d_t é o diâmetro do tubo, $d'_{B,e}$ é o tamanho da bolha na linha seguinte a divisão e $d_{B,e}$ é o tamanho da bolha chegando no tubo. A comparação com dados experimentais leva ao uso de $a_1 = 0,4$, $a_2 = 1,38$ e $a_3 = 0,65$.

Na região entre os tubos, uma versão modificada da correlação de Darton foi utilizada:

$$d_B = 0,54 \left[\frac{(u_0 - u_{mf})}{\left(1 - \frac{A_t}{A_{leito}}\right)} \right]^{0,4} (Z + 4A_c^{0,5})^{0,8} g^{-0,2} \quad (2.3)$$

Sendo que A_{leito} corresponde a área de seção transversal do leito, A_t é a área projetada ocupada pelo banco de tubos. O termo $\left(1 - \frac{A_t}{A_{leito}}\right)$ aponta para a mudança de velocidade do gás que ocorre na região com tubos imersos. Medidas experimentais são encontradas facilmente para valores de tamanho de bolhas acima e abaixo da região contendo

tubos imersos, entretanto são restritas devido a limitações de dados disponíveis (HULL *et al.*, 1999).

Nota-se que YATES *et al.*, (1990) não mediram experimentalmente o tamanho de bolhas na região com presença de tubos imersos.

O cálculo de velocidade de bolha também é um problema. Para leitos fluidizados sem tubos imersos, a correlação frequentemente adotada, utilizando da abordagem de gás em excesso, para isolar a velocidade de ascensão de bolha é a de DAVIDSON & HARRISON, (1963). Então:

$$u_B = (u_0 - u_{mf}) + K_B \sqrt{gd_B} \quad (2.4)$$

O coeficiente de velocidade K_B , é assumido como 0,71 para sistemas tridimensionais e 0,50 para bidimensionais (LIM & ARGARWAL, 1990; HAILU *et al.*, 1993). A velocidade de gás em excesso representa o fluxo de bolha visível de acordo com a teoria de dois fluidos para fluidização. Diversos estudos sugerem que o fluxo de bolha visível é inferior ao previsto pela teoria de duas fases (ROWE & YACONO, 1976; WERTHER, 1976). WERTHER & WEIN (1994), sugeriram que:

$$u_B = f_B u_B + K_B \sqrt{gd_B} \quad (2.5)$$

Onde f_B é a fração de bolha e $f_B u_B$ representa o fluxo de bolha visível. Estimar a velocidade de bolha por esta aproximação requer solução simultânea para todo o balanço da fase gasosa, refletindo no fluxo de divisão do gás entre as várias fases do leito fluidizado. Para eliminar esta complicação, pesquisadores definem o termo de fluxo de bolha visível em termos da velocidade de gás em excesso utilizando de:

$$f_B u_B = Y(u_0 - u_{mf}) \quad (2.6)$$

Sendo Y , uma medida de desvio da teoria de duas fases e tem sido relatada empiricamente como função de outras variáveis, como tamanho de partícula (WERTHER & WEIN, 1994) e também pela altura acima do distribuidor (SANE *et al.*, 1996). Este

empiricismo entretanto nos leva a outras complicações quando se trata de aplicações utilizando leitos fluidizados. Se a porosidade em fases de alta densidade é assumida como a mesma, a velocidade de escorregamento entre a fase gasosa e a de sólidos não pode ser especificada como relação de $u_{mf} / \varepsilon_{mf}$, (SANE *et al.*, 1996).

YATES *et al.* (1990), mostraram que a fronteira entre porosidade e fases densas é bem mais difusiva e em que a fase densa é estacionária, propuseram uma velocidade média de bolha na seção transversal que pode ser expressa por:

$$u_B = cf_B u_B + K_B \sqrt{gd_B(1 - f_B)} \quad (2.7)$$

O multiplicador c , representa o efeito da variação horizontal nas propriedades da bolha, c equivale a 1 para uma borbulhação uniforme e c é maior do que 1 quando existem bolhas aglomerada na região central do leito. Não fica evidente qual destas abordagens fará a predição correta da velocidade de bolha, uma vez que, faltam dados experimentais.

OLOWSON & ALMSTED (1990) e OLOWSON (1991) apresentaram medidas da influência da pressão e da velocidade de mínima fluidização na fluidodinâmica de formação de uma bolha em um sistema de leito fluidizado do tipo gás-sólido sem a presença de tubos imersos. Continuando este trabalho OLOWSON (1994) apresentou medidas em um leito fluidizado com tubos imersos para seis diferentes tipos de arranjos de tubo na horizontal. A Figura 2.1. ilustra os seis diferentes arranjos de tubos estudados por OLOWSON (1994).

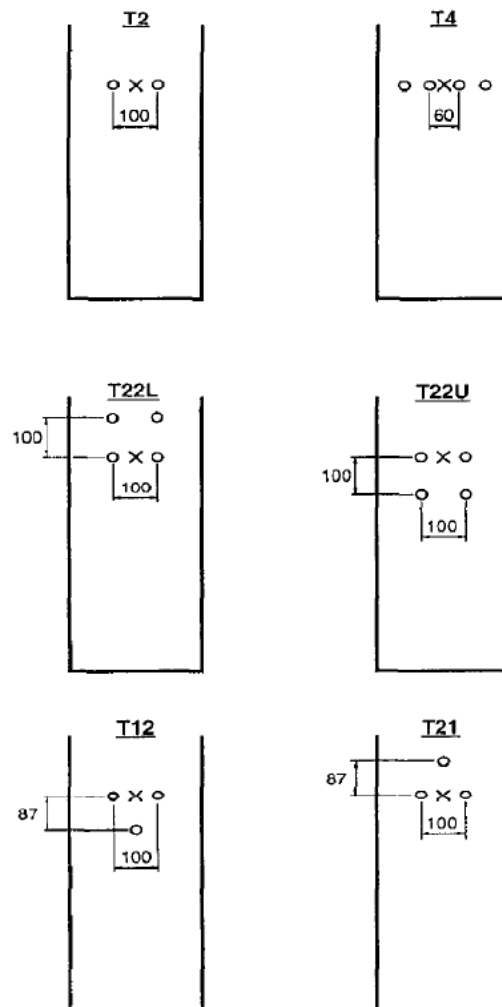


Figura 2.1 – Configurações de tubos, medidas em milímetros, onde X indica a posição de captação de sinal.

Fonte: Olowsson, 1994.

Os tubos, constituíam-se de alumínio e possuíam um diâmetro de 20 mm. Os experimentos foram realizados na mesma configuração do leito frio pressurizado e com a mesma técnica de medida utilizada no estudo prévio de OLOWSON & ALMSTED (1990).

O leito operava a temperatura ambiente e as pressões no intervalo de 0,1 a 1,6 MPa, para duas diferentes velocidades de gás em excesso com relação a velocidade de mínima fluidização, 0,2 e 0,6 m/s respectivamente. A partícula utilizada no estudo de OLOWSON (1994) era sílica com diâmetro médio de 0,7 mm e com densidade de 2600 Kg/m^3 , pertencendo ao grupo de transição B/D utilizando-se da classificação de partículas de GELDART (1973). A altura do leito no estado de mínima fluidização, foi medida com de uma régua graduada colocada sobre o vaso, e correspondeu a 0,87 m com uma fração de vazios de 0,46.

A altura, H_{f1} , do leito fluidizado foi obtida por extrapolação da diferença de pressão entre os quatro diferentes níveis do leito e a zona de leito livre foi denominada zero. As diferenças de pressão foram obtidas por meio de micromanômetros posicionados no interior do leito. A altura de mínima fluidização, H_{mf} , é determinada por observação visual. A razão de expansão foi calculada por:

$$\delta = \frac{H_{f1} - H_{mf}}{H_{f1}} \quad (2.8)$$

A Figura 2.2. apresenta os resultados obtidos para expansão do leito para as seis configurações adotadas por OLOWSON (1994). Neste estudo o autor conclui que δ é independente da configuração de tubos utilizada, sendo que, seus valores aumentam com o acréscimo de pressão e da velocidade em excesso de gás, mas comparando os resultados com e sem tubos imersos sua variação foi considerada muito pequena.

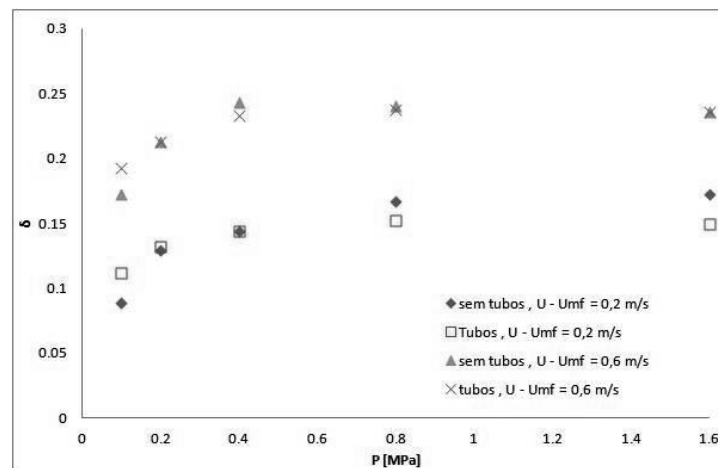


Figura 2.2 – Expansão do leito δ pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, 0,2 e 0,6 m/s

Fonte: Olowsson, 1994

Na Figura 2.3 e na Figura 2.4 apresentam-se os resultados obtidos dos sinais dos capacitores para o comprimento médio de bolha, para duas velocidades de gás em excesso, 0,2 e 0,6 m/s. A análise destes resultados indicou segundo OLOWSON (1994), que com ou sem tubos imersos no leito, o comprimento médio de bolha aumentava com o aumento da velocidade de gás em excesso. Quando os tubos estão imersos, a influência da pressão sobre o comprimento médio de bolha torna-se mais complexa, primeiramente chegando a um valor

máximo e posteriormente reduzindo-se este valor quando os valores de pressão são aumentados.

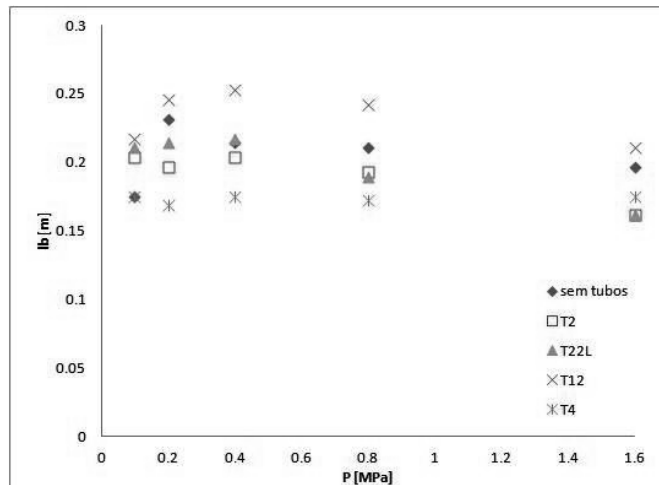


Figura 2.3 – Comprimento médio de bolha l_b (m) pela pressão P (MPa), velocidade de gás em excesso 0,2 m/s
Fonte: Olowsson, 1994

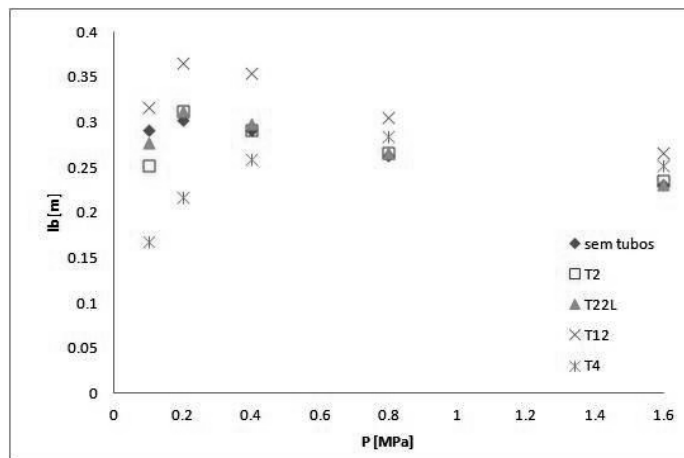


Figura 2.4 – Comprimento médio de bolha l_b (m) pela pressão P (MPa), velocidade de gás em excesso 0,6 m/s
Fonte: Olowsson, 1994

Segundo OLSSON *et al.* (1994) estas medidas de parâmetros de bolha foram retiradas com um número muito pequeno de tubos no leito, e conseqüentemente, os resultados não diferiram consideravelmente dos resultados obtidos em leitos fluidizados livres. OLSSON *et al.* (1994), utilizou das mesmas configurações de leito do estudo realizado por OLOWSON (1994), entretanto trabalhou com três arranjos mais complexos de tubos.

Na Figura 2.5. ilustram-se os arranjos de tubos utilizados por OLSSON *et al.* (1994) em seu estudo

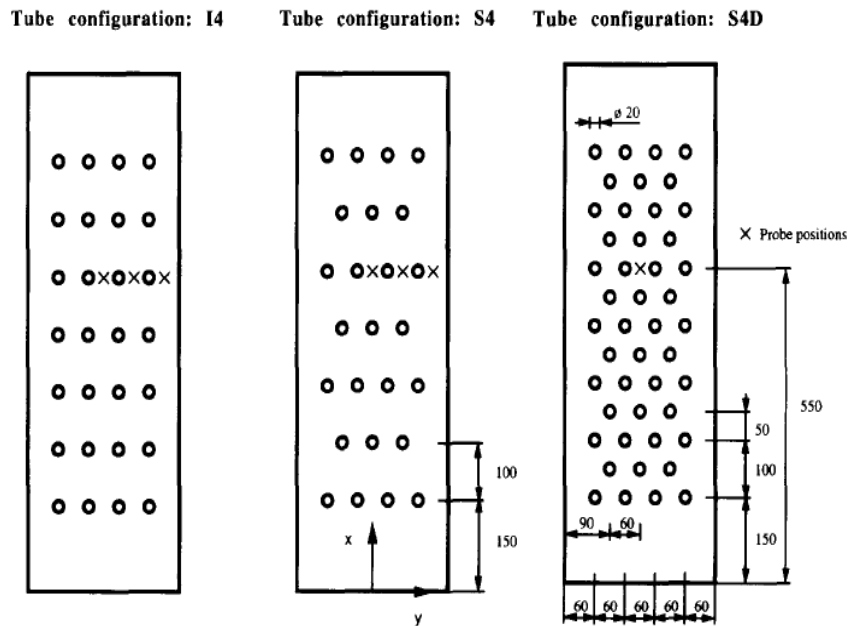


Figura 2.5 – Configurações de tubos, I4, S4 e S4D. Medidas em milímetros

Fonte: Olsson *et al.*, 1994

Na Figura 2.6. exibem-se os resultados obtidos no estudo de OLSSON *et al.* (1994) para a expansão do leito. Para o leito fluidizado sem tubos a razão de expansão do leito, aumenta com o acréscimo de velocidade de excesso de gás e pressão. Entretanto para o valor de velocidade de gás em excesso máximo a expansão do leito aumenta, decrescendo posteriormente. A expansão do leito com tubos imersos é basicamente similar ao do leito fluidizado sem tubos, exceto para as combinações onde tem-se altos valores de velocidade de gás em excesso e pressão, no qual o leito com tubos apresenta uma alteração significativa de altura de expansão quando comparada com leitos sem tubos.

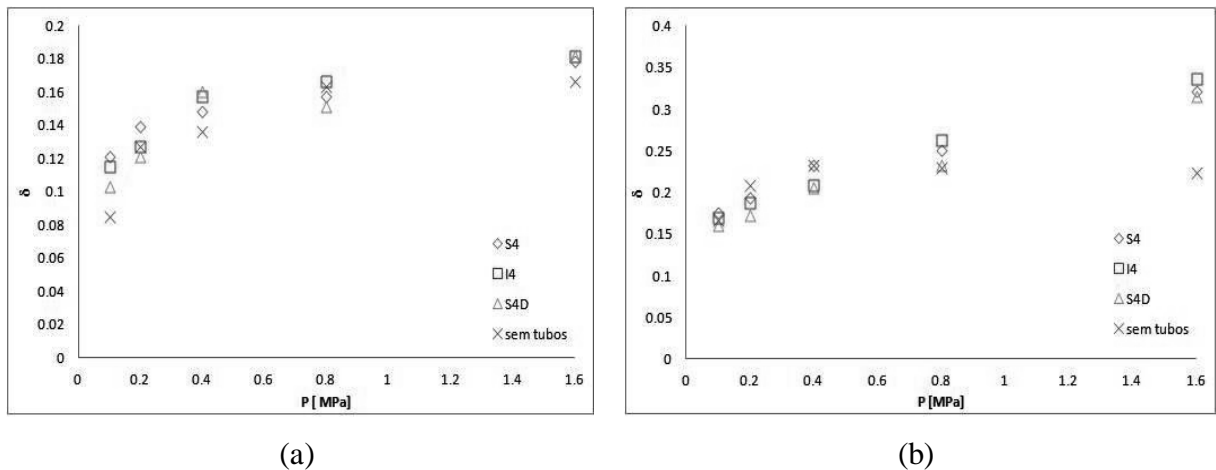


Figura 2.6 – Expansão do leito δ pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, (a) $U - U_{mf} = 0,2$ (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s.

Fonte: Olsson *et al.*, 1994

Na Figura 2.7 ilustra-se o comprimento médio de bolha para os diferentes arranjos de tubos. Analisando-se os resultados verificou-se que o comprimento médio de bolha aumentou quando acrescidos os valores da velocidade de gás em excesso a baixas pressões. Resultados similares foram obtidos por OLOWSON (1991,1994) com um número pequeno de tubos. Quando não foi considerada a presença de tubos o comprimento médio de bolha aumentou nos valores extremos e depois sofreu redução com o aumento da pressão, resultados similares foram obtidos por HOFFMANN (1983) e HOFFMANN e YATES (1986). Segundo OLSSON *et al.* (1994), na presença dos tubos, o comprimento médio de bolha não exibe valor máximo quando a pressão é acrescida, exceto para a configuração I4, para 0,6 m/s de velocidade de gás em excesso, o comprimento de bolha decresce. Para 0,2 m/s velocidade de gás em excesso, o valor máximo do comprimento médio de bolha é encontrado numa pressão mais alta do que a encontrada num leito sem tubos imersos. Para as configurações S4 e S4D, com 0,6 m/s de velocidade de gás em excesso obteu-se o valor máximo para comprimento médio de bolha na mesma pressão de um leito sem tubos.

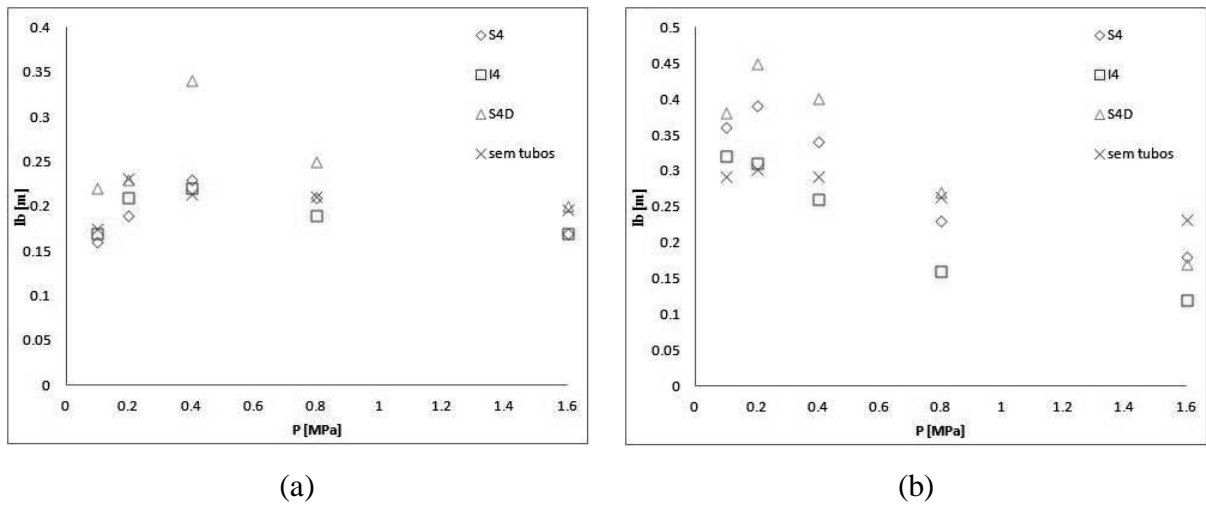


Figura 2.7 – Comprimento médio de bolha (m) pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s.

Fonte: Olsson *et al.*, 1994

Conforme OLSSON *et al.* (1994), a variação da velocidade média de bolha, normalmente é maior com tubos do que sem tubos no leito. Sem a presença de tubos a velocidade média de bolha aumenta com o acréscimo de velocidade de gás em excesso e pressão. Com tubos imersos no leito, a velocidade de bolha aumenta com o aumento da velocidade de gás em excesso, no entanto, a influência da pressão sobre esta variável é mais complexa. Para o arranjo com o maior número de tubos, S4D, a velocidade média de bolha assume valores mais altos do que nos arranjos mais espaçados I4 e S4. Quando utilizada 0,2 m/s de velocidade de gás em excesso a maior velocidade média de bolha é obtida no maior valor de pressão. Para 0,6 m/s de velocidade de gás em excesso, considerando-se todas as configurações de tubos propostas, valores similares de velocidade média de bolha foram obtidos, sendo que o valor máximo foi observado na pressão de 1,6 MPa. Estas conclusões podem ser observadas na Figura 2.8.

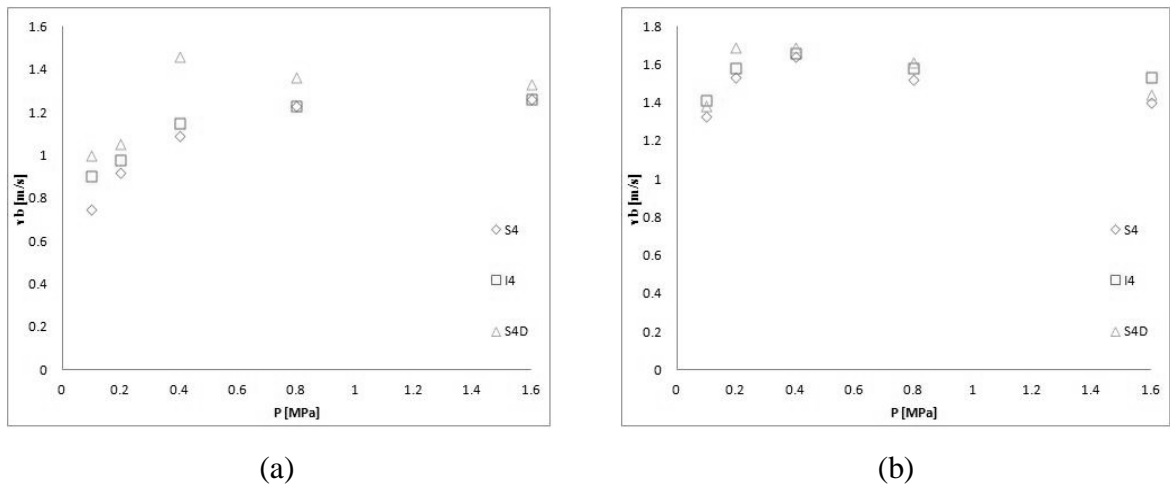


Figura 2.8 – Velocidade média de bolha (m/s) pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s.

Fonte: Olsson *et al.*, 1994

Na Figura 2.9. são apresentados os resultados obtidos de frequência média de bolha. OLSSON *et al.* (1994), concluíram que a frequência de bolha aumentou com o aumento da pressão e velocidade de gás em excesso, para os casos com ou sem obstáculos imersos. Considerando-se ambas as velocidades de gás em excesso de 0,2 e 0,6 m/s, a frequência de bolha foi maior nos leitos com tubos imersos do que no leito sem tubos imersos no leito, esta diferença reduziu-se quando foram utilizados valores mais baixos de pressão. Para 0,6 m/s de velocidade de gás em excesso, a altas pressões, a configuração I4 proporcionou valores bem mais altos para a frequência do que os encontrados nas configurações S4 e S4D.

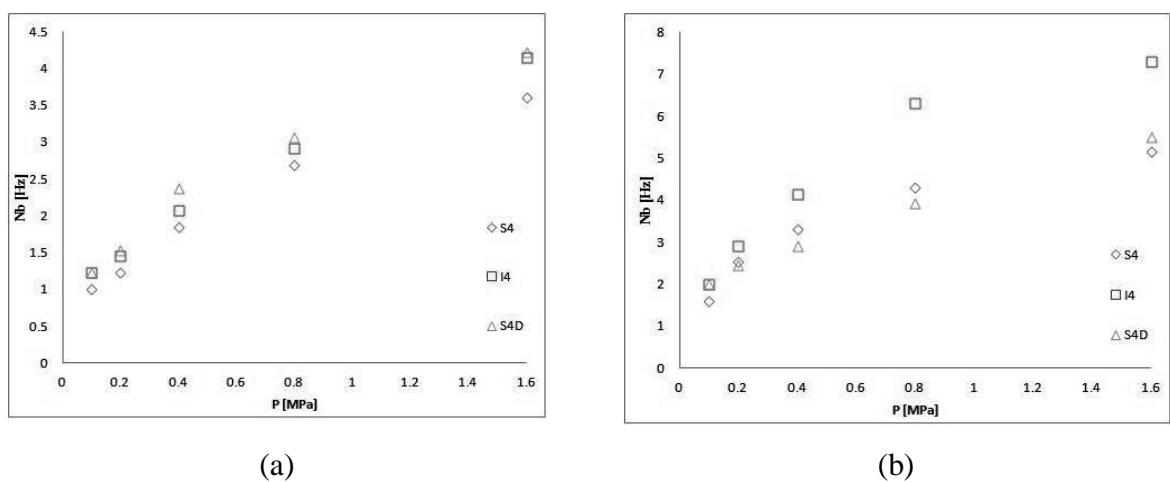


Figura 2.9 – Frequência média de bolha (Hz) pela pressão P (MPa) para duas velocidades de gás em excesso, (a) $U - U_{mf} = 0,2$ (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s.

Fonte: Olsson *et al.*, 1994

WIMAN & ALMSTED (1997) continuaram o trabalho desenvolvido por OLSSON *et al.* (1994) e mediram propriedades de bolha, como frequência, comprimento e velocidade utilizando-se do mesmo método experimental de sonda por capacitância numa altura específica do leito adotado por OLOWSON (1991,1994), Entretanto os autores, avaliaram a influência de partículas de diâmetros diferentes sobre estes parâmetro. Dois tipos de configurações foram adotados para o estudo, a S4D, utilizada por OLSSON *et al.* (1994) e uma nova configuração proposta a S6D ilustradas na Figura 2.10.

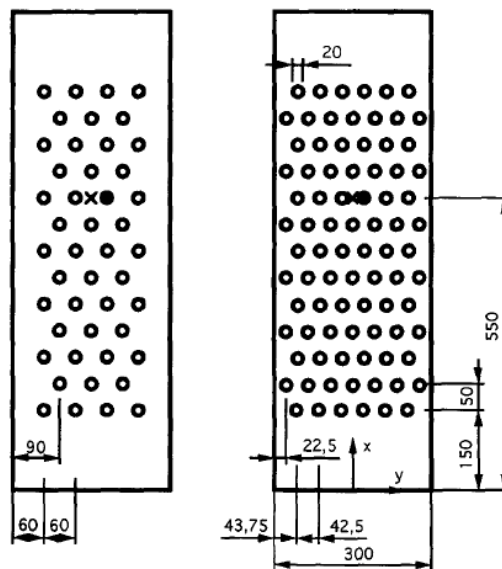


Figura 2.10 – Configurações de tubos imersos no leito fluidizado, S4D e S6D, medidas em milímetros.

Fonte: Wiman & Almsted, 1997

A frequência de bolha, nos trabalhos de OLOWSSON (1994), OLSSON *et al.* (1994) e WIMAN & ALMSTED (1997), foi estimada por meio do número de pulsos registrados no sinal da sonda por capacitância. A velocidade média de bolha foi definida como :

$$\bar{u}_B = \frac{1}{N_{tot}} \sum \frac{l}{\Delta t} \quad (2.9)$$

Em que, N_{tot} é o número correspondente de pulsos, l é a distância entre os pontos para captação de sinais do capacitores e Δt é o tempo de passagem de uma única bolha. Para o comprimento médio de bolha uma análise similar foi utilizada :

$$\bar{l}_B = \frac{1}{N_{tot}} \sum v_b t_b \quad (2.10)$$

Em que, t_b é o tempo de duração do sinal e v_b é a velocidade de uma única bolha.

Na Figura 2.11, mostram-se os resultados para expansão do leito. Segundo WIMAN & ALMSTED (1997) é possível notar que para ambos os casos, a expansão do leito aumenta com o aumento da velocidade de gás em excesso e pressão. O leito com configuração de tubos mais densa, S6D, geralmente proporciona um valor maior de expansão do leito do que na configuração S4D. Este aumento da expansão do leito vai de acordo a pesquisa realizada anteriormente por OLSSON *et al.* (1994). No entanto, para uma mesma combinação de velocidade de gás em excesso e pressão não identificou-se diferenças significativas na fluidodinâmica de bolhas quando consideradas as partículas de tamanhos 0,45 mm e 0,7 mm.

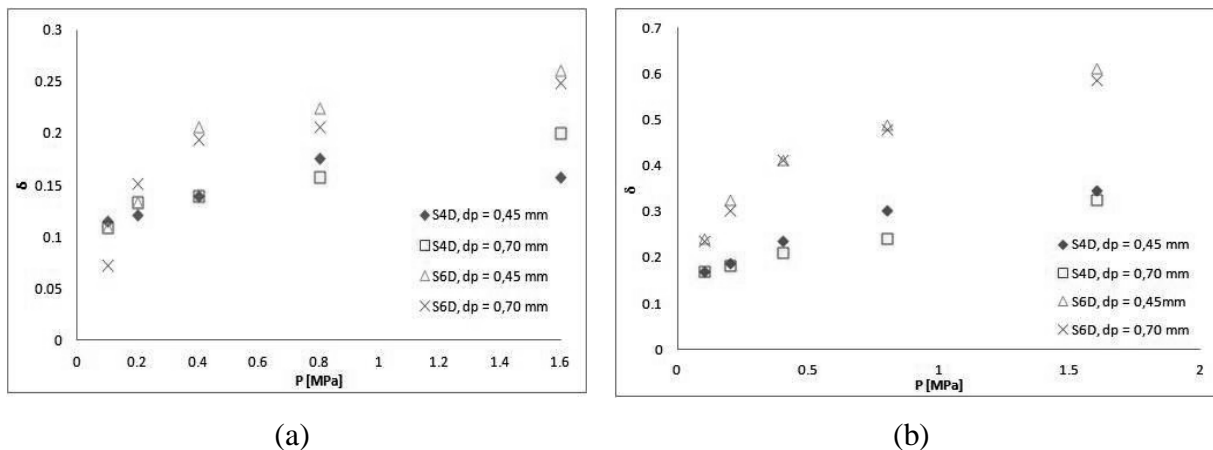


Figura 2.11 – Expansão do leito δ pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s; diâmetros de partícula de 0,45 mm e 0,7 mm.

Fonte: Wiman & Almsted, 1997

Na Figura 2.12. estão representados os resultados para o comprimento médio de bolha de WIMAN & ALMSTED (1997). Segundo estes autores, o comprimento médio de bolha é geralmente menor no banco de tubos mais denso, S6D, do que para o arranjo de tubos S4D, exceto para os valores mais altos de pressão e velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s. Para o banco de tubos S6D, o comprimento médio de bolha aumenta, com o aumento da velocidade de gás em excesso. Isto ainda continua sendo verdade para o arranjo S4D a baixas

pressões, entretanto, não mantém este comportamento 0,6 m/s de velocidade de gás em excesso a pressões mais altas. O maior valor de comprimento médio de bolha ocorre a pressões mais baixas com 0,6 m/s de velocidade de gás em excesso, para o arranjo de tubos mais denso, S6D, e isto pode ser justificado pois o tamanho de bolha é governado pelo balanço entre os mecanismos de coalescência e divisão, sendo que as velocidades mais altas têm contribuição direta sobre o mecanismo de divisão de bolha, logo uma transição pode tornar o sistema mais turbulento.

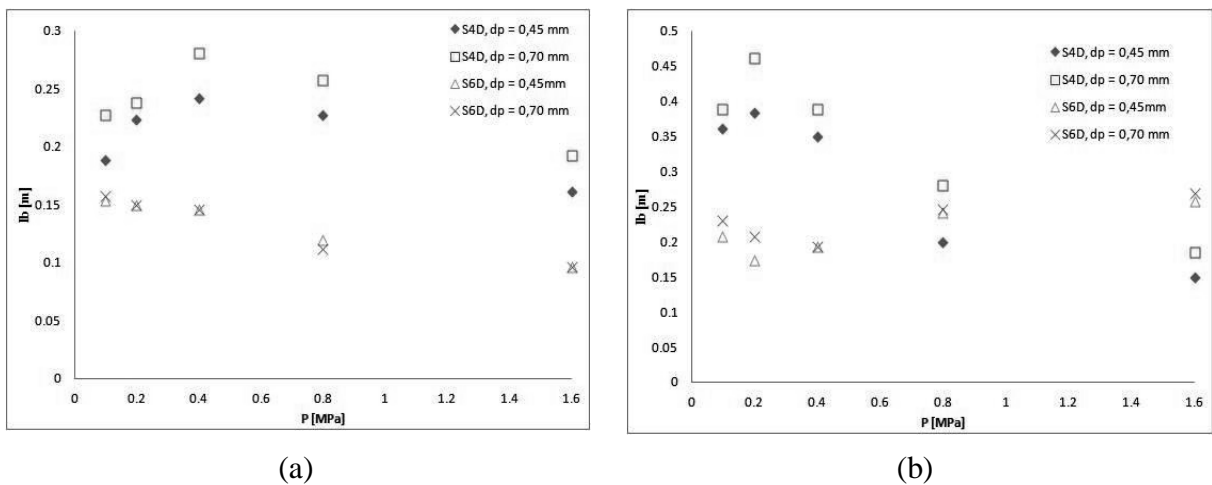


Figura 2.12 – Comprimento médio de bolha (m) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso (a) $U - U_{mf} = 0,2 \text{ m/s}$ (b) $U - U_{mf} = 0,6 \text{ m/s}$; diâmetros de partícula de 0,45 mm e 0,7 mm.

Fonte: Wiman & Almsted, 1997

Na Figura 2.13. foram ilustrados os resultados obtidos para a velocidade média de bolha do estudo de WIMAN & ALMSTED (1997). A análise destes resultados indica que a velocidade média de bolha é inferior no arranjo S6D. A maior variação velocidade média de bolha com a pressão é encontrada quando este parâmetro assume valores mais baixos, com 0,6 m/s de velocidade de gás em excesso na configuração S6D.

Para altas pressões, o leito fluidizado assumiu comportamento mais turbulento, a influência da velocidade de gás em excesso sobre a velocidade média de bolha passou a ser pequena. No arranjo S4D, a baixas pressões o aumento da velocidade de gás em excesso aumenta a velocidade média de bolha.

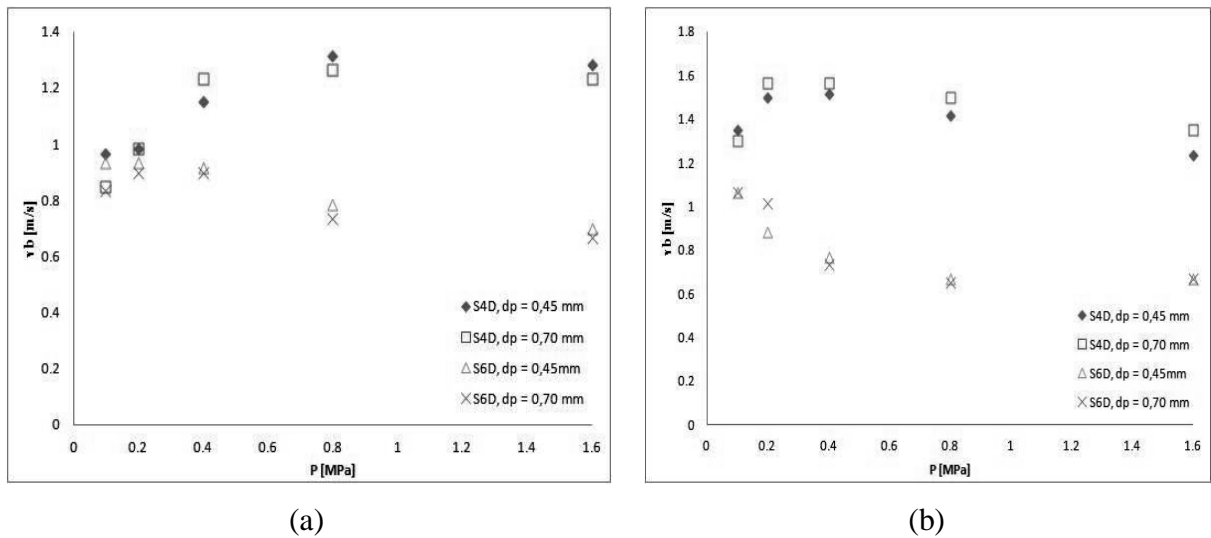


Figura 2.13 – Velocidade média de bolha (m/s) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s; diâmetros de partícula de 0,45 mm e 0,7 mm.

Fonte: Wiman & Almsted, 1997

Segundo WIMAN & ALMSTED (1997), a frequência média de bolha para arranjo de tubo S4D considerando-se os valores de velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s e 0,6 m/s, bem como, para o arranjo de tubo S6D a 0,2 m/s de velocidade de gás em excesso, os valores de frequência média de bolha aumentam com o aumento da pressão. No entanto, para o arranjo de tubos S6D a 0,6 m/s de velocidade de gás em excesso, a frequência média de bolha exibe valor máximo na pressão de 0,2 MPa e partir desta pressão seus valores decrescem com o aumento da pressão até um nível inferior aos obtidos quando considerada a velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s. Os resultados para a frequência média de bolha obtidos no trabalho de WIMAN & ALMSTED (1997) são apresentados na Figura 2.14.

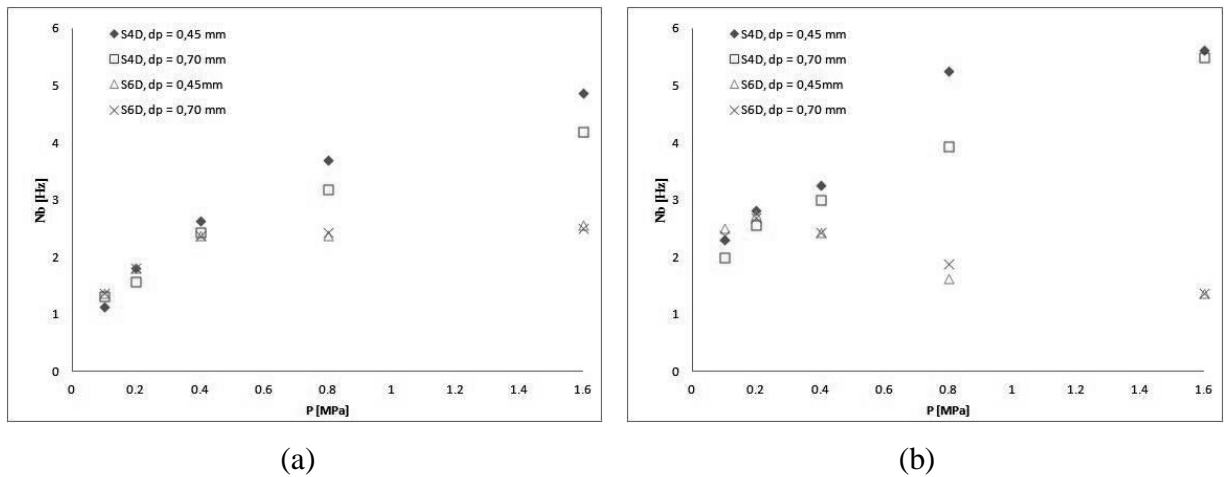


Figura 2.14 – Frequência média de bolha (Hz) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso (a) $U - U_{mf} = 0,2$ m/s (b) $U - U_{mf} = 0,6$ m/s ; diâmetros de partícula de 0,45 mm e 0,7 mm.

Fonte: Wiman & Almsted, 1997

GUSTAVSSON & ALMSTED (2000) utilizaram do código CFD (*Computational Fluid Dynamics*), denominado GEMINI, desenvolvido e validado por ENWALD & ALMSTED (1999) para simular um leito fluidizado pressurizado a temperatura ambiente contendo apenas dois tubos do trabalho de OLOWSON (1994), entretanto reescreveram o código de ENWALD & ALMSTED (1999) para coordenadas cilíndricas. Este código CFD (*Computational Fluid Dynamics*) existe em diferentes versões, a mais básica utiliza um solucionador multibloco e um computador de processamento simples com sistema de coordenadas cartesianas.

GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000), adotaram de um modelo numérico bidimensional sem a pressuposição de simetria utilizando-se de 7950 células computacionais. A viscosidade do sólido foi estimada em 10 Poise. As simulações foram realizadas na mesma faixa de pressões dos estudos de OLOWSON (1991,1994), OLSSON *et al.* (1994) e WIMAN & ALMSTED (1997). A condição de escorregamento parcial para a fase sólida foi assumida como proposto por DING & LYCZKOWSKI (1992). A fração de vazios computada foi processada utilizando do mesmo algoritmo empregado para retirada dos dados experimentais do sinal do capacitor. Os sinais emitidos do capacitor foram captados num período de 10 minutos, enquanto que o tempo para a simulação numérica foi adotado como 20s.

Os resultados numéricos e experimentais obtidos por GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000) são apresentados a partir das seguintes figuras : Figura 2.15, Figura 2.16 e Figura 2.17, para leito com dois tubos imersos, considerando-se também leito com ausência de tubos imersos. Todos os resultados foram obtidos no centro da área de seção transversal do leito a uma altura de 0,55 m da placa distribuidora. Para o caso envolvendo dois tubos corresponde a posição central. A Figura 2.15 ilustra a frequência de bolha, a análise destes resultados indica valores superestimados para a frequência de bolha a baixas pressões, entretanto existe uma boa concordância entre valores numéricos e experimentais para as pressões de 0,4 e 0,8 MPa (GUSTAVSSON & ALMSTED, 2000). Os autores justificam a falta de concordância de distribuição da frequência pois as simulações numéricas possuem uma redistribuição maior de fluxo de bolha na seção transversal central submetida a pressão atmosférica (ENWALD & ALMSTED, 1999).

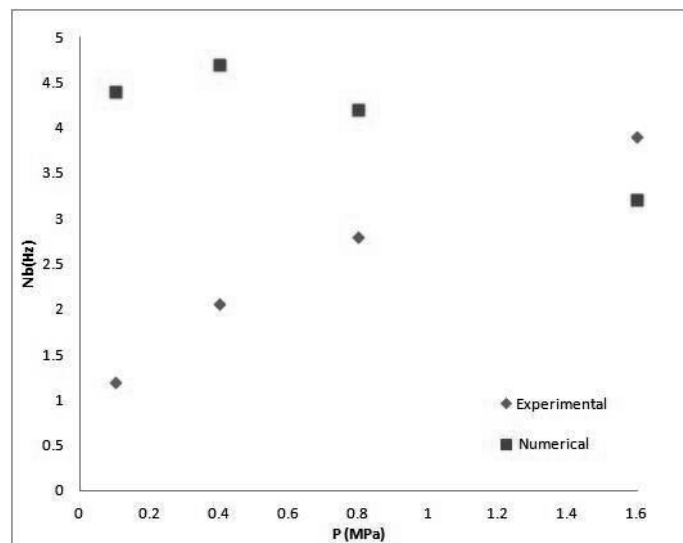


Figura 2.15 – Frequência média de bolha (Hz) em função da pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso de de 0,6 m/s com diâmetro de partícula 0,7 mm.

Fonte: Gustavsson & Almsted (2000)

Na Figura 2.16, estão disponíveis os resultados obtidos para o comprimento médio de bolha obtidos por GUSTAVSSON & ALMSTED (2000) e contrariando o que havia acontecido no caso de frequência de bolha, seus valores estão subestimados a baixas pressões, enquanto que a pressões mais altas seus resultados numéricos aproximam-se dos valores experimentais.

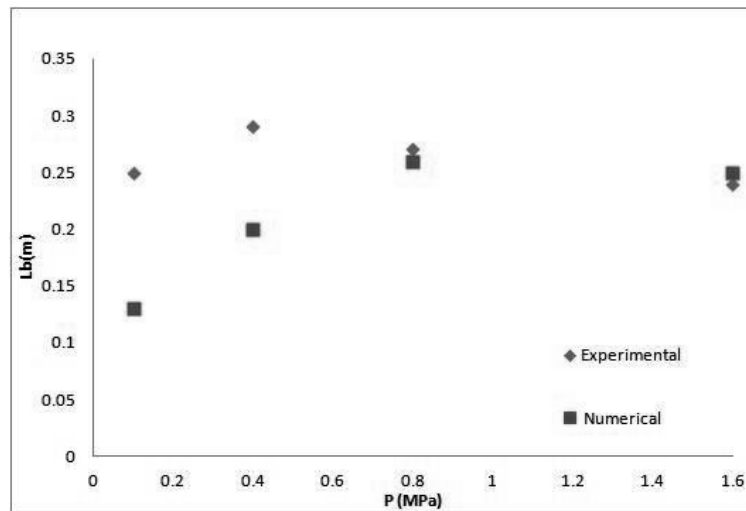


Figura 2.16 – Comprimento médio de bolha (m) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso de de 0,6 m/s com diâmetro de partícula 0,7 mm.

Fonte: Gustavsson & Almsted (2000)

Os resultados para velocidade média de bolha apresentados na Figura 2.17. indicam, segundo GUSTAVSSON & ALMSTED (2000) uma melhor adaptação dos resultados numéricos para o leito fluidizado livre quando comparado aos resultados obtidos para o mesmo leito fluidizado com dois tubos imersos que apresentou valores numéricos superestimados em relação aos valores experimentais.

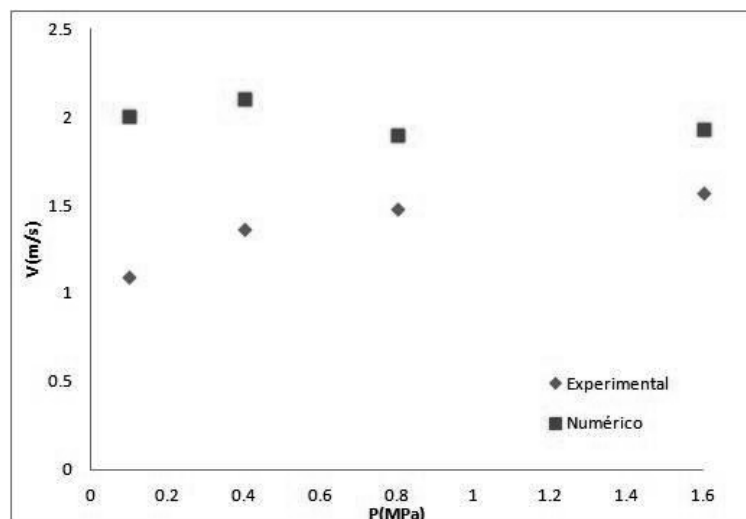


Figura 2.17 – Velocidade média de bolha (m/s) pela pressão P (MPa) para velocidade de gás em excesso de de 0,6 m/s com diâmetro de partícula 0,7 mm.

Fonte: Gustavsson & Almsted (2000)

De todos os autores citados até o momento, apenas HULL *et al.* (1999) foi capaz de medir os parâmetros de bolha ao longo de toda a altura do leito na presença dos tubos imersos.

A principal razão da falta de investigação abrangente para as propriedades de bolha em leitos fluidizados com tubos imersos é a falta de equipamento adequado para realizarem-se as medições (ASEGEHEGN *et al.*, 2011). Nos últimos anos, técnicas envolvendo imagens digitais têm sido utilizadas com sucesso para este tipo de análise (LIM *et al.*, 1993; SHEN *et al.*, 2004; BUSCIGLIO *et al.*, 2008). Por outro lado, devido ao aumento da capacidade dos computadores, a simulação numérica, vem se tornando uma ferramenta poderosa para determinação de fenômenos macroscópicos e microscópicos em leitos fluidizados do tipo gás sólido (ASEGEHEGN *et al.*, 2011).

ASEGEHEGN *et al.* (2011) utilizou da correlação proposta por LIM *et al.* (1993) que também foi utilizada no trabalho de HULL *et al.* (1999) para avaliação do diâmetro de bolha.

$$d_B = 0 \left[\frac{8(u_0 - u_{mf}) \left(2^{\frac{3}{4}} - 1 \right) h}{\pi \lambda_B g^{0,5}} + d_{B,int}^{\frac{3}{2}} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (2.11)$$

Na qual λ_B é o parâmetro de coalescência de bolha, h é a altura do leito acima do distribuidor e $d_{B,int}$ é o diâmetro de bolha inicial. Para uma placa distribuidora porosa, $d_{B,int}$ pode ser descrita pela correlação de MORI & WEN (1975).

$$d_{B,int} = 0,00376(u_0 - u_{mf})^2 \quad (2.12)$$

ASEGEHEGN *et al.* (2011), estudaram os arranjos de tubos apresentados na Figura 2.18..

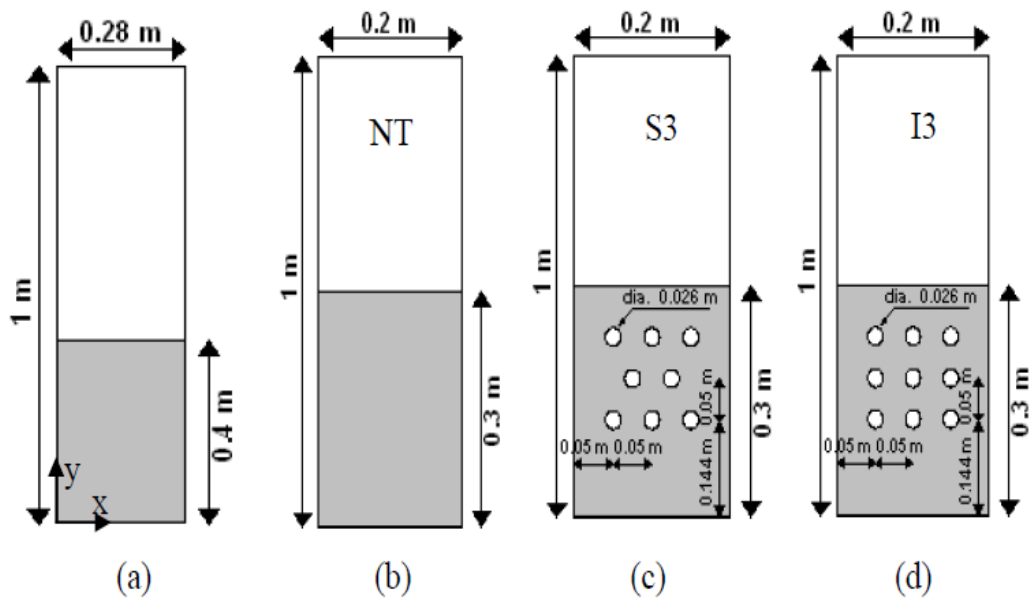


Figura 2.18 – Tipos de geometrias estudadas por Asegehegn (2011), (a) Sem tubos de Taghipour (2005), (b) NT, sem tubos, Hull (1999) (c) S3 arranjo não estruturado, (d) I3 Arranjo alinhado

Fonte: Asegehegn *et al.* (2011)

Na Figura. 2.19, mostram-se os resultados obtidos por ASEGEHEGN *et al.* (2011) em comparação com os estudos experimentais de HULL *et al.* (1999).

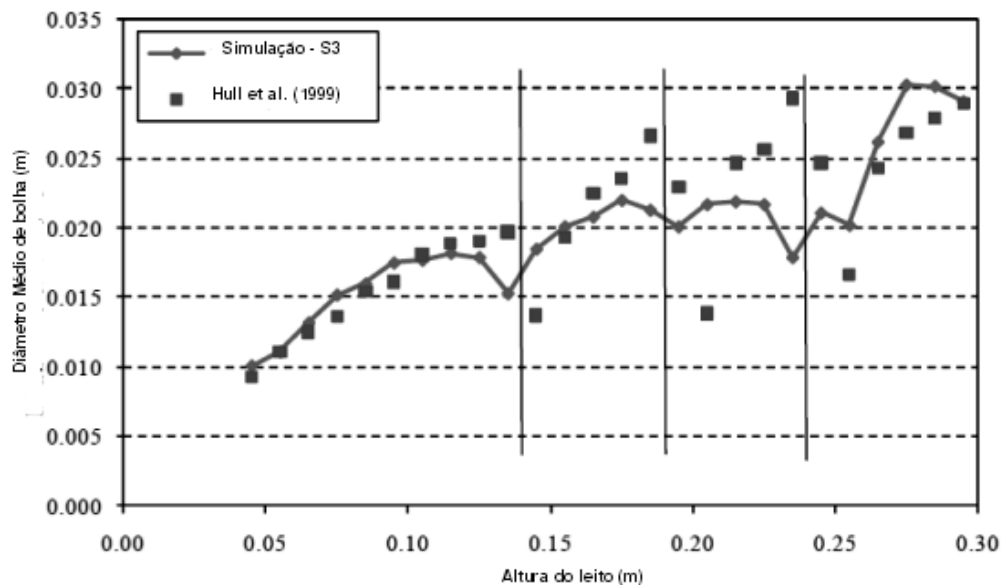


Figura 2.19 – Comparação entre resultados simulados para uma configuração do tipo S3 à uma velocidade de excesso de gás de 0,15 m/s para o diâmetro médio de bolha para diferentes valores de altura do leito.

Fonte: Asegehegn *et al.* (2011)

Nota-se da Figura 2.19 que os resultados de simulação obtidos por ASEGEHEGN *et al.* (2011) são satisfatórios quando comparados com os experimentais de HULL *et al.* (1999). A simulação apresentou resultados inferiores para regiões abaixo dos tubos e superestimou em regiões acima dos tubos. Isto pode ser justificado, segundo ASEGEHEGN *et al.* (2011), para regiões abaixo do tubo, devido a formação de bolhas de pequeno tamanho que influenciam diretamente no cálculo do diâmetro médio de bolha. Para regiões acima, estes pesquisadores afirmaram que ainda são necessários estudos complementares.

Neste mesmo estudo a velocidade de bolha foi calculada pela translação vertical do centróide de uma bolha durante os consecutivos quadros de tempo e dividindo-se este valor pelo intervalo de tempo. Na Figura 2.20 mostra-se uma comparação dos resultados experimentais obtidos por HULL *et al.* (1999), com os resultados numéricos encontrados por ASEGEHEGN *et al.* (2011) para a velocidade média de bolha.

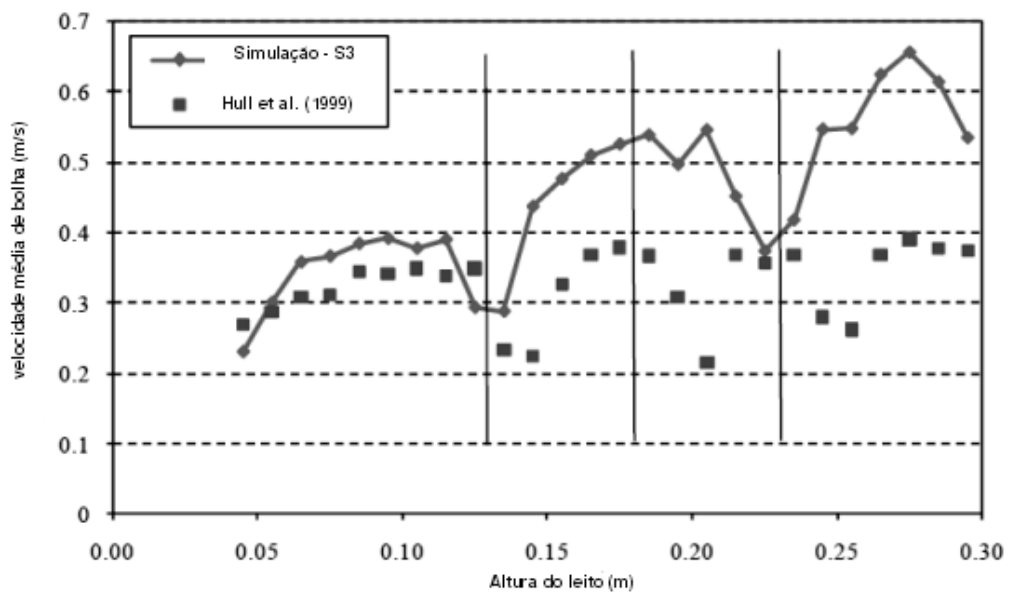


Figura 2.20 – Comparação entre resultados simulados para uma configuração do tipo S3 à uma velocidade de excesso de gás de 0,15 m/s para a velocidade média de bolha para diferentes valores de altura do leito

Fonte: Asegehegn *et al.* (2011)

De acordo com ASEGEHEGN *et al.* (2011), os resultados obtidos demonstram uma boa adaptação do modelo em regiões de alturas mas baixas do leito, sendo que, para regiões acima do banco de tubos os resultados obtidos são bem altos. Estes valores mais altos na região acima do banco de tubos puderam ser justificados pela elongação da bolha, sendo assim, o centróide da bolha pode ter se deslocado de uma distância maior do que a distância circular.

Como conclusão de seu trabalho ASEGEHEGN *et al.* (2011) afirmaram que o modelo de dois fluidos é adequado para prever as características de bolhas em leitos fluidizados com geometrias complexas, entretanto ainda considera necessários estudos mais aprofundados dos pontos de vista experimental e numérico.

2.3 - Erosão de tubos imersos em leitos fluidizados

Tubos imersos em leitos fluidizados submetidos ao impacto de partículas sólidas podem sofrer desgastes devido a erosão.

As câmaras de combustão são exemplos dessa utilização, onde parte do calor gerado na combustão no leito fluidizado normalmente será absorvido pelos tubos imersos no leito. Os tubos imersos estão expostos ao movimento do gás e das partículas do leito, considerados por muitos o maior responsável pela erosão. Erosão, quando combinada com a corrosão, eventualmente pode provocar danos estruturais irreversíveis nestes tubos.

Os fatores que afetam a erosão podem ser classificados de acordo com as características das partículas (distribuição de tamanho, dureza e composição química), desenho mecânico (distribuição de ar, geometria do sistema de alimentação de sólidos) e condições de funcionamento (temperatura, velocidade e composição do gás e dos sólidos).

Um fator importante é a velocidade de distribuição das partículas que atingem a superfície. No entanto, o efeito real destes fatores ainda não são bem compreendidos para qualquer sistema. Sistemas que parecem ser semelhantes em condições de projeto e operação, podem possuir taxas de erosão significativamente diferentes. Além disso, ZHU *et al.* (1990) afirmaram que os procedimentos para minimizar a incidência de desgaste não são amplamente aceitos ou bem compreendidos. Há poucos estudos publicados, com modelos detalhados dos mecanismos que descrevem o desgaste em leitos fluidizados. Trabalhos recentemente

publicados mostram que uma abordagem promissora para a solução deste problema vêm da utilização de modernos códigos de dinâmica dos fluidos computacional ACHIM *et al.* (2002). Com o refinamento adequado e posterior validação, pode-se garantir a otimização do projeto e condições operacionais ideais para o leito fluidizado.

Estudos experimentais demonstraram que a taxa de perda de material depende da velocidade de impacto da partícula e de sua direção, bem como do fluxo de massa e propriedades das partículas, tamanho do tubo e propriedades do material. A passagem de bolhas sobre os tubos, o tipo de distribuidor e a distância entre o distribuidor e os tubos também tiveram evidenciada sua importância. ZHU *et al.* (1990), PARKINSON *et al.* (1985) e WOOD & WOODFORD (1983) realizaram testes de desgaste em pequena escala em leitos fluidizados e constataram que mais de 95% da perda de material ocorreu na parte inferior do tubo.

A maior taxa de erosão ocorreu na região de 40 à 60 graus a partir da parte inferior do tubo. O desgaste reduziu drasticamente entre as posições de 60 à 120 graus e tornou-se praticamente nula entre 120 à 180 graus. Os resultados mostraram que o nível das taxas resultantes médias de desgaste foram aproximadamente um terço da taxa de erosão máxima no local.

Uma série de trabalhos têm sido publicados, com o objetivo de modelar a erosão em leito fluidizado (LYCZKOWSKI *et al.*, 1987, 1989 e LYCZKOWSKI & BOUILLARD, 2002), utilizando sistemas cartesianos.

A erosão dos tubos em leitos fluidizados pressurizados a temperatura ambiente foi estudada experimentalmente por WIMAN *et al.* (1995), WIMAN & ALMSTED (1997). O leito utilizado para análise tinha as mesmas características do experimental desenvolvido por OLSSON *et al.* (1994). A influência do fluxo de bolha sobre a erosão foi investigada em cinco diferentes faixas de pressão, de 0,1, 0,2, 0,4, 0,8 e 1,6 MPa para duas velocidades de gás em excesso com relação a velocidade de mínima fluidização de 0,2 e 0,6 m/s, dois diâmetros de partícula diferentes, 0,45 mm e 0,7 mm considerando-se quatro geometrias de banco de tubos T2, S4, S4D e I4. Normalmente, a erosão obtida nestas pesquisas eram mais severas na parte inferior do tubo não se encontrando erosão nas partes superiores.

WIMAN *et al.* (1995) avaliaram a taxa de erosão em tubos centrados na posição (0,18, 0,55) considerando-se o deslocamento circunferencial num intervalo de 30 em 30 graus

demonstrado na Figura 2.21. Para o arranjo de tubos mais denso, S4D, o comportamento da erosão é simétrica, com a máxima erosão nas posições circunferenciais 150° e 210°, como ilustrado na Figura 2.22, enquanto que para o arranjo I4, com espaçamento constante por toda a extensão do leito, a erosão tem sua simetria reduzida, veja Figura 2.23.

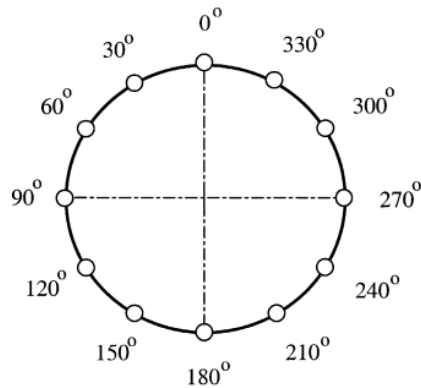


Figura 2.21 – Deslocamento circunferencial para retirada de valores de erosão experimental.

Fonte: Wiman *et al.* (1995)

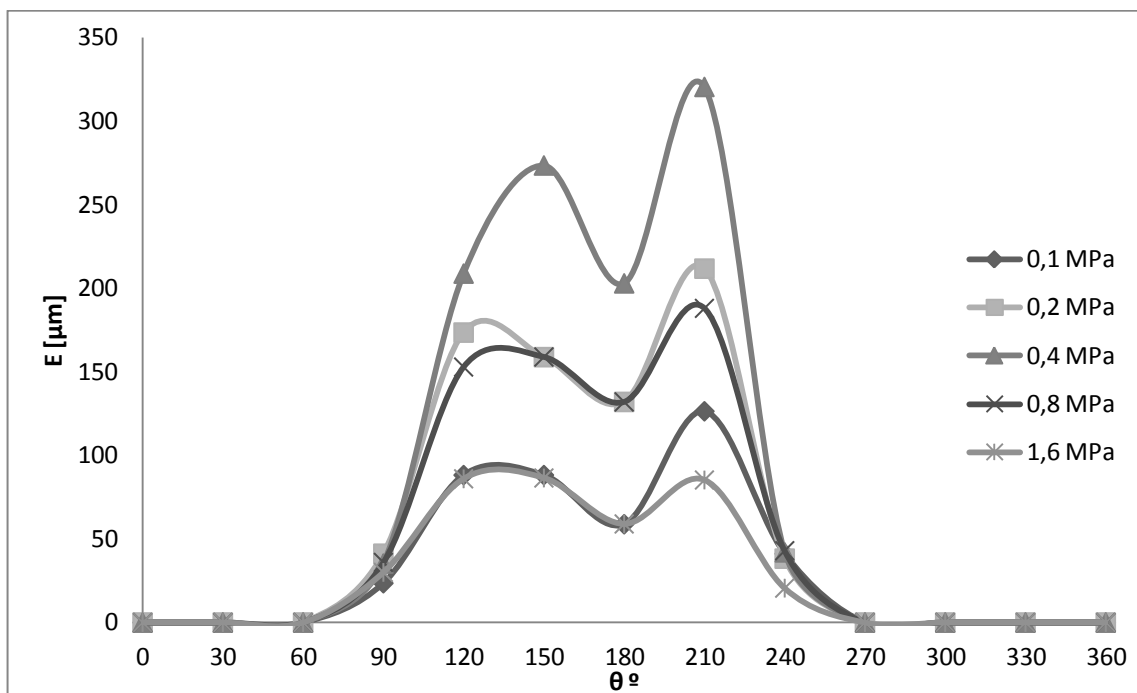


Figura 2.22 – Erosão E (μm) pelo deslocamento circunferencial para pressões de 0,1, 0,2, 0,4, 0,8, 1,6 MPa no arranjo S4D

Fonte: Wiman *et al.* (1995)

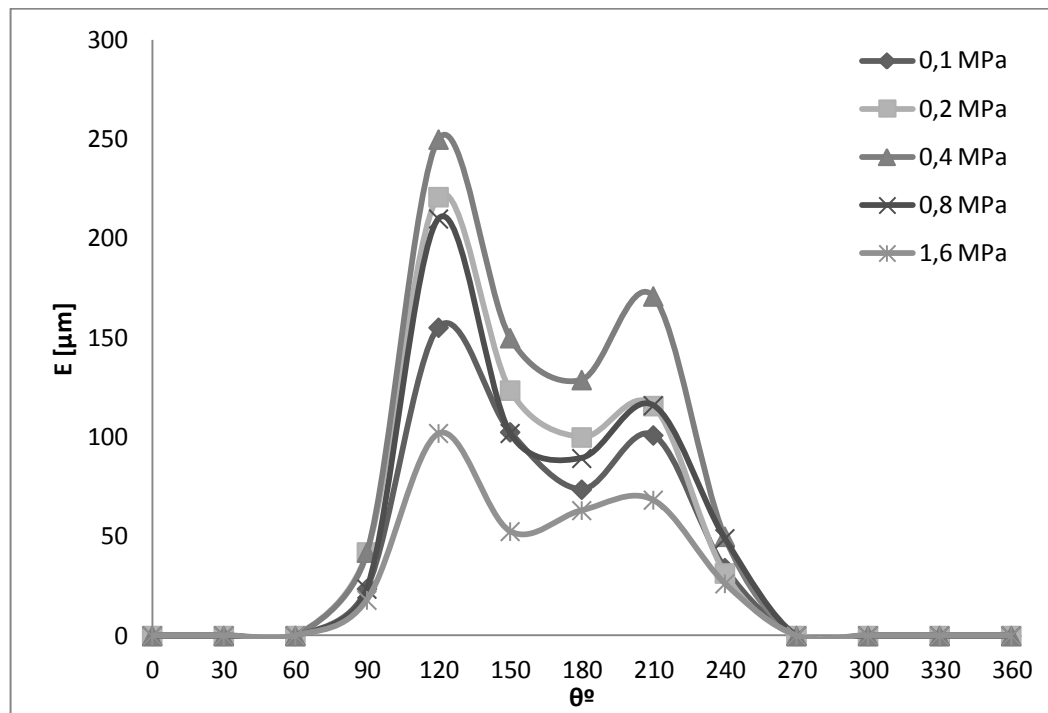


Figura 2.23 – Erosão E (μm) pelo deslocamento circunferencial para pressões de 0,1, 0,2, 0,4, 0,8, 1,6 MPa no arranjo I4 com velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s

Fonte: Wiman *et al.* (1995)

GUSTAVSSON & ALMSTED (2000) mediram a erosão para o arranjo de tubos T2, seus resultados são ilustrados na Figura 2.24, e comparando-se com os resultados apresentados na Figuras 2.22 e na Figura 2.23, a erosão para dois tubos imersos foi maior do que a encontrada para os arranjos S4D e I4. Isto vai de acordo com as conclusões de WIMAN & ALMSTED (1997) que afirmaram que o arranjo de tubos contribui para a alteração do comportamento fluidodinâmico do leito fluidizado, reduzindo-se a erosão no tubo. A erosão circunferencial para o caso T2 difere das dos outros arranjos de tubos. Geralmente ocorre uma distribuição mais uniforme na parte inferior do tubo, sendo que o valor menos acentuado é encontrado em 180°. Também para o arranjo T2, a uma pressão de 0,1 Mpa, foi encontrada uma erosão acentuada na parte superior do tubo (GUSTAVSSOM & ALMSTED,2000), entretanto isto não é evidenciado para os arranjos de tubo I4, S4 e S4D segundo WIMAN *et al.*(1995).

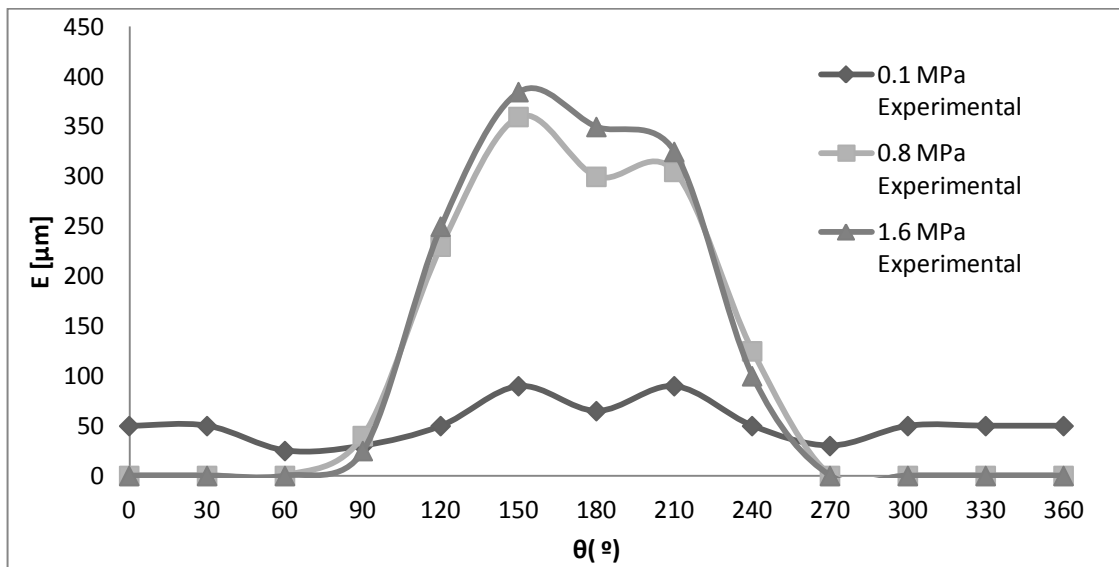


Figura 2.24 – Erosão E (μm) pelo deslocamento circunferencial para pressões de 0,1, 0,8, 1,6 MPa no arranjo T2 com velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s

Fonte: Gustavsson & Almsted (2000)

Ao estudar-se a erosão em tubos através dos sistemas cartesianos, a geometria da superfície do tubo só pode ser aproximada por elementos retangulares, abordagem com certa imprecisão. No trabalho de GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000), a superfície do tubo consegue ser melhor determinada devido ao uso de coordenadas cilíndricas.

2.3.1 - Modelos utilizados para a predição da erosão em leitos fluidizados com tubos imersos

Uma série de modelos para o estudo de erosão de superfícies imersas em leitos fluidizados foram sugeridos na literatura. Três dos modelos mais comuns são brevemente descritos abaixo.

O modelo de erosão descrito por FINNIE (1960), definido teoricamente para os impactos de partículas individuais e empiricamente correlacionados com dados experimentais, tanto para uma única partícula quanto para um conjunto de partículas atacando a superfície do tubo.

A erosão é modelada como uma função do ângulo de ataque e da velocidade das partículas. A principal dificuldade na aplicação do modelo de erosão de Finnie é o da

determinação dos ângulos de ataque e da velocidade de das partículas impactantes sobre a superfície dos tubos imersos. Alguns autores, por exemplo, LYCZKOWSKI *et al.* (1987,1989) e LI & ZAKKAY (1994), usaram o modelo de Finnie para simular a erosão de tubos imersos em leito fluidizado, mas não especificaram o procedimento para aquisição destes parâmetros. De acordo com SATO *et al.* (1995), o movimento de partículas desvia para perto da superfície do tubo e sugeriram o rastreamento das partículas antes dos resultados de impacto como a forma mais correta de avaliação.

O mecanismo de desgaste por erosão em duas categorias, desgaste por remoção e desgaste por deformação. Quando uma partícula atinge a superfície do tubo imerso com um ângulo relativamente pequeno, ou seja, quando a colisão é mais tangencial, a partícula tende a atritar contra a superfície e remover uma pequena quantidade de seu material. Este processo é chamado de desgaste por remoção.

Por outro lado, quando a superfície estiver exposta a repetidas colisões com um ângulo de incidência relativamente grande, esta sofre o mecanismo de fadiga através do trabalho a frio e uma pequena quantidade do material da superfície é removido na forma de pequenos fragmentos pelos impactos posteriores. Esse processo é conhecido como desgaste por deformação. As equações deduzidas por FINNIE (1960) são referenciadas à seguir para desgaste por remoção e desgaste por deformação, respectivamente:

$$W_c = \frac{\rho_t * C * m_p * U^2}{P * \psi} * \left[\sin(2 * \alpha) - \frac{2 * \left(1 + \frac{m_p * r_p^2}{I_p}\right)}{K} * \sin(\alpha)^2 \right] \quad (2.13)$$

$$tg(\alpha) < \frac{K}{2 * \left(1 + \frac{m_p * r_p^2}{I_p}\right)} \quad (2.14)$$

$$W_c = \frac{\rho_t * C * m_p * U^2}{P * \psi} * \left[\frac{K * \cos(\alpha)^2}{2 * \left(1 + \frac{m_p * r_p^2}{I_p}\right)} \right] \quad (2.15)$$

$$tg(\alpha) > \frac{K}{2 * \left(1 + \frac{m_p * r_p^2}{I_p}\right)} \quad (2.16)$$

$$P = \left[\frac{40}{\pi^4} * \rho_p * \left(\frac{1 - q_p^2}{E_p} + \frac{1 - q_t^2}{E_t} \right)^{-4} \right]^{\frac{1}{5}} * (U * \sin(\alpha))^2 \quad (2.17)$$

$$W_d = \frac{\frac{1}{2} * \rho_p * m_p * (U * \sin(\alpha) - K')^2}{\varepsilon} \quad (2.18)$$

$$K' = \frac{\pi^2}{2 * \sqrt{10}} * (1,50 * Y_1)^{\frac{5}{2}} * \left(\frac{1}{\rho_p} \right)^{\frac{1}{2}} * \left(\frac{1 - q_p^2}{E_p} + \frac{1 - q_t^2}{E_t} \right)^2 \quad (2.19)$$

Onde :

- W_c corresponde a massa removida por desgaste por remoção de uma única partícula em colisão com o objeto imerso;
- W_d corresponde a massa removida por desgaste de deformação por uma única partícula em colisão com o objeto;
- r_p corresponde ao raio da partícula;
- m_p é a massa da partícula;
- U é a velocidade de colisão da partícula;
- ρ_t e ρ_p correspondem a densidade do objeto imerso e da partícula;
- α é o ângulo de colisão, medido geometricamente através da superfície, que irá sofrer a remoção de uma certa quantidade de material, funcionando da mesma forma que uma ferramenta de corte;
- ε é o fator de deformação;
- Y corresponde a tensão de escoamento do material para o objeto imerso;
- C é a constante do modelo;
- K é a relação entre a força vertical e a força horizontal que agem sobre a partícula;
- Ψ constante para o desgaste por remoção;

- P tensão normal;
- q_t e q_p são as constantes de Poisson;
- E_t e E_p correspondem ao módulo de Young para o material do objeto imerso e para a partícula.

O modelo de erosão granular, descrito por DING & LYCZKOWSKI (1992), implementa o modelo de FINNIE (1960) para as partículas como único modelo de erosão e indiretamente assume uma distribuição estatística das partículas em movimento e também das velocidades de deslizamento das partículas na superfície submetida a erosão como variáveis de entrada para o modelo.

$$\dot{E} = \frac{\rho_{sm}\varepsilon_{sm}}{4P_h} \left[\frac{(2\theta)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\pi}} F_1 + \frac{v_w^2}{2} \sqrt{\frac{2\theta}{\pi}} F_1 + \frac{3}{2} v_w \theta F_2 \right] \quad (2.20)$$

Onde P_h é a dureza da superfície, v_w é a velocidade de escorregamento da partícula sobre a superfície do tubo e F_1 e F_2 correspondem a 0,1 e 0,06 respectivamente.

A integração do modelo Finnie sobre todas as velocidades e todos os ângulos de ataque das partículas produz a fórmula de erosão de fluxo granular. O modelo de erosão de fluxo granular requer a velocidade de deslizamento de partículas sobre a superfície erosão juntamente com a temperatura granular como variáveis de entrada.

A teoria cinética do escoamento granular foi deduzida para melhorar a modelagem com a ausência da viscosidade. ENWALD & PEIRANO (1997) fizeram extenso estudo, onde o modelo de fluxo granular .

Recentemente LI *et al.* (2011) utilizaram do modelo de erosão granular para o estudo de erosão em leitos fluidizados com tubos imersos, possuindo como base o estudo de RONG *et al.* (1999) que tinha como característica fundamental a utilização do método do elemento discreto para simulação dos efeitos fluidodinâmicos entre as fases. A predição da erosão em seu trabalho foi satisfatória e consistente com os valores encontrados por WIMAN & ALMSTED (1997) onde a erosão possuía maiores valores nas partes laterais e inferior do tubo

A modelo de dissipação de energia cinética em monocamada foi originalmente

descrito por LYCZKOWSKI *et al.* (1987), e baseia-se em um pressuposto de que uma parte constante de partículas em dissipação de energia cinética é a causa do desgaste.

No artigo original a fórmula para o cálculo da dissipação de energia cinética está incorreta. LYCZKOWSKI *et al.* (1987) formularam as equações de Euler do campo de fluxo, não levando em consideração a viscosidade. A equação do balanço de energia foi obtida tomando o produto escalar da equação dinâmica com o vetor velocidade da partícula. A dissipação de energia cinética, em seguida, foi avaliada através do equilíbrio da energia mecânica. No entanto, ao deixar de considerar o termo viscoso, não abordou-se segundo GUSTAVSSOM & ALMSTED., (2000) o único termo que corresponderia a uma conversão irreversível de energia cinética em energia interna, ou seja, deixou-se de considerar o único termo que realmente agiria sobre o processo de erosão. O mesmo LYCZKOWSKI *et al.* (1989) propôs a correção para este modelo chegando a seguinte formulação para a taxa de erosão por dissipação de energia cinética em monocamada:

$$\dot{E}_{ED} = C \left(\frac{-dKE_p}{dt} \right) * \frac{d_p}{E_{sp}} \quad (2.21)$$

$$\frac{-dKE_p}{dt} = \frac{1}{2} \left((\alpha_p \bar{\tau}_p) : \nabla U_p + U_p \cdot K U_p \right) \quad (2.22)$$

Onde:

- E_{sp} corresponde a energia específica da superfície submetida a corrosão;
- d_p é o diâmetro da partícula;
- dKE_p/dt corresponde a taxa de dissipação de energia cinética para a fase particulada em proximidade com a superfície imersa;
- C fração constante que representa a taxa de energia cinética disponível para erosão em uma monocamada de partículas em proximidade com a superfície.

Na sequência deste trabalho, LYCZKOWSKI *et al.* (1989) definiram o valor de 0,10 adequado para a constante C . Esta constante corresponde à fração de partículas em contato com a superfície que causam desgaste ao material

3 - METODOLOGIA

3.1 - Modelagem Matemática

Segundo PATIL *et al.* (2005), para descrever o comportamento fluidodinâmico de leitos fluidizados, o modelo Euleriano-Euleriano para dois fluidos é adequado. Este se baseia em equações de conservação de massa e quantidade de movimento para ambas as fases, gás e sólido.

Em princípio, o movimento de um sistema de partículas suspensas em um fluido pode ser completamente determinado pelas equações de Navier-Stokes que devem ser satisfeitas para cada ponto do fluido e pelas equações Newtonianas de movimento que devem ser satisfeitas para cada partícula. No entanto, quando o sistema de interesse compreende um grande número de partículas espaçadas estreitamente, tal como em um leito fluidizado, o problema torna-se complexo para permitir uma solução analítica e para efeitos práticos faz-se necessário simplificar o método através de um conjunto de equações diferenciais (ANDERSON & JACKSON., 1967).

De acordo com JOHANSSON (2006), a modelo de fluidodinâmica computacional Euleriano-Euleriano é baseado no modelo contínuo interpenetrante e existem diferentes formulações disponíveis na literatura. Estas formulações entretanto separam-se em dois grupos de estudo, sendo estes compostos por sistemas gás-sólido (ANDERSON & JACKSON, 1967), e gás-líquido (ISHII, 1975). No entanto, muitos autores utilizam da formulação de Ishii para sistemas gás-sólido (JOHANSSON *et al.*, 2006). Estes modelos foram comparados por VAN WACHEM *et al.* (2001).

3.1.1 - Equações Governantes

Admitindo-se que as diferentes fases podem ser escritas como contínuo interpenetrante, duas modelagens distintas podem ser utilizadas para derivar as equações de transporte multifásico, sendo estas, a abordagem média e a de fluxo de mistura.

Na abordagem média, as equações são deduzidas no espaço, tempo ou o conjunto das médias locais de balanços instantâneos para cada fase (ANDERSON & JACKSON, 1967;

ISHII, 1975). Na abordagem da teoria da mistura, as equações são monofásicas na forma generalizada como postuladas por BOWEN (1976), BEDFORD & DRUMHELLER (1983). Estas duas aproximações produzem um conjunto de equações de balanço semelhantes, que devem ser complementadas por relações constitutivas. O segundo axioma da termodinâmica, a simetria do material e o balanço global das equações para a mistura são restrições empregadas comumente sobre as relações ou equações constitutivas (BOWEN, 1976).

Utilizando-se do método de média para deduzir as equações que descreverão o contínuo interpenetrante, as variáveis pontuais são calculadas em uma região considerada ampla quando comparada com o espaçamento entre partículas, mas extremamente reduzida quando comparada com o domínio total do sistema (ANDERSON & JACKSON, 1967). Um novo conjunto de variáveis, a fração volumétrica das fases, é introduzido para o controle do volume médio ocupado pelas fases. Serão denotadas como fração volumétrica de vazios ε_g e ε_{sm} para m diferentes número de partículas sólidas. Estas equações são consideradas como contínuas no espaço e no tempo, e por definição, a soma da fração volumétrica de todas as fases deve ser igual a um.

$$\varepsilon_g + \sum_m^M \varepsilon_s = 1 \quad (3.1)$$

Onde M é o número total de fases sólidas para o sistema. A densidade efetiva para a fase gasosa é:

$$\rho_{g'} = \varepsilon_g \rho_g \quad (3.2)$$

e para a fase de sólidos é :

$$\rho_{s'} = \varepsilon_s \rho_s \quad (3.3)$$

3.1.1.1 – Conservação de Massa

A equação da continuidade para a fase gasosa pode ser escrita na forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_g \rho_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{v}_g) = 0 \quad (3.4)$$

Onde \vec{v}_g é o vetor velocidade para a fase gasosa,.

A equação da continuidade para a fase sólida pode ser escrita na forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_s \rho_s) + \nabla(\varepsilon_s \rho_s \vec{v}_s) = 0 \quad (3.5)$$

Onde \vec{v}_{sm} é o vetor velocidade para a fase sólida.

O primeiro termo no lado esquerdo das equações 3.4 e 3.5 representam o taxa de massa acumulada por unidade de volume, o segundo termo é o fluxo de massa convectivo (SYAMLAL *et al.*, 1993).

3.1.1.2 – Conservação da Quantidade de Movimento

O balanço de quantidade de movimento para a fase gasosa é expressa como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g \vec{v}_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) = \nabla \cdot \overline{\overline{S}}_g + \varepsilon_g \rho_g \vec{g} - \overline{I}_{gs} + \vec{f}_g \quad (3.6)$$

Onde $\overline{\overline{S}}_g$ é o tensor tensão da fase fluida, \vec{g} é a aceleração da gravidade, \overline{I}_{gs} representa uma interação do momento da força transferida entre a fase gasosa e as espécies químicas da fase sólida, \vec{f}_g é a resistência oferecida pelas superfícies internamente porosas.

O balanço de quantidade de movimento para a fase sólida pode ser expressa como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_s \rho_s \vec{v}_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) = \nabla \cdot \overline{\overline{S}}_s + \varepsilon_s \rho_s \vec{g} + \overline{I}_{gs} \quad (3.7)$$

Onde $\overline{\overline{S}}_s$ é o tensor tensão para as fases sólidas. O primeiro termo do lado esquerdo desta equação representa a taxa de acréscimo de momento; o segundo termo do lado esquerdo da equação representa a taxa de momento transferida devido a convecção; o primeiro termo do lado direito representa as forças normal e de cisalhamento nas superfícies; o segundo termo representa a ação da força da gravidade, o terceiro termo indica a transferência de quantidade de movimento entre o fluido e o meio poroso, o termo final corresponde a transferência de movimento entre as fases de fluido e sólidos.

3.1.2 - Equações Constituintes

3.1.2.1 Transferência de Quantidade de Movimento da Fase Fluida para a Fase Sólida

Na Equação 3.6 e na Equação 3.7 referidas na conservação de quantidade de movimento, o termo $\overrightarrow{I_{gs}}$ indica a interação de força, ou transferência de quantidade de movimento entre as fases gasosa e sólida. O mecanismo e o detalhamento das equações foi descrito por JOHNSON *et al.* (1990). A partir de estudos realizados para a dinâmica de uma única partícula em um fluido, diferentes mecanismos puderam ser identificados como a força de arrasto, originada pela diferença de velocidade entre as fases. A flutuabilidade, causada pela existência de gradiente de pressão no fluido. Pode-se ainda citar o efeito de massa virtual, ocasionado pela aceleração relativa entre as fases.

Muitos outros fatores devem ser considerados quando deseja-se generalizar as equações de um sistema de uma única partícula para descrever o método de interação de forças de um sistema multifásico com reações químicas (SYAMLAL *et al.*, 1993).

O efeito de proximidade entre as partículas deve ser levado em conta, pois existe influência sobre a força de arrasto que é função da fração volumétrica da fase sólida em adição com o número de Reynolds para a partícula, e deve ser descrito por formulações deduzidas de dados experimentais. A transferência de quantidade de movimento acompanha a transferência de massa que deve portanto ser incluída na interação das forças.

As equações acima foram formuladas para coeficientes de arrasto sólido-fluido uniformes e partículas esféricas, entretanto na prática os sistemas sólido-fluido contém partículas não-esféricas de diferentes tamanhos. Uma distribuição de partículas de pequenas dimensões pode ser caracterizada através de uma média dos tamanhos das partículas de acordo com sua área superficial. Uma distribuição de partículas de um tamanho maior deve ser discretizada em duas ou mais frações de tamanho, cada um caracterizado por uma média de tamanho de partícula. Esforços foram realizados para estudar o efeito de não-esfereicidade (GANSER, 1993) e rugosidade (CRAWFORD & PLUMB, 1986) sobre o arraste, no entanto, ainda não existe uma metodologia adequada para tratar de tais efeitos.

Logo, a interação sólido-fluida pode ser escrita como:

$$\overline{I}_{gs} = -\varepsilon_s \nabla P_g - F_{gs}(\overline{v}_s - \overline{v}_g) \quad (3.8)$$

Onde o primeiro termo do lado direito da equação representa a força de flutuação, o segundo termo descreve a força de arrasto. Duas formulações experimentais podem ser utilizadas para o desenvolvimento das equações de arrasto sólido-fluido.

Dois tipos de resultados experimentais podem ser utilizados para o desenvolvimento dos equacionamentos de arrasto sólido-fluido. O primeiro válido quando considerado altos valores da taxa de fração de sólidos. A queda de pressão do leito-fixado pode ser expressa em forma de correlação como a equação de Ergun. Tal correlação deve ser complementada com uma outra que considera o arrasto para baixos valores de fração volumétrica de sólidos. Outro tipo de resultado é analisado como correlações de velocidade terminal em leitos fluidizados, expressas através da fração de vazios e do número de Reynolds (SYAMLAL *et al.*, 1998).

Existem diferentes tipos de correlações de coeficientes de arrasto disponíveis na literatura. A primeira das correlações para coeficiente de arrasto foi baseada no trabalho de WEN & YU (1966). O coeficiente de arrasto de Gidaspow é uma combinação das correlações de WEN & YU (1966) e ERGUN (1952). O coeficiente de arrasto de GIDASPOW modificado permite controlar as transições de WEN & YU (1966) através de ERGUN (1952). Nesta correlação χ representa a função de mistura e o parâmetro C controla o grau de transição. Além destas ainda temos a correlação de SYAMLAL *et al.* (1993).

SYAMLAL *et al.* (1993) modelaram uma fórmula convertendo as correlações de velocidade terminal para correlações de arrasto.

$$F_{gs} = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g}{V_{rs}^2 d_p} C_{Ds} \left(\frac{Re_s}{V_{rs}} \right) |\overline{v}_s - \overline{v}_g| \quad (3.9)$$

Sendo V_{rs} é a correlação de velocidade terminal para a fase sólida, a fórmula fechada para V_{rs} pode ser procedida de uma correlação similar desenvolvida por GARSIDE e AL-DIBOUNI (1977),

$$V_{rs} = 0,5 \left(A - 0,06 Re_s + \sqrt{(0,06 Re_s)^2 + 0,12 Re_s (2B - A) + A^2} \right) \quad (3.10)$$

De tal forma que,

$$A = \varepsilon_g^{4,14} \quad (3.11)$$

$$B = \begin{cases} 0,8 \varepsilon_g^{1,28} & \text{se } \varepsilon_g \leq 0,85 \\ \varepsilon_g^{2,65} & \text{se } \varepsilon_g > 0,85 \end{cases} \quad (3.12)$$

E o número de Reynolds para a fase sólida m será dada por:

$$Re_s = \frac{d_p |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \rho_g}{\mu_g} \quad (3.13)$$

Em que d_{pm} é o diâmetro das partículas pertencentes a fase sólida m e μ_g corresponde a viscosidade da fase fluida. Temos ainda que $C_{Ds}(Re_s / V_{rs})$ como sendo uma correlação de arraste para uma única partícula esférica. Existem diferentes expressões disponíveis para o cálculo de C_{Ds} (KHAN & RICHARDSON, 1987), uma outra forma é proposta por DALLA VALLE (1948):

$$C_{Ds}(Re) = \left(0,63 + \frac{4,8}{\sqrt{Re}} \right)^2 \quad (3.14)$$

Para utilizar da Equação 3.14 na Equação 3;9, Re deve ser substituído por Re_s/V_{rs}

$$F_{gs} = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g}{V_{rs}^2 d_p} \left(0,63 + \frac{4,8}{\sqrt{\frac{Re_s}{V_{rs}}}} \right)^2 |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \quad (3.15)$$

WEN e YU (1966) modelaram o coeficiente de arrasto da seguinte forma:

$$F_{gs} = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g}{d_p} C_D |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \varepsilon_g^{-2,65} \quad (3.16)$$

Sendo que:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{R_e} (1 + 0,15R_e^{0,687}) & \text{se } R_e < 1000 \\ 0,44 & \text{se } R_e \geq 1000 \end{cases} \quad (3.17)$$

$$R_e = \frac{d_p \varepsilon_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \rho_g}{\mu_g} \quad (3.18)$$

Para Gidaspow, o coeficiente de arrasto foi proposto da seguinte forma:

$$F_{gs} = \begin{cases} \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g}{d_p} C_D |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \varepsilon_g^{-2,65} & \text{para } \varepsilon_g \leq 0,8 \\ \frac{150 \varepsilon_s (1 - \varepsilon_g) \mu_g}{\varepsilon_g d_p^2} + \frac{1,75 \rho_g \varepsilon_s}{d_p} |\vec{v}_s - \vec{v}_g| & \text{para } \varepsilon_g > 0,8 \end{cases} \quad (3.19)$$

Utiliza-se também nesta correlação da Equação 3.17 e da Equação 3.18 para avaliar-se o coeficiente C_D .

O coeficiente de arrasto de Gidaspow modificado pode ser expresso da seguinte forma:

$$F_{gs} = \chi \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g}{d_p} C_D |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \varepsilon_g^{-2,65} + (1 - \chi) \frac{150 \varepsilon_s (1 - \varepsilon_g) \mu_g}{\varepsilon_g d_p^2} + \frac{1,75 \rho_g \varepsilon_s}{d_p} |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \quad (3.20)$$

Onde χ é encontrado por:

$$\chi = \frac{\tan^{-1}(C(\varepsilon_g - 0,8))}{\pi} + 0,5 \quad (3.21)$$

A seguir segue a relação de Koch - Hill, válido para apenas uma fase sólida:

$$F_{gs} = 18 \mu_g (1 - \varepsilon_{sm})^2 \varepsilon_{sm} \frac{F}{d_p^2} \quad (3.22)$$

A força de arrasto será dada por:

$$F = 1 + \frac{3}{8}R_e \quad \text{se} \quad \varepsilon_{sm} \leq 0,01 \text{ e } R_e \leq \frac{(F_2 - 1)}{\left(\frac{3}{8} - F_3\right)} \quad (3.23)$$

$$F = F_0 + F_1R_e^2 \quad \text{se} \quad \varepsilon_{sm} > 0,01 \text{ e } R_e \leq \frac{F_3 + \sqrt{F_3^2 - 4F_1(F_0 - F_2)}}{2F_1} \quad (3.24)$$

$$F = F_2 + F_3R_e \quad \text{se} \quad \begin{cases} \varepsilon_{sm} \leq 0,01 \text{ e } R_e > \frac{(F_e - 1)}{\left(\frac{3}{8} - F_3\right)} \\ \varepsilon_{sm} > 0,01 \text{ e } R_e \leq \frac{F_3 + \sqrt{F_3^2 - 4F_1(F_0 - F_2)}}{2F_1} \end{cases} \quad (3.25)$$

Para as funções auxiliares de F, temos

Para F_0 se $0,01 < \varepsilon_s < 0,4$

$$F_0 = (1 - w) \left[\frac{1 + 3\sqrt{\frac{\varepsilon_s}{2}} + 2,1093 \ln(\varepsilon_s) + 17,14\varepsilon_s}{1 + 0,681\varepsilon_s - 8,4\varepsilon_s^2 + 8,16\varepsilon_s^3} \right] + w \left[10 \frac{\varepsilon_s}{(1 - \varepsilon_s)^3} \right] \quad (3.26)$$

se $\varepsilon_s \geq 0,4$

$$F_0 = 10 \frac{\varepsilon_s}{(1 - \varepsilon_s)^3} \quad (3.27)$$

Para F_1

$$F_1 = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_s}} & \text{para } 0,01 < \varepsilon_s \leq 0,1 \\ 0,11 + 0,00051e^{11,6\varepsilon_s} & \text{para } \varepsilon_s > 0,1 \end{cases} \quad (3.28)$$

Para F_2 , se $\varepsilon_s < 0,4$

$$F_2 = (1 - w) \left[\frac{1 + 3\sqrt{\frac{\varepsilon_s}{2}} + 2,1093 \ln(\varepsilon_s) + 17,89\varepsilon_s}{1 + 0,681\varepsilon_s - 11,03\varepsilon_s^2 + 15,41\varepsilon_s^3} \right] + w \left[10 \frac{\varepsilon_s}{(1 - \varepsilon_s)^3} \right] \quad (3.29)$$

Se $\varepsilon_s \geq 0,4$

$$F_2 = 10 \frac{\varepsilon_s}{(1 - \varepsilon_s)^3} \quad (3.30)$$

Para F_3

$$F_3 = \begin{cases} 0,9351\varepsilon_s + 0,03667 & \text{para } \varepsilon_s < 0,0953 \\ 0,0673 + 0,212\varepsilon_s + \frac{0,0232}{(1 - \varepsilon_s)^5} & \text{para } \varepsilon_s \geq 0,0953 \end{cases} \quad (3.31)$$

Encontra-se o número de Reynolds para esta correlação por:

$$Re = \frac{d_p(1 - \varepsilon_s)|\vec{v}_s - \vec{v}_g|\rho_g}{2\mu_g} \quad (3.32)$$

O coeficiente w é

$$w = e^{\left(\frac{-10(0,4 - \varepsilon_s)}{\varepsilon_s}\right)} \quad (3.33)$$

3.1.2.2 Tensor Tensão na fase Fluida

O tensor tensão da fase fluida, sendo líquida ou gasosa, dada por:

$$\overline{\overline{S}}_g = -P_g \overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\tau}}_g \quad (3.34)$$

Onde P_g é a pressão. O tensor tensão no regime viscoso, $\overline{\overline{\tau}}_g$, é assumido como Newtoniano e assume a seguinte forma:

$$\overline{\overline{\tau}}_g = 2\varepsilon_g \mu_g \overline{\overline{D}}_g + \varepsilon_g \lambda_g \text{tr}(\overline{\overline{D}}_g) \overline{\overline{I}} \quad (3.35)$$

E o tensor $\overline{\overline{I}}$ pode ser identificado como o tensor taxa de deformação para a fase fluida $\overline{\overline{D}}_g$, dada por:

$$\overline{D}_g = \frac{1}{2} [\nabla \overline{v}_g + (\nabla \overline{v}_g)^T] \quad (3.36)$$

3.1.2.3 Tensor Tensão na Fase Sólida

Na maioria dos estudos realizados anteriormente a fase sólida foi assumida como invíscida, que é uma pressuposição favorável para um leito completamente fluidizado. Em outros modelos somente a parte hidrostática do tensor tensão necessita ser considerado, para assegurar que a fração volumétrica de vazios não se torne menor do que um leito fixo. Estes sólidos possuem um termo correspondente a pressão especificada como uma função arbitrária da fração de vazios e se toma grandes valores quando a fração volumétrica se aproxima de uma fração de vazios em um leito fixo (GIDASPOW & ETTEHADIEH, 1983). Como apontado, a pressão dos sólidos utilizadas nos diversos estudos diferem em ordem de magnitude. Uma abordagem alternativa o que evita a necessidade de especificar uma função de pressão para os sólidos e prevenir que a fração de vazios não se torne menor do que a fração de vazios para um leito fixo, é considerar os meios granulares como fluidos incompressíveis tendo como parâmetro um valor crítico de fração de vazios (SYAMLAL *et al.*, 1998).

Uma descrição mas detalhada das tensões na fase sólida adotando-se as teorias disponíveis na literatura para se determinar o fluxo granular. Conforme JAEGER & NAGEL (1992), os materiais granulares apresentam comportamentos diferenciados de outras substâncias e não podem ser classificados como sólidos ou líquidos e isto levou a analogias entre a física encontrada em uma simples pilha de areia e a encontrada em complicados sistemas macroscópicos.

Como mostrado na Figura 3.1, o fluxo granular pode ser classificado em dois regimes distintos: um viscoso ou de cisalhamento rápido no qual as tensões crescem por causa da transferência de quantidade de movimento colisional ou translacional e um plástico ou regime de cisalhamento lento, em que as tensões crescem devido ao atrito de Coulomb existente entre os grãos em contato permanente.

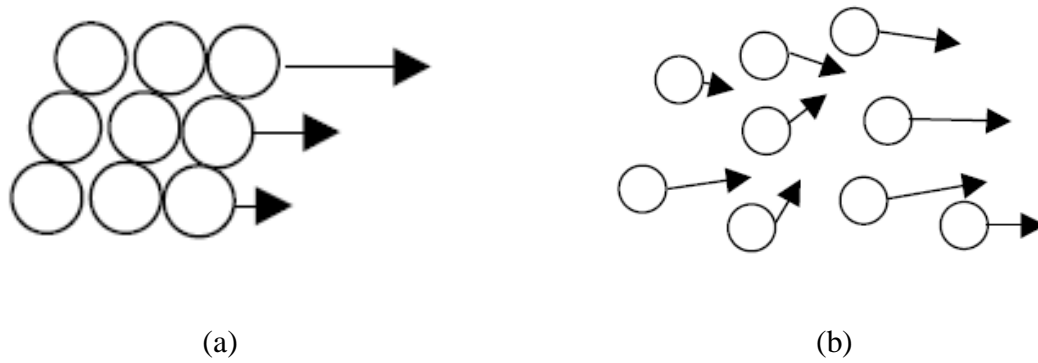


Figura 3.1 – (a) Regime plástico de fluxo granular ; (b) Regime viscoso de fluxo granular

Fonte: Syamlal & O'Brien (1998)

Dois abordagens diferentes são utilizadas para descrever as tensões nestes regimes de escoamento. JOHNSON & JACKSON (1987) propuseram um modelo para descrever a transição entre os fluxos granulares, combinando as teorias para os regimes de fluxo viscoso e plástico pela adição de duas fórmulas.

$$\bar{S}_s = \begin{cases} -P_s^P \bar{I} + \bar{\tau}_s^P & \text{se } \varepsilon_g \leq \varepsilon_g^* \\ -P_s^V + \bar{\tau}_s^V & \text{se } \varepsilon_g > \varepsilon_g^* \end{cases} \quad (3.37)$$

Sendo P_s a pressão e $\bar{\tau}_s$ a tensão viscosa na fase sólida. Os super-escritos p e v correspondem aos regimes plástico e viscoso respectivamente. Em simulações de leitos fluidizados, ε_g^* é usualmente a fração volumétrica no estado de mínima fluidização.

Os termos de tensão viscosa da Equação 3.37 são encontrados através da forma modificada da teoria cinética de partículas, lisas, esféricas e desenvolvidas por LUN *et al.* (1984). As expressões resultantes para a tensão a partir destas considerações é dada por:

$$P_s^V = K_1 \varepsilon_s^2 \theta \quad (3.38)$$

Onde:

$$K_1 = 2(1 + e_{lm}) \rho_{sm} g_{0lm} \quad (3.39)$$

Sendo e_{lm} o coeficiente de restituição devidas as colisões m e l da fase sólida. Neste trabalho e_{lm} é igual a zero pois existe apenas uma fase sólida.

A tensão granular será encontrada por:

$$\overline{\tau}_s^V = 2\mu_s^V \overline{D}_s + \lambda_s^V \text{tr}(\overline{D}_s) \overline{I} \quad (3.40)$$

Em que, λ_s^V , o coeficiente de segunda ordem da viscosidade para fase sólida, será:

$$\lambda_s^V = K_2 \varepsilon_s \sqrt{\Theta} \quad (3.41)$$

A constante K_2 pode ser expressa por:

$$K_2 = \frac{4 d_p \rho_s (1 + e_{lm}) \varepsilon_s g_{0lm}}{3 \sqrt{\pi}} - \frac{2}{3} K_3 \quad (3.42)$$

E a constante K_3 será:

$$K_3 = \frac{1}{2} d_p \rho_s \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{3} \frac{1}{(1 - e_{lm})} [1 + 0,4(1 + e_{lm})(3e_{lm} - 1) \varepsilon_s g_{0lm}] \right. \\ \left. + \frac{8}{5\sqrt{\pi}} \varepsilon_s g_{0lm} (1 + e_{lm}) \right\} \quad (3.43)$$

O fator μ_s^V , a viscosidade cisalhante para a fase sólida, é:

$$\mu_s^V = K_3 \varepsilon_s \sqrt{\Theta} \quad (3.44)$$

A taxa de deformação, \overline{D}_s , também pode ser representado por:

$$\overline{D}_s = \frac{1}{2} [\nabla \overline{\mathbf{v}}_s + (\nabla \overline{\mathbf{v}}_s)^T] \quad (3.45)$$

A temperatura granular será discutida posteriormente. Similarmente as funções tipicamente utilizadas nas teorias de regime plástico, uma função arbitrária que permite uma certa compressibilidade para a fase sólida que representa o termo de pressão para a fase plástica é:

$$P_s^P = \varepsilon_s P^* \quad (3.46)$$

Onde P^* é representado pela lei empírica de potência

$$P^* = A(\varepsilon_g^* - \varepsilon_g)^n \quad (3.47)$$

Tipicamente, utiliza-se como valor de A , 10^{25} e para n , 10. Uma formulação simplificada proposta por SCHAEFFER (1987), é utilizada para o cálculo das tensões para este regime.

$$\overline{\tau_s^P} = 2\mu_s^P \overline{D_s} \quad (3.48)$$

Assim,

$$\mu_s^P = \frac{P^* \sin \phi}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (3.49)$$

Onde ϕ é o ângulo de fricção interna e I_{2D} é uma segunda variante do tensor de deformação.

3.1.2.4 Teoria Cinética de Fluxo Granular

A teoria cinética pressuposta para partículas, lisas e perfeitamente esféricas foi utilizada na relação constitutiva para descrever o tensor tensão na fase sólida, $\overline{S_s}$, como representado anteriormente. As relações constitutivas resultantes contém uma quantidade θ , também denominada, temperatura granular para a fase sólida. A temperatura granular é proporcional a energia granular do contínuo, sendo definida como uma energia cinética específica do componente flutuante aleatório correspondente a velocidade da partícula:

$$\frac{3}{2}\theta = \frac{1}{2}\langle C_s^2 \rangle \quad (3.50)$$

Onde C_s é o componente flutuante aleatório instantâneo da velocidade instantânea c_m para a fase sólida, defina por:

$$\vec{c}_s = \vec{v}_s + \vec{C}_s \quad (3.51)$$

O transporte de energia granular na fase s3lida 3 governado pela equa33o:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_s \rho_s \theta + \frac{3}{2} \nabla \cdot \varepsilon_s \rho_s \theta \vec{v}_s = \left[\overline{\overline{S}}_s : \nabla \vec{v}_s - \nabla \cdot \vec{q}_\theta - \gamma_\theta + \phi_g + \sum_{l=1}^M \phi_{lm} \right] \quad (3.52)$$

Em que γ_θ corresponde a taxa de energia granular dissipada pelas colis33es inel33sticas, e \vec{q}_θ , 3 o fluxo difusivo de energia granular. O termo ϕ_g representa a transfer33ncia de energia entre a fase gasosa e a fase s3lida m. Temos ainda ϕ_{lm} que determina a transfer33ncia de energia granular entre as fases s3lidas m e l, neste trabalho equivale a zero pois existe apenas uma fase s3lida..

Resolver a Equa33o 3.52 seria uma tarefa onerosa, simplifica-se ent33o o modelo atrav33s de um diferencial parcial 3nico que representa o transporte de energia granular da mistura para todas as fases de s3lidos (SYAMLAL & O'BRIEN, 1998).

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{m=1}^M \varepsilon_s \rho_s \theta + \frac{3}{2} \nabla \cdot \sum_{m=1}^M \varepsilon_s \rho_s \theta \vec{v}_s = \sum_{m=1}^M \left[\overline{\overline{S}}_s : \nabla \vec{v}_s - \nabla \cdot \vec{q}_\theta - \gamma_\theta + \phi_g + \sum_{l=1}^M \phi_{lm} \right] \quad (3.53)$$

Defini-se ent33o a temperatura granular para a mistura:

$$\theta = \frac{\sum_{m=1}^M \varepsilon_s \rho_s \theta}{\sum_{m=1}^M \varepsilon_s \rho_s} \quad (3.54)$$

E a densidade da mistura:

$$\rho_s = \sum_{m=1}^M \varepsilon_s \rho_s \quad (3.55)$$

Assim,

$$\rho_s \theta = \sum_{m=1}^M \varepsilon_s \rho_s \theta \quad (3.56)$$

Assumindo que a energia granular é particionada em duas partes:

$$m_{pm}\theta_m = m_{pl}\theta_l \quad (3.57)$$

Onde m_{pm} é a massa das partículas que constituem a fase sólida m . Agora, substituindo a massa das partículas por densidade e diâmetro na Equação 2.64 sobre o subscrito l .

$$\rho_s\theta = \frac{\rho_s\theta}{d_p^3 \sum_{l=1}^M \left(\frac{\varepsilon_{sl}}{d_{pl}^3} \right)} \quad (3.58)$$

Então:

$$\sum_{m=1}^M \varepsilon_s \rho_s \theta \vec{v}_s = \frac{\rho_s \theta}{\sum_{l=1}^M \left(\frac{\varepsilon_{sl}}{d_{pl}^3} \right)} \sum_{l=1}^M \left(\frac{\varepsilon_s \vec{v}_s}{d_{pl}^3} \right) \quad (3.59)$$

A média da velocidade será dada por:

$$\vec{v}_s = \frac{\sum_{l=1}^M \left(\frac{\varepsilon_s \vec{v}_s}{d_{pl}^3} \right)}{\sum_{l=1}^M \left(\frac{\varepsilon_{sl}}{d_{pl}^3} \right)} \quad (3.60)$$

Logo,

$$\rho_s \theta \vec{v}_s = \sum_{m=1}^M \varepsilon_s \rho_s \theta \vec{v}_s \quad (3.61)$$

A equação de energia granular média será:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} \rho_s \theta + \frac{3}{2} \nabla \cdot \rho_s \theta \vec{v}_s = \sum_{m=1}^M \left[\overline{\overline{S}}_s : \nabla \vec{v}_s - \nabla \cdot \vec{q}_\theta - \gamma_\theta + \phi_g + \sum_{l=1}^M \phi_{lm} \right] \quad (3.62)$$

Posteriormente θ é determinado pela solução da equação 2.69, e valores de θ_m são obtidos de:

$$\theta_m = \frac{\rho_s \theta}{\rho_{sm} d_{pm}^3 \sum_{l=1}^M \left(\frac{\varepsilon_{sl}}{d_{pl}^3} \right)} \quad (3.63)$$

Neste trabalho encontra-se a temperatura granular por uma expressão algébrica, obtida pela equação de energia do trabalho de LUN *et al.* (1984) que assumia a energia granular dissipando localmente, negligenciando as contribuições da convecção e da difusão, e mantendo –se apenas os termos de dissipação e geração (SYAMLAL, 1987). LUN *et al.*, (1984) desconsideraram tais contribuições pois para estes pesquisadores, a influência dos efeitos de colisão em um leito fluidizado são mais importantes, na grande maioria dos problemas existentes, do que os efeitos de fricção. A equação resultante será:

$$\theta = \left[\frac{-K_1 \varepsilon_s \text{tr}(\overline{\overline{D}}_s) + \sqrt{K_1^2 \text{tr}^2(\overline{\overline{D}}_s) \varepsilon_s^2 + 4K_4 \varepsilon_s (K_2 \text{tr}^2(\overline{\overline{D}}_s) + 2K_3 \text{tr}(\overline{\overline{D}}_s^2))}}{2\varepsilon_s K_4} \right]^2 \quad (3.64)$$

Onde K_4 será encontrado por:

$$K_4 = \frac{12(1 - e_{lm}^2) \rho_s g_{0lm}}{d_p \sqrt{\pi}} \quad (3.65)$$

A energia granular para a fase sólida, contém o termo $q_{\theta m}$ que descreve o fluxo difusivo da energia granular.

$$q_\theta = -K_\theta \nabla \theta \quad (3.66)$$

Assim o coeficiente de energia granular K_θ é descrito por:

$$K_\theta = \frac{15}{4} \frac{d_p \rho_s \varepsilon_s \sqrt{\pi \theta}}{4(41 - 33\eta)} \left[1 + \frac{12}{5} \eta^2 (4\eta - 3) \varepsilon_s g_{01m} + \frac{16}{15\pi} (41 - 33\eta) \eta \varepsilon_s g_{01m} \right] \quad (3.67)$$

Em que a função coeficiente de restituição é:

$$\eta = \frac{1}{2} (1 + e_{lm}) \quad (3.68)$$

O termo γ_θ representa a taxa de dissipação de energia granular na fase sólida m devido a colisão entre as partículas constituindo um contínuo. Este termo pode ser expresso de uma modificação de LUN *et al.* (1984),

$$\gamma_{\theta_m} = K_{4m} \varepsilon_{sm}^2 \theta_m^{\frac{3}{2}} \quad (3.69)$$

O termo ϕ_g aponta para a energia granular transferida entre as fases de fluido e sólida. Fisicamente, isto representa a energia cinética transferida para a fase fluida pelas velocidades da partícula. Uma expressão para esta taxa foi mostrada por DING & GIDASPOW, (1990).

$$\phi_g = -3F_{gs}\theta \quad (3.70)$$

3.2 - Solução Numérica

No presente estudo, os tubos imersos são implementados pela técnica de corte de célula disponível no código MFIX (DIETKER, 2009). Esta técnica foi empregada para tratar com as superfícies curvas dos tubos. Neste método, uma malha cartesiana é utilizada para discretizar o domínio computacional enquanto que as células de contorno são truncadas para propiciar a conformidade da superfície. Este método mantém a vantagem da formulação de malha cartesiana padrão e um tratamento adicional é requerido somente para as células pertencentes a fronteira. Logo torna-se favorável a solução cartesiana para um solucionador CFD em superfícies complexas. Detalhes sobre o método de corte de célula podem ser encontrados em KIRKPATRICK *et al.* (2003) e na implementação do MFIX descrita por DIETKER (2009). O método de corte de célula provê uma clara melhoria na representação de superfícies curvas ou inclinadas.

São necessários três passos para a implementação e utilização desta técnica. Primeiramente, um passo de pré-processamento, no qual a geometria é definida como um conjunto de superfícies quadriculares que são interceptadas por uma malha cartesiana no fundo. As células computacionais são truncadas para conformidade da superfície para moldar as fronteiras, e novos volumes e faces de células são formadas. As velocidades nodais são direcionadas para o centro das faces dos novos volumes formados. Durante os cálculos computacionais do campo de fluxo, os fluxos são calculados baseados na nova geometria e localização das velocidades nodais. Um termo adicional, que surge da tensão originada devido ao corte para moldar a nova face é incluída para no cálculo. O termo de correção de não ortogonalidade é incluído para o cálculo do gradiente de velocidades. Finalmente, o pós-processamento onde as ferramentas tiveram de ser modificadas para visualizar os novas células moldadas (LI *et al*, 2011).

A Figura 3.2. apresenta uma malha computacional típica próxima a região limite de fronteira da curvatura, ao longo de algumas velocidades nodais. A linha de maior espessura representa a fronteira, e três tipos de células são mostradas: (1) células padrão, (2) células que necessitam de um tratamento especial para incorporar a presença da parede sólida, e (3) células bloqueadas que devem ser excluídas das simulações desde que estejam localizadas fora do domínio computacional.

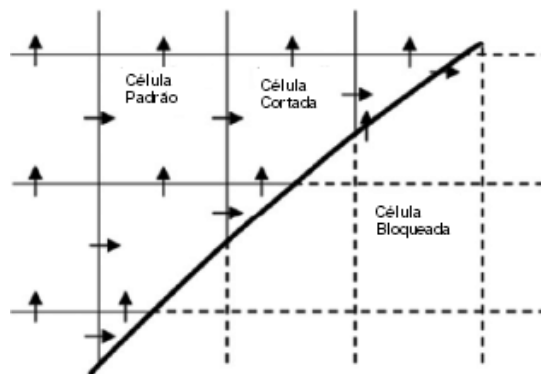


Figura 3.2 – Malha Computacional típica próxima da região de fronteira.

Fonte: Syamlal *et al.* (1998)

A condição de ausência ou livre escorregamento pode ser aplicada para cada fase em contato com a parede. Adicionalmente devido a recolocação das velocidades nodais nas faces centrais, a velocidade interpolada u_e na face da célula de fronteira baseada nas velocidades

nodais u_P e u_E não é necessariamente localizada no centro da face. Uma correção é aplicada para calcular a velocidade no centro da face u_{ec} . Para a condição de não escorregamento na superfície é computada assumindo a velocidade como zero na parede utilizando uma razão da distância normal até as paredes definida por:

$$u_{ec} = \alpha_e u_e \quad (3.71)$$

Para a condição de livre escorregamento o coeficiente α_e é igual a 1. A Figura 3.3. mostra estas condições de fronteira para a velocidade.

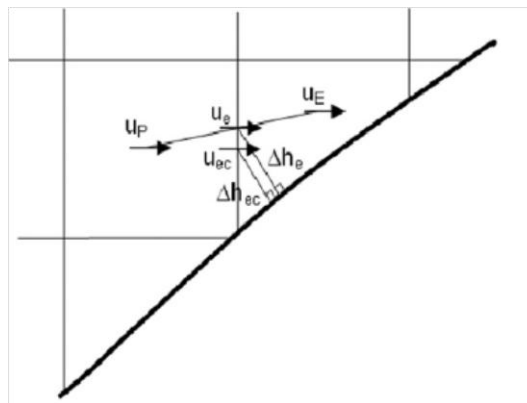


Figura 3.3 – Condições de Fronteira para a velocidade.

Fonte: Syamlal *et al.* (1998)

3.3 - Validação do Modelo

3.3.1 - Técnica de Volumes Finitos

Para a discretização das equações que modelam o escoamento bifásico gás-sólido bidimensional, será utilizado o método dos volumes finitos. Este método está ligado ao conceito de fluxo entre regiões adjacentes.

Segundo SYAMLAL (1998), utiliza-se da técnica de volumes finitos para preservar o carácter conservativo das equações. Este método divide o domínio físico em volumes de controles discretos, nos quais as equações que modelam o problema são integradas. Isto assegura a conservação da massa, momento e energia independentemente da malha, PANTAKAR (1980).

Para demonstrar essa técnica considera-se a equação genérica de transporte para

convecção-difusão conhecida na literatura, temos na forma diferencial para o transporte de uma quantidade qualquer ϕ para um escoamento bifásico, assumindo a seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_m \rho_m \phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\varepsilon_m \rho_m \overline{v_{mj}} \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi \quad (3.72)$$

Sendo que, Γ_ϕ corresponde ao coeficiente de difusão e S_ϕ é o termo fonte.

Considere o volume de controle, V , mostrado na Figura 3.4 que será utilizada para a integração da Equação 3.72. Logo, integrando-se esta equação no volume e controle V , tem-se:

$$\begin{aligned} \int_t \int_V \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_m \rho_m \phi) dV dt + \int_t \int_V \frac{\partial}{\partial x_j}(\varepsilon_m \rho_m \overline{v_{mj}} \phi) dV dt \\ = \int_t \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dV dt + \int_t \int_V S_\phi dV dt \end{aligned} \quad (3.73)$$

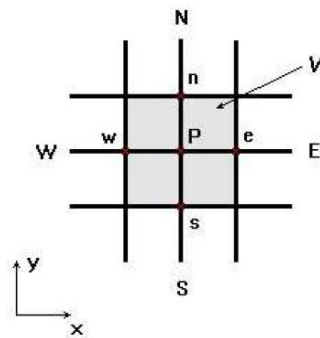


Figura 3.4 – Volume de Controle

Fonte: Syamlal e O'Brien (1998)

Portanto, os termos da Equação 3.73 são representados pelas expressões discretizadas a seguir. Integrando o termo transiente em V , e entre os instantes t e $t + \Delta t$.

Termo transiente:

$$\begin{aligned}
 \int_t^t \int_V \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_m \rho_m \phi) dV dt &= \int_w^e \int_s^n \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_m \rho_m \phi) dt dy dx \approx \Delta x \Delta y \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_m \rho_m \phi) dt \\
 &= \Delta x \Delta y [(\varepsilon_m \rho_m \phi)_P^{n+1} - (\varepsilon_m \rho_m \phi)_P^n]
 \end{aligned} \tag{3.74}$$

Os termos convectivo e difusivo serão primeiramente integrados em relação a V, para posteriormente serem integrados no tempo.

Termo convectivo:

$$\begin{aligned}
 \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} (\varepsilon_m \rho_m \bar{v}_{mj} \phi) dV &= \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon_m \rho_m \bar{v}_m \phi) dx dy + \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon_m \rho_m \bar{v}_m \phi) dy dx \approx \\
 &\approx \int_s^n [(\varepsilon_m \rho_m \phi)_e (\bar{v}_m)_e - (\varepsilon_m \rho_m \phi)_w (\bar{v}_m)_w] dy + \\
 &+ \int_w^e [(\varepsilon_m \rho_m \phi)_n (\bar{v}_m)_n - (\varepsilon_m \rho_m \phi)_s (\bar{v}_m)_s] dx = \\
 &= (\varepsilon_m \rho_m \phi)_e (\bar{v}_m)_e A_e - (\varepsilon_m \rho_m \phi)_w (\bar{v}_m)_w A_w + \\
 &+ (\varepsilon_m \rho_m \phi)_n (\bar{v}_m)_n A_n - (\varepsilon_m \rho_m \phi)_s (\bar{v}_m)_s A_s = G(\phi(t))
 \end{aligned} \tag{3.75}$$

Termo difusivo:

$$\begin{aligned}
 \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dV &= \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy + \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dy dx \approx \\
 &\approx \int_s^n \left[\left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] dy + \int_w^e \left[\left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_n - \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_s \right] dx \\
 &= \left[\left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e A_e - \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w A_w \right] + \left[\left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_n A_n - \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_s A_s \right] = F(\phi(t))
 \end{aligned} \tag{3.76}$$

Integrando também o termo convectivo e difusivo entre os instantes $t + \Delta t$, e compondo todos os termos, tem-se:

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_V \int_V \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_m \rho_m \phi) dV dt + \int_t^{t+\Delta t} G(\phi(t)) dt = \int_t^{t+\Delta t} F(\phi(t)) dt \quad (3.77)$$

A discretização final dependerá agora de como se quer aproximar as duas integrais temporais dos fluxos convectivos e difusivo, respectivamente, da Equação 3.73. Nas integrações temporais pode-se considerar diferentes formulações, explícita, implícita e semi – implícita. Como pretende-se obter soluções transientes reais, aplica-se a formulação implícita, ou seja,

$$\int_t^{t+\Delta t} F(\phi(t)) dt \approx F(\phi^{n+1})\Delta t : \text{Euler – Implícito} \quad (3.78)$$

Considerando o esquema de interpolação e diferenças centrais de segunda ordem para avaliar as variáveis nas faces do volume de controle tem-se, para a face e , por exemplo:

$$\left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e = (\Gamma_\phi)_e \left(\frac{\phi_E^{n+1} - \phi_P^{n+1}}{\Delta x_e} \right) + O(\Delta x_e^2) \quad (3.79)$$

Com relação à aproximação do fluxo convectivo determinando ϕ nas faces do volume de controle podemos utilizar do método de diferenças centrais.

Dessa forma, a propriedade ϕ na face e do volume de controle, é aproximada da seguinte maneira:

$$\phi_e = \left(\frac{\phi_E^{n+1} - \phi_P^{n+1}}{2} \right) \quad (3.80)$$

Na tentativa de garantir a estabilidade do esquema numérico, aplica-se aos termos convectivos o esquema de interpolação de primeira ordem denominado Upwind, onde

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P, & \text{se } v \geq 0 \\ \phi_E, & \text{se } v < 0 \end{cases} \quad (3.81)$$

Porém sabe-se que este esquema de aproximação causa difusão numérica e, dessa forma, as soluções podem apresentar distorções. A motivação para utilizar o esquema Upwind é a estabilidade numérica que propicia.

A partir do Upwind foram propostos procedimentos interpolativos mais realistas pela consideração de pesos convecção/difusão locais. Contudo, apesar de permitirem reduzir tal difusão numérica, estes procedimentos continuam com precisão de primeira ordem (LEONARD & MOKHATARI, 1990).

LEONARD & MOKHATARI (1990) observaram que é razoável esperar que métodos de discretização de alta ordem para aproximação do fluxo convectivo aumentem a precisão dos resultados. Entretanto, esquemas de alta ordem também podem produzir oscilações no processo iterativo de solução, sobretudo perto de descontinuidades. Além disso, aumentam o tempo de convergência nas iterações, produzindo soluções intermediárias em desacordo com a física do problema.

Para contornar estas dificuldades foram propostos os denominados esquemas TVD (*Total Variational Diminishing*). Trata-se de esquemas de alta ordem que não produzem soluções espúrias, o que consegue pela aplicação de limitadores para o valor da propriedade ϕ nas faces do volume de controle (SYAMLAL, 1998).

LEONARD & MOKHATARI (1990) propuseram um método de discretização das quantidades calculadas nas faces de um volume de controle que impede oscilações sem introduzir difusão artificial. Este método foi denominado por eles por DWF (*Down Wind Factor*) ou limitador universal. Baseado na notação e localização nas faces ao longo da direção do escoamento, ilustrado na Figura 3.5, tem-se que DWF é dado por:

$$DWF = \frac{\phi_f - \phi_c}{\phi_D - \phi_c} = \frac{\tilde{\phi}_f - \tilde{\phi}_c}{1 - \tilde{\phi}_c} \quad (3.82)$$

Sendo que $\tilde{\phi}$ representa valores normalizados de ϕ ao longo da direção do escoamento dado por:

$$\tilde{\phi} = \frac{\tilde{\phi} - \phi_U}{\phi_D - \phi_U} \quad (3.83)$$

Segundo LEONARD & MOKHATARI (1990) uma das funcionalidades deste fator é simplificar a inserção de métodos de alta ordem em um código existente sem a necessidade de se alterar a estrutura matricial das equações discretizadas, por gerar um método implícito conveniente para obtenção das soluções das matrizes pentadiagonal (no caso bidimensional).

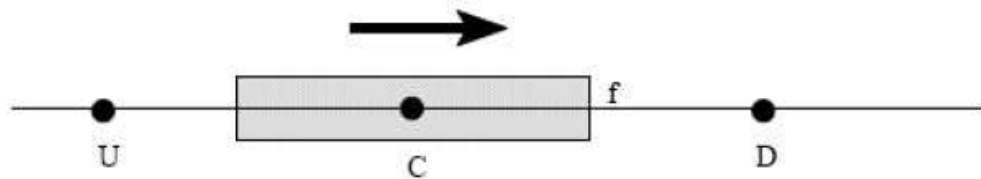


Figura 3.5 – Notação e localização das faces ao longo da direção de escoamento

Fonte: Syamlal *et al.*(1998)

LEONARD & MOKHATARI (1990) descrevem um procedimento para aplicação deste limitador em um esquema arbitrário de alta ordem. Segundo Syamlal *et al.* (1998) as fórmulas explícitas para os DWFs podem ser obtidas avaliando $\frac{\phi_f - \phi_C}{\phi_D - \phi_C}$, onde ϕ_f é trocada pelo valor da interpolação.

Considerando a notação dada de localização das faces, se $\tilde{\phi}_U = 0$ e $\tilde{\phi}_D = 1$, então $\tilde{\phi} = \phi$

A definição dada de uma distribuição local de ϕ monotônica é, $0 \leq \phi < 1$.

Uma região em que ϕ_f está normalizada pode ser, assim, representada por um diagrama denominado NVD (*Normalized Variable Diagram*), Figura 3.6, determinada pelas afirmações anteriores. Este diagrama, que se trata de uma região triangular de valores permitidos para $\tilde{\phi}_f$. Os valores de ϕ calculados por qualquer método de alta ordem devem passar pela região triangular do diagrama NVD, de forma a evitar a ocorrência de oscilações numéricas indesejáveis.

Para um esquema ser de segunda ordem a condição necessária e suficiente é que a curva dada pela representação funcional de ϕ_f passe no ponto $(0,5, 0,75)$ pertencente a região triangular do diagrama NVD. Para um método ser de terceira ordem, a curva deve passar no ponto de ordenada 0,75 e com inclinação positiva.

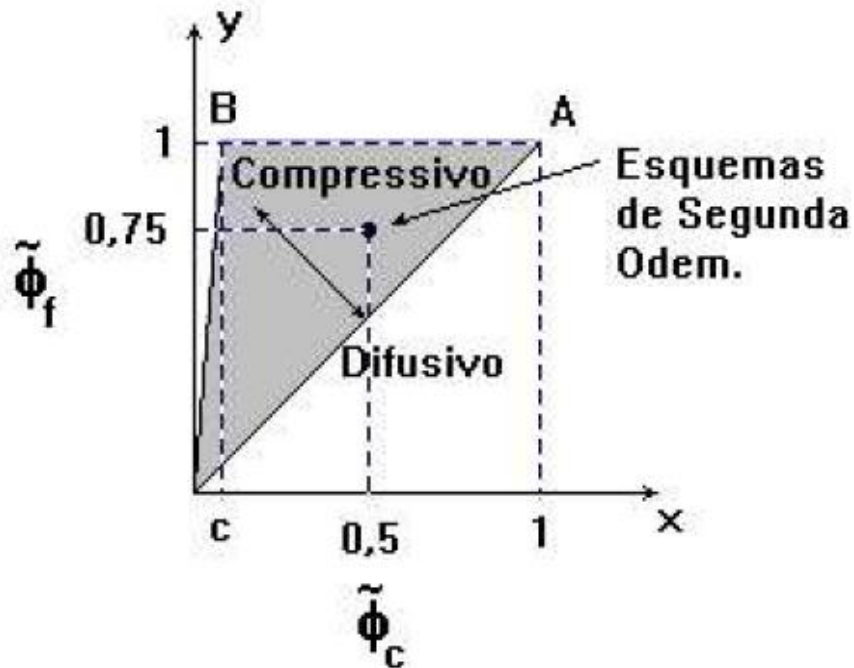


Figura 3.6 – Diagrama NVD

Fonte: Syamlal & O'Brien (1998)

Resumidamente, os passos para se aplicar a formulação para um método de discretização de ordem arbitrária são:

- Computar ϕ_f ;
- Computar DWF^* pela Equação 3.82;
- Limitar DWF^* na região dada para o DWF;
- Computar a nova estimativa de ϕ_f por:

$$\phi_f = DWF \phi_D + (1 - DWF)\phi_C \quad (3.84)$$

Vários outros esquemas de discretização podem ser obtidos a partir da Equação 3.82. Considerando-se a Equação 3.82 e fazendo, por exemplo, $DWF = 0$, obtem-se o esquema Upwind de primeira ordem (Foup), $\phi_f = \phi_c$. A tabela 1. Neste trabalho serão utilizados os esquemas Foup e Superbee.

4 - RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo serão apresentados os resultados e discussões sobre as medidas de parâmetros de bolha obtidos da simulação numérica utilizando o modelo de dois fluidos. O estudo buscou esclarecer as particularidades de fluidodinâmica de bolha em região com tubos imersos e caracterizou propriedades como frequência, velocidade e comprimento de bolha. Todos estes resultados ajudam na análise sobre o comportamento de leitos fluidizados com tubos imersos e são importantes para o projeto destes equipamentos pois influenciam diretamente no processo de erosão.

4.1 - Configuração base para simulação

As simulações computacionais foram baseadas nos experimentos de OLSSON *et al.* (1994) e WIMAN *et al.* (1995) e WIMAN & ALMSTED (1997) em um leito fluidizado gás-sólido pressurizado com ar a temperatura ambiente para diferentes configurações de arranjos de tubos. Os arranjos T2 e I4 são ilustrados na Figura 4.1., enquanto que os arranjos S4 e S4D são apresentados na Figura 4.2. A Figura 4.3 ilustra o detalhamento do domínio de simulações computacionais e posições circunferenciais para retirada de dados de erosão. Na Figura 4.3a., apresenta-se o detalhamento da malha para o arranjo T2. Esta malha é não uniforme, e obtida através de uma aproximação de CEBECCI *et al.* (2005) com uma região refinada próximo a superfície dos tubos e mais grosseira nas outras regiões. Para os outros arranjos a divisão de malha é uniforme como mostrado na Figura 4.3b.

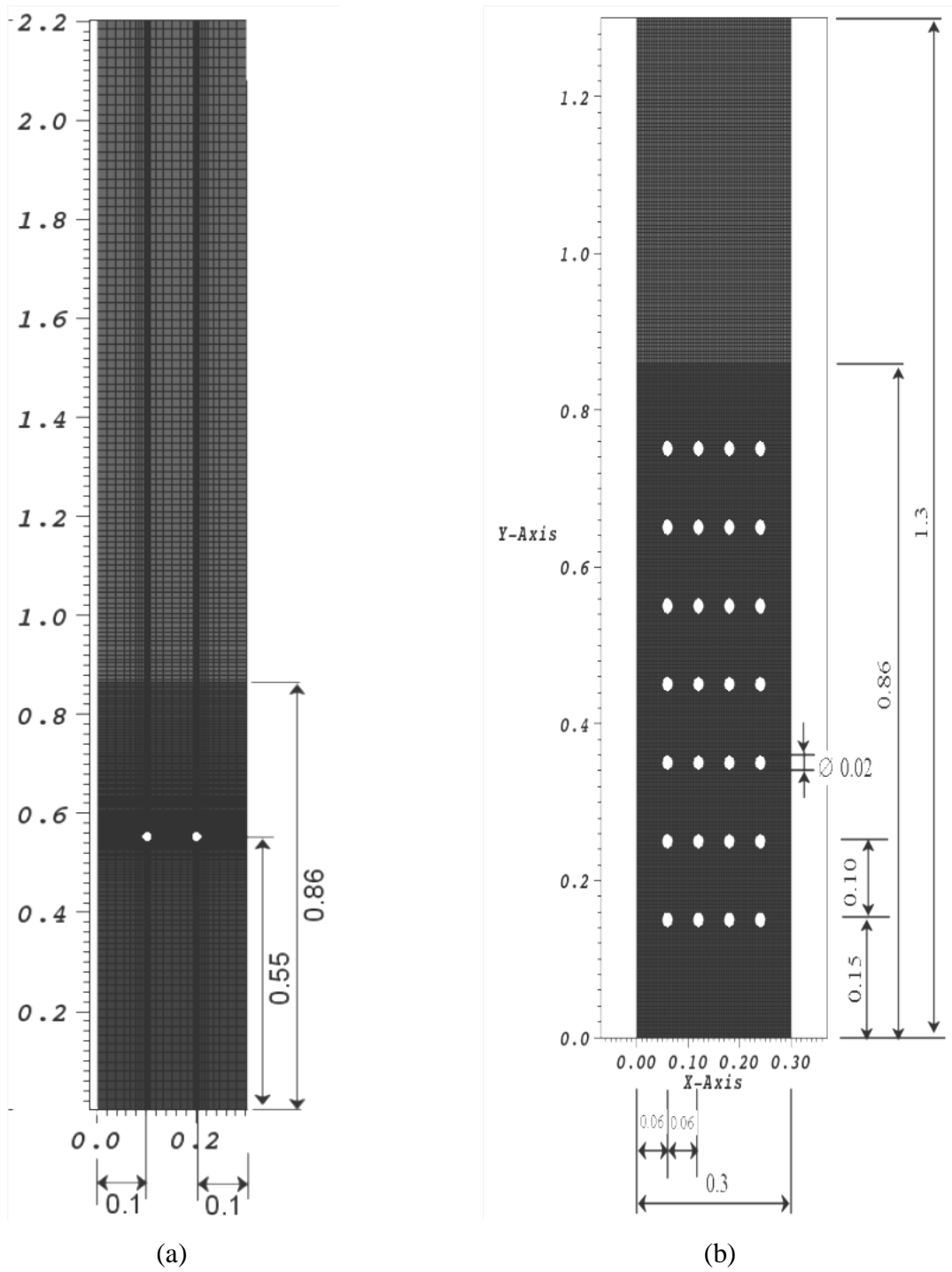
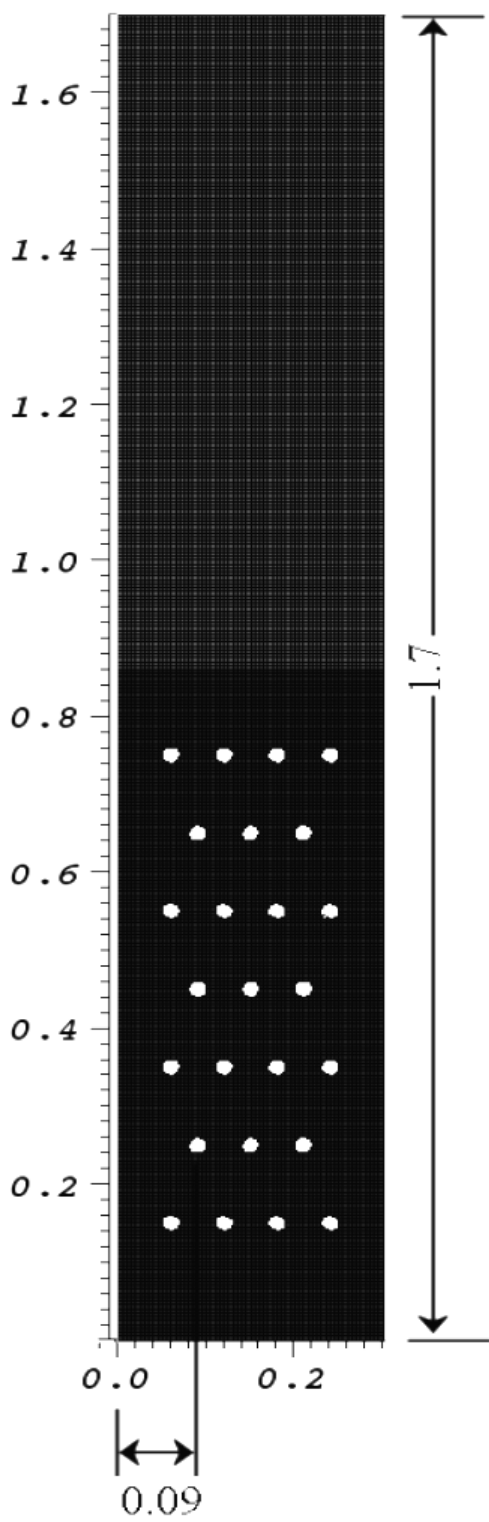
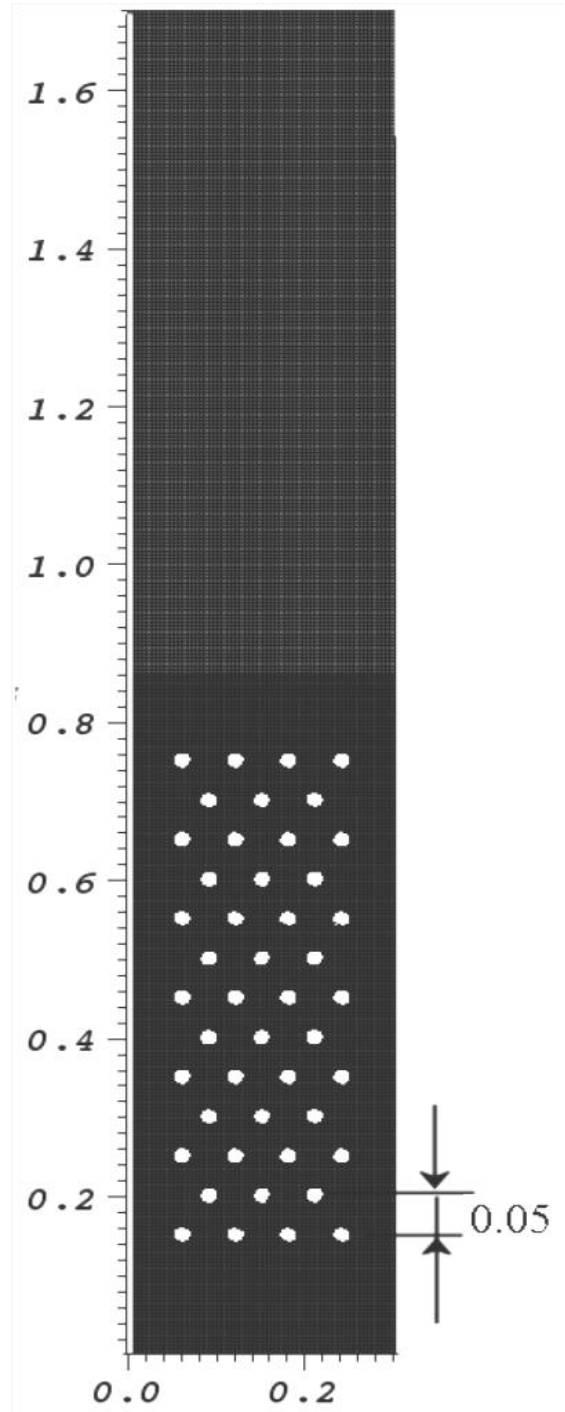


Figura 4.1 – (a) Arranjo T2 ; (b) Arranjo I4



(a)



(b)

Figura 4.2 – (a) Arranjo S4 ; (b) Arranjo S4D

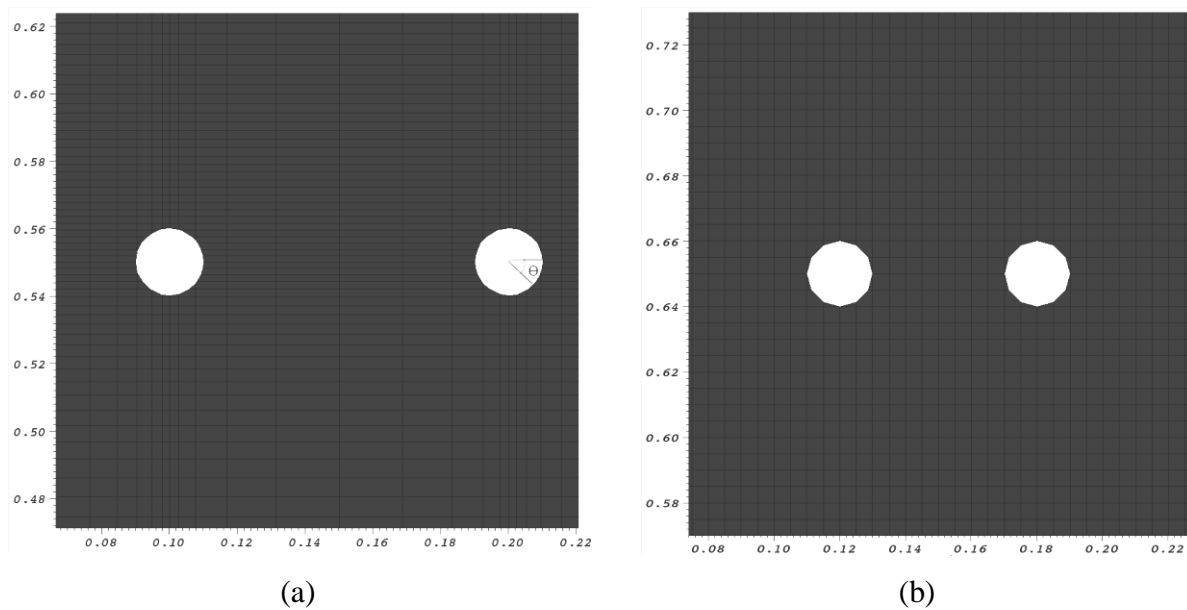


Figura 4.3 – (a) Malha não uniforme ; (b) Malha Uniforme

A malha empregada para o leito fluidizado sem tubo, e para o arranjo I4 continha um domínio de 60 X 240 células e para os arranjos S4 e S4D um domínio de 60 X 340 células. O leito foi operado a temperatura ambiente (24 °C) a uma faixa de pressão de 0,1 MPa a 1,6 MPa e duas diferentes velocidade em excesso de gás em relação a mínima fluidização : 0,2 e 0,6 m/s. A fração de vazios na mínima fluidização de 0.46 e as velocidades de mínima fluidização são 0,42, 0,38, 0,31, 0,24 e 0,18 m/s para as pressões de 0,1, 0,2, 0,4, 0,8 e 1,6 MPa. Os diâmetros médios de partícula utilizados foram de 450 e 700 μm e densidade de 2600 Kg/m^3 .

Os parâmetros de bolha foram baseados na metodologia utilizada por OLOWSSON & ALMSTED (1990), utilizando de sinais numéricos no domínio, centrado em (0,15 m, 0,55 m) e separadas por 15mm. O tubo escolhido para a análise do fenômeno de erosão era centrado na posição (0,18 m, 0,55 m) para todos os arranjos de tubos. Mais detalhes sobre estes experimentos podem ser obtidas no capítulo 2 referente a Revisão Bibliográfica. O computador utilizado para as simulações possuía o Linux Open Suse e um processador intel QuadCore. O tempo utilizado para as simulações foi de 20s.

Para obtenção dos resultados numéricos, foram empregados os dados referidos

acima, ditos aqui como dados base de simulação. Além disso para a simulação destes parâmetros de base foi empregado o coeficiente de arrasto de Syamlal e O'Brien, o modelo padrão de tensão para a fase sólida e a condição de não deslizamento para a fase gasosa e deslizamento livre para a fase sólida.

4.2 - Estudo dos Parâmetros Constituintes

Como abordado no capítulo 03, o modelo de dois fluidos é formado por equações de base e também por equações constituintes. Dentre os parâmetros constituintes, tem-se aqueles que influenciam diretamente nos resultados de simulação, como, coeficientes de arrasto, modelo de tensão para a fase sólida e condições de escorregamento das fases, sólida e de gás sobre as paredes dos tubos e do leito. Para atingir o objetivo, estudou-se a influência destes três parâmetros sobre a energia cinética dissipada para o arranjo de tubos do tipo T2.

Na Figura 4.4 apresentam-se os resultados da taxa temporal média de energia cinética como uma função da posição circunferencial θ da superfície do tubo obtidas através da Equação 2.22. Como pode ser notado o maior valor da dissipação ocorre na superfície inferior do tubo num ângulo correspondente de 90° . Isto está de acordo com os resultados experimentais obtidos por WIMAN *et al.* (1995). A análise dos resultados mostra que, exceto para a correlação de arrasto BVK todos os outros modelos indicam a maior taxa de dissipação a 90° , sendo que, o maior valor é obtido pela correlação de Syamlal O'Brien. Existe também uma pequena diferença entre os valores de correlações de arrasto de Gidaspow e Gidaspow modificado, no entanto, valores intermediários de taxa de dissipação são obtidos para a correlação de arrasto de Wen e Yu. As correlações de arraste HYS e Koch-Hill possuem valores em magnitude, próximos dos valores de Wen e Yu. Todas as correlações de arrasto apresentadas referem-se a seção 3.1.2.1. Desta forma, definiu-se como padrão o coeficiente de arrasto de Syamlal O'Brien.

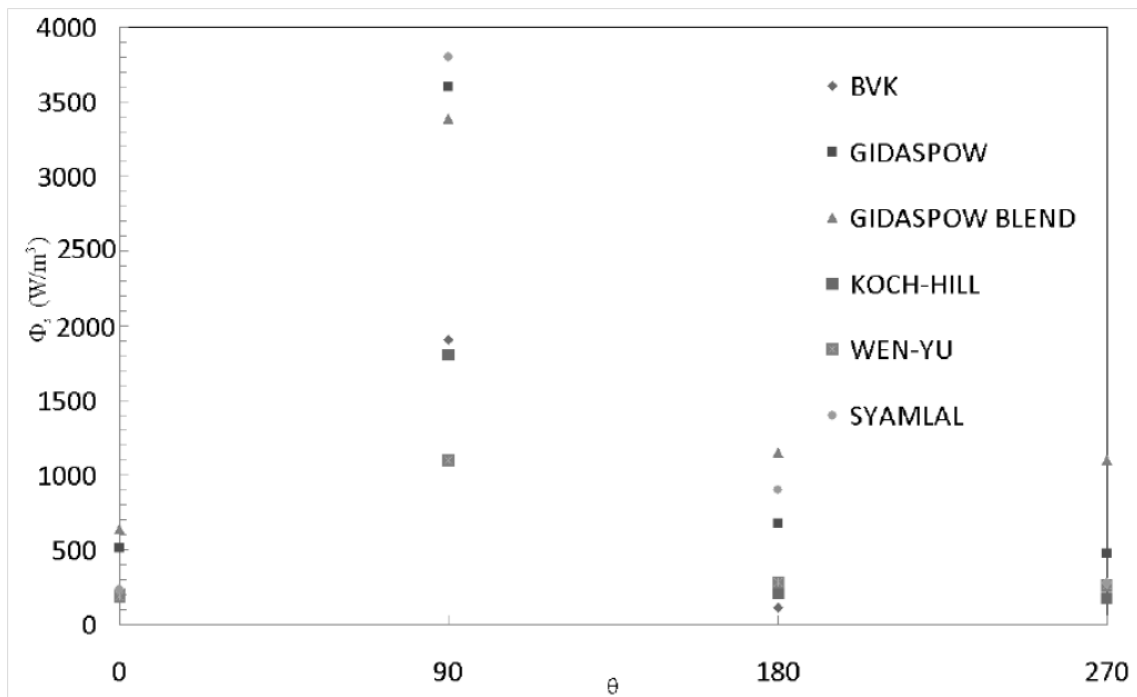


Figura 4.4 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial para diferentes correlações de coeficientes de arrasto.

Na Figura 4.5 são ilustrados os resultados do estudo para os valores de taxa de dissipação de energia cinética para diferentes modelos de tensão na fase sólida apresentados na seção 3.1.2.3. Como observado, o valor de pico ocorre próximo da posição circunferencial de 180° considerando-se os parâmetros de entrada discutidos na seção 4.1. Por outro lado, o valor máximo ocorre no modelo de viscosidade constante da fase sólida e também localiza-se a 180° e é superior ao previsto pela teoria cinética dos sólidos.

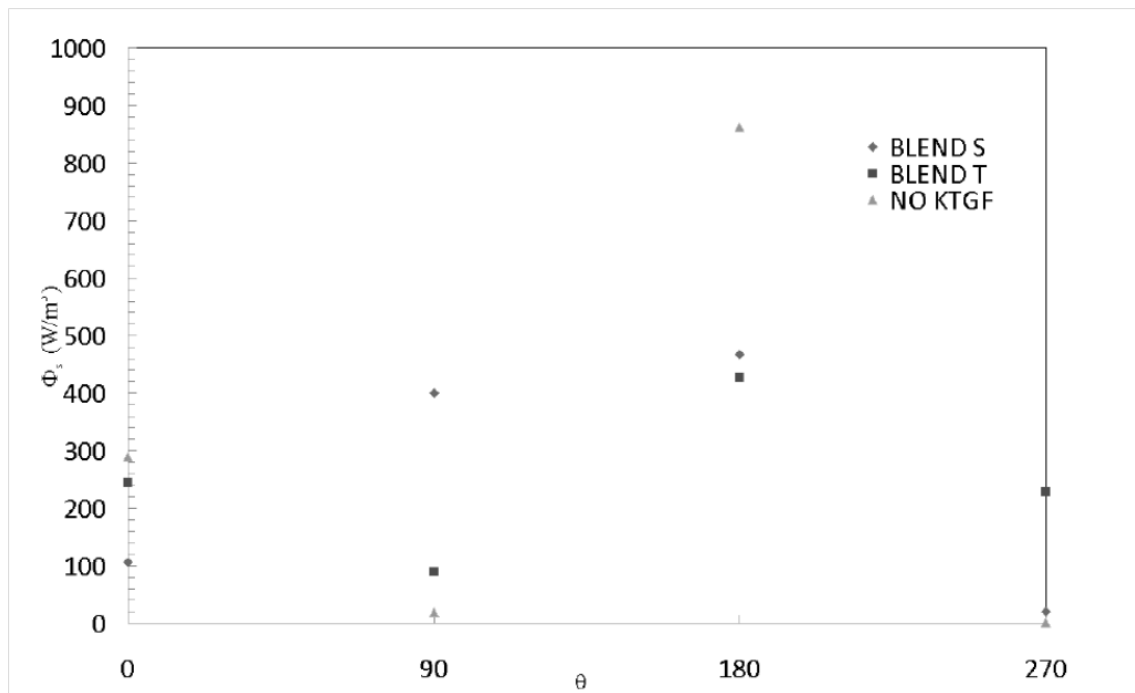


Figura 4.5 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial para diferentes correlações de tensão na fase sólida.

Na Figura 4.6, apresentam-se os resultados da taxa temporal média de energia cinética para diferentes condições de escorregamento do tubo. O valor de pico não se altera quando considerada condição de não escorregamento para a fase sólida. Por outro lado, quando considerada a condição de livre escorregamento para ambas as fases a uma diminuição da taxa temporal média de energia cinética. Estes resultados, sugerem que, a condição de livre escorregamento para a fase gasosa na superfície do tubo influi diretamente na taxa de dissipação temporal média da energia cinética.

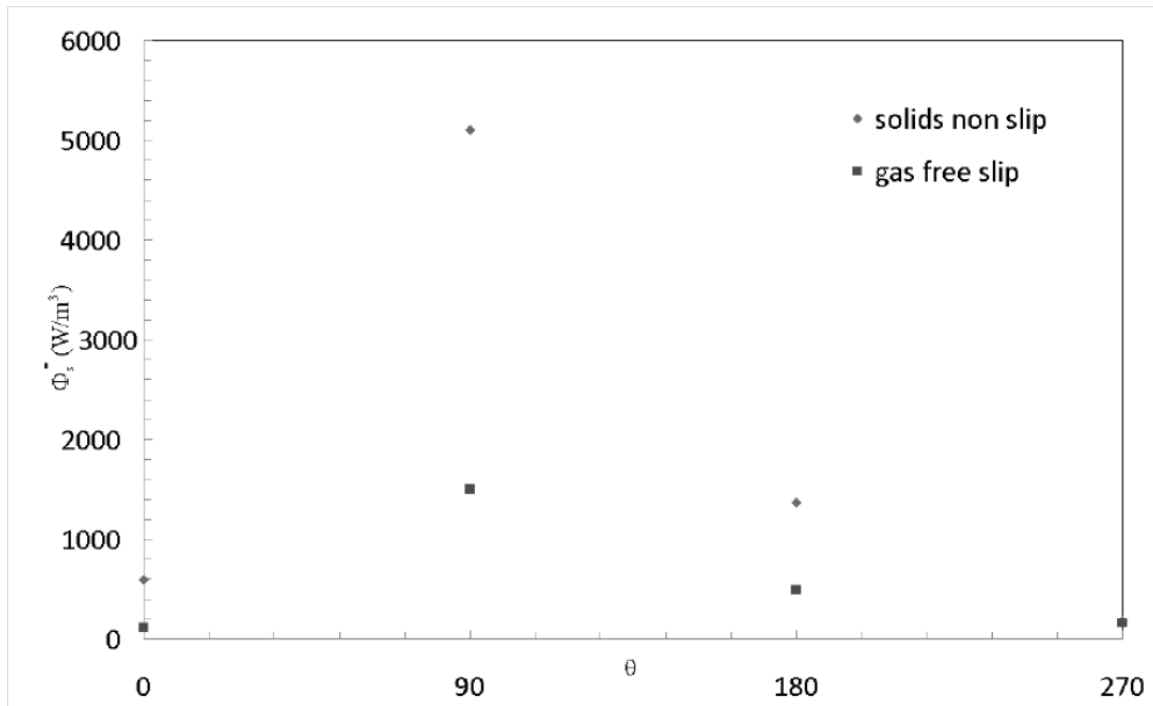


Figura 4.6 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial para diferentes condições de escorregamento.

4.3 - Fluidodinâmica de bolha

Na Figura 4.7, plota-se o campo de vetores para velocidade dos sólidos e fração volumétrica de vazios considerando-se a passagem de duas diferentes bolhas sobre o obstáculo. Da análise deste resultado pode-se verificar o mecanismo de divisão de bolha e a escala de tempo característica da passagem da bolha. Após a passagem da bolha, a velocidade dos sólidos aumenta em torno do obstáculo. O movimento dos sólidos é ascendente acompanhando o sentido de deslocamento da bolha, entretanto mantém-se inalterado o deslocamento próximo das paredes. Geralmente para leitos fluidizados sem tubos imersos, o comprimento de bolha aumenta, com a altura do leito, velocidade de mínima fluidização e diâmetro de partícula. A análise CFD indica a tendência de alteração no regime de crescimento de bolha quando existente a presença de obstáculos.

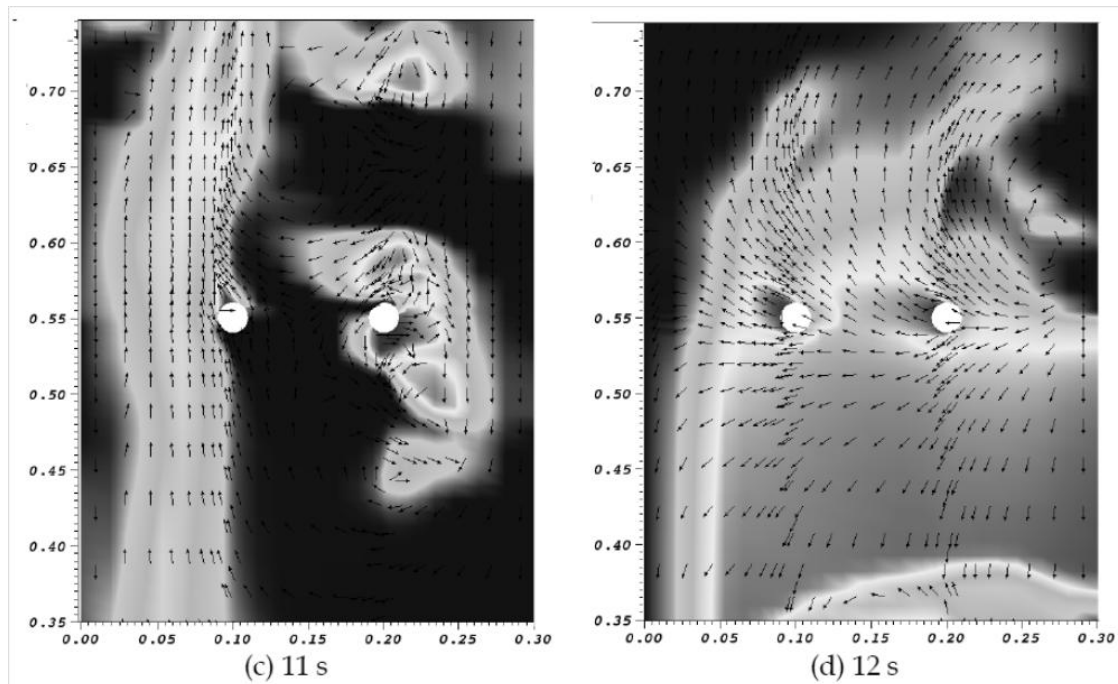


Figura 4.7 – Campo de vetores de velocidade de sólidos e fração volumétrica de gás.

Na Figura 4.8, apresenta-se a fração volumétrica de gás para diferentes arranjos de tubos. A análise deste resultado indica a influência do banco de tubos sobre o mecanismo de divisão de bolhas. Pode-se verificar um crescimento padrão para todos os casos e, acima do banco tubos, a bolha pode crescer até um tamanho semelhante ao de um leito fluidizado sem tubos imersos. Para os leitos com arranjos de tubos, a bolha engloba os obstáculos mas não em toda a largura do leito. A interação entre tubo e bolha parece ser mais intensa para o arranjo de tubos mais denso, S4D.

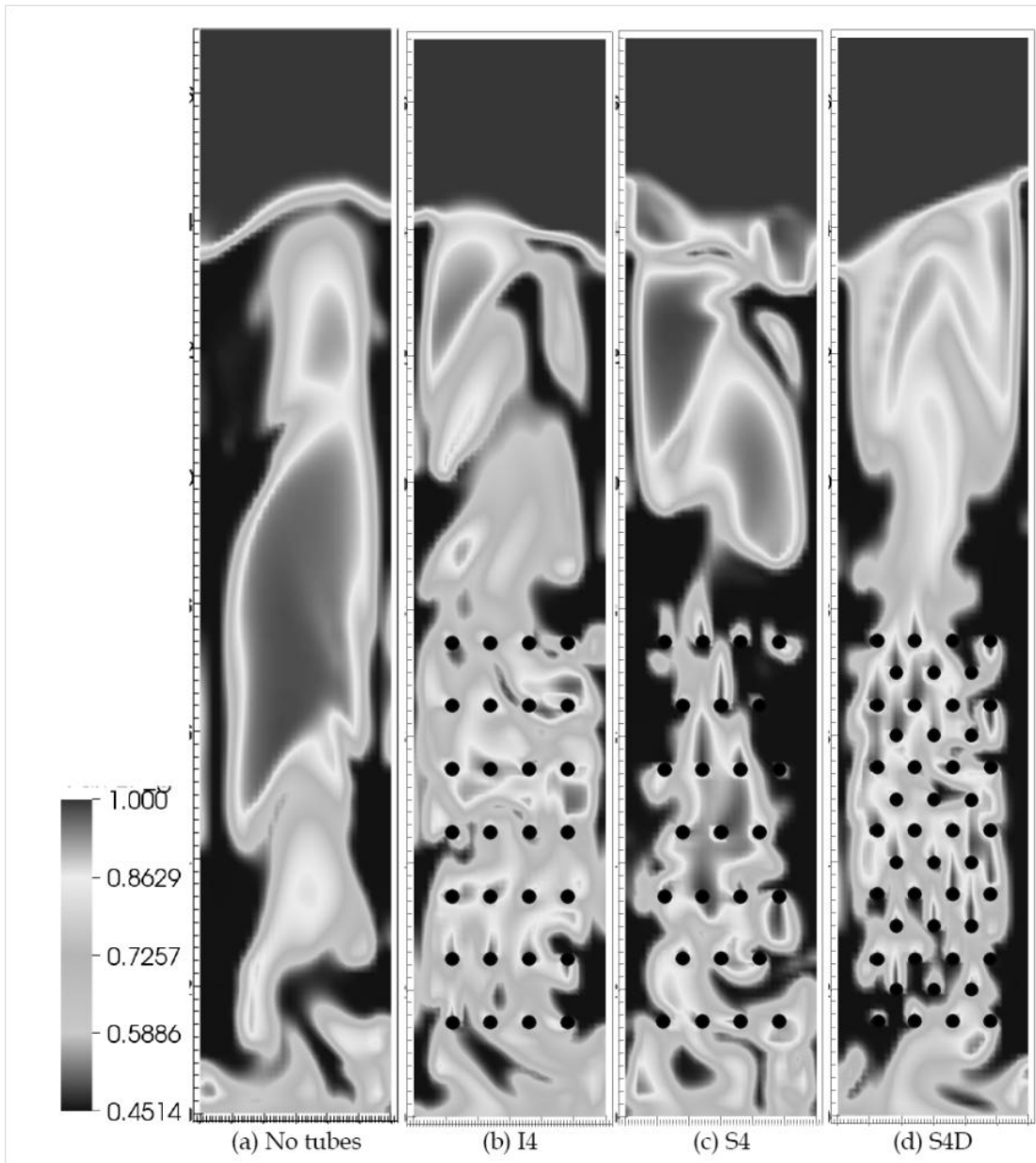


Figura 4.8 – Fração volumétrica instantânea (a) Sem tubos, (b) I4, (c) S4 e (d) S4D

4.3.1 - Frequência média de Bolha

Iniciando-se o estudo pela configuração de tubos mais simples, T2, ilustram-se na Figura 4.9 os resultados numéricos obtidos na simulação deste estudo, do estudo numérico realizado por GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000) e o experimental de OLOWSON (1994).

A análise destes resultados indica uma boa adaptação dos resultados simulados para descrever a frequência de bolha quando comparado com os resultados experimentais apresentados por OLOWSON (1994). Pode-se notar claramente a tendência de aumento de frequência com o aumento da pressão. GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000) justificou essa alta frequência de bolha a baixas pressões devido a uma maior redistribuição do fluxo de bolha para a região central do leito, entretanto, este fenômeno não foi observado neste trabalho. OLSSON *et al.* (1994), afirma que este arranjo contém um número de tubos insuficiente para descrever com clareza a influência dos obstáculos sobre a fluidodinâmica das bolhas.

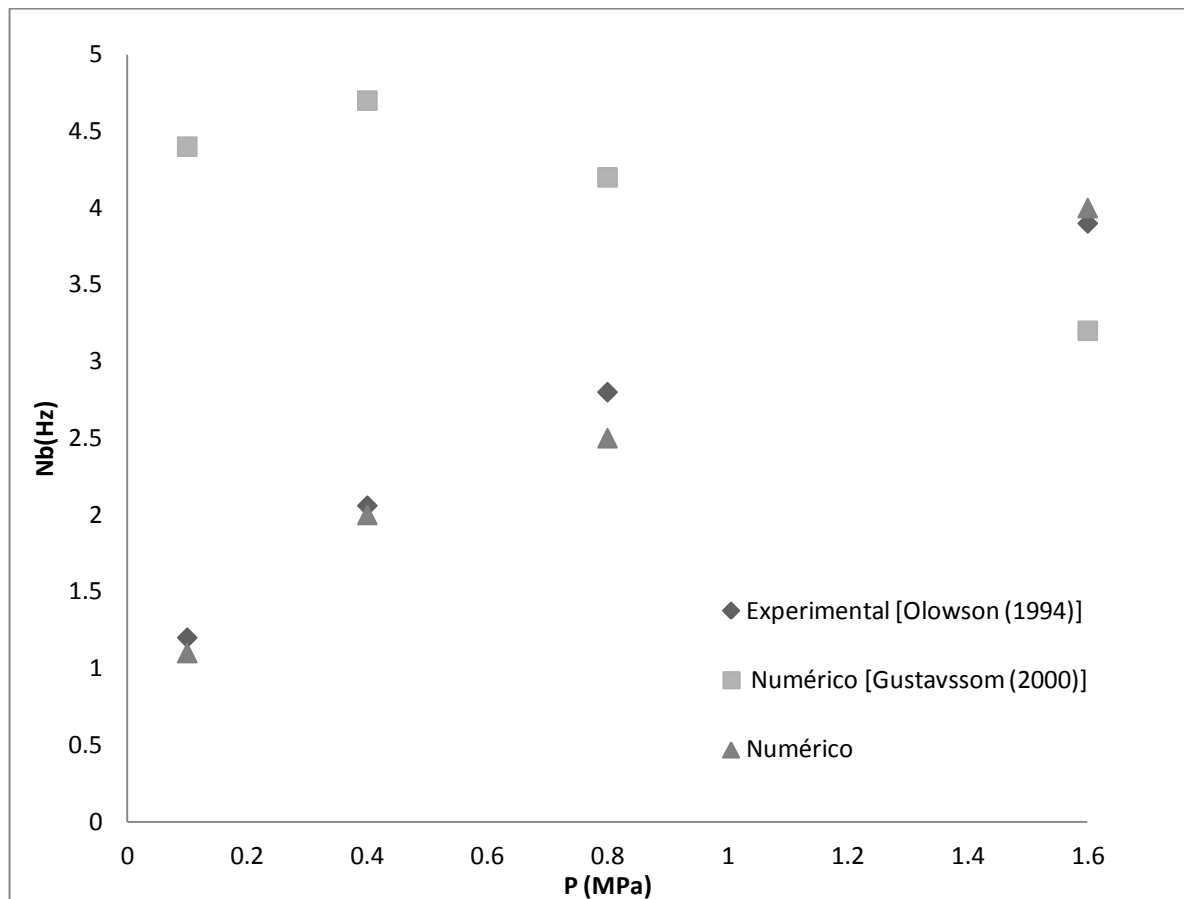


Figura 4.9 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (Mpa), arranjo T2

Para verificar tal afirmação são apresentados nas Figuras 4.10 à 4.15 a frequência de bolhas para os arranjos I4, S4 e S4D, com valores de velocidade de gás em excesso com relação a velocidade de mínima fluidização de 0.2 e 0.6 m/s, diâmetro de partícula de 700 μm e pressões de 0.1,0.2,0.4,0.8 e 1.6 MPa.

Na Figura 4.10, Figura 4.12 e Figura 4.14 apresentam-se os resultados de frequência de bolha para uma velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s para os arranjos I4, S4 e S4D, considerando-se cinco faixas de pressão. Da análise destes resultados, nota-se que existe um bom ajuste dos resultados numéricos aos resultados experimentais, mantendo-se a tendência de aumento de frequência com o aumento de pressão. Por outro lado, para os resultados apresentados na Figura 4.11. para uma velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s, no arranjo I4, esta tendência também é verdadeira quando consideradas as pressões no intervalo de 0,1 a 0,8 MPa, entretanto, para o valor de extrema pressão esta magnitude decresce. Já na Figura 4.13 e Figura 4.15, com resultados apresentados para um velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s, nos arranjos S4 e S4D, mantém-se o comportamento de aumento de frequência com o aumento de pressão para todos os pontos. Pode-se ainda dizer que, os valores de frequência de bolha aumentam com o aumento da velocidade de gás em excesso para todos os arranjos, indo de encontro com os resultados de OLSSON *et al.* (1994).

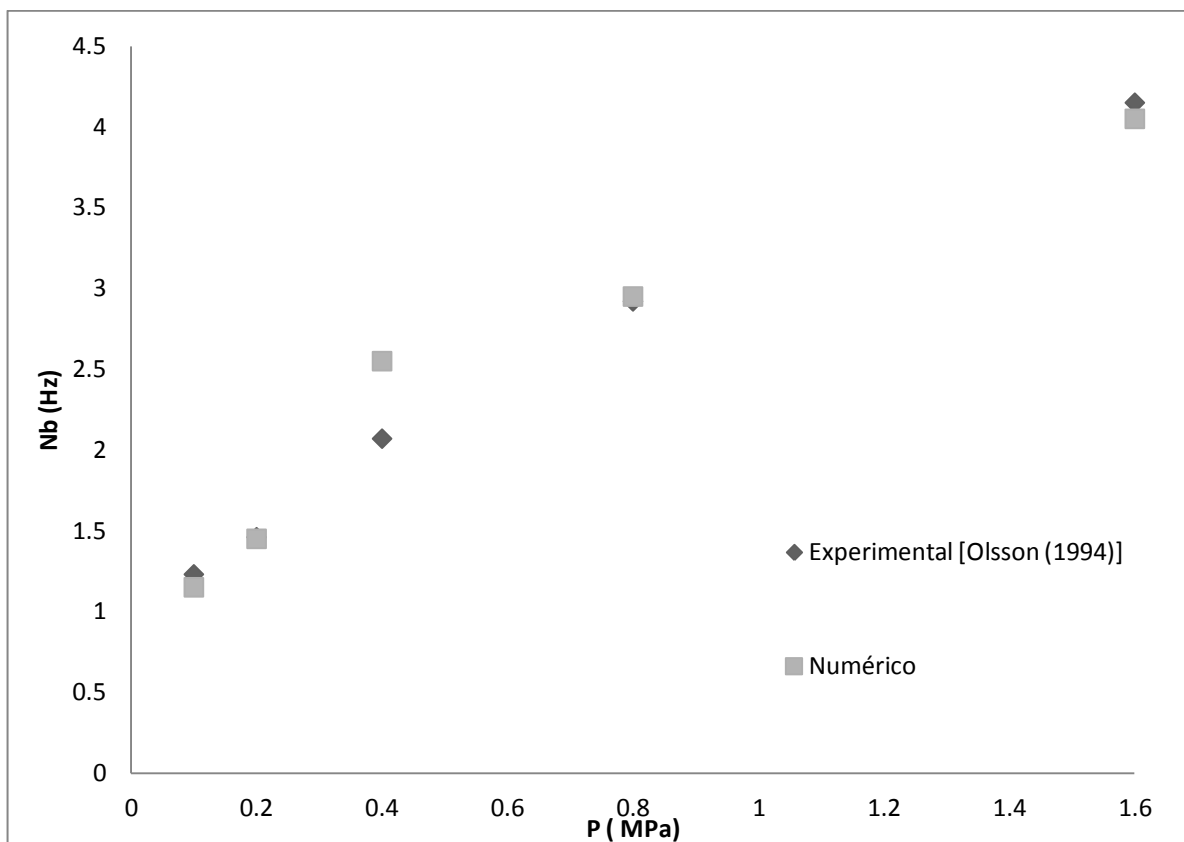


Figura 4.10 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo I4 velocidade de gás em excesso 0,2 m/s

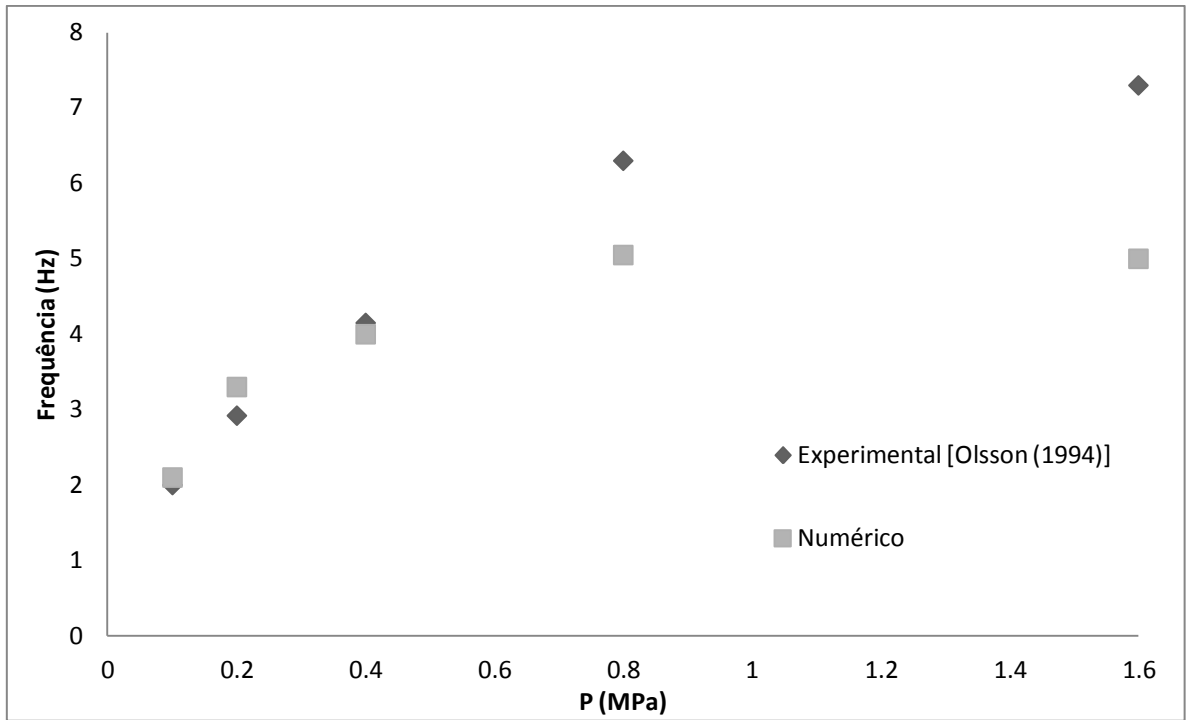


Figura 4.11 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo I4 velocidade de gás em excesso 0,6 m/s

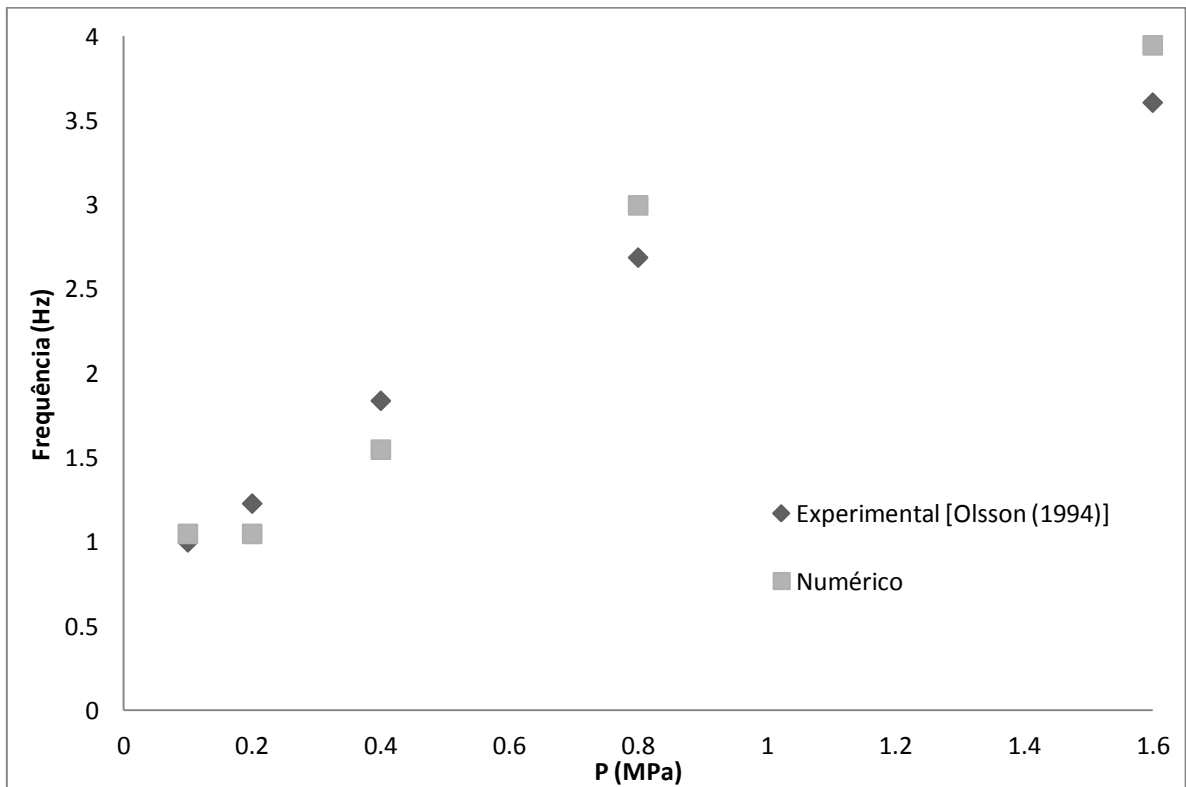


Figura 4.12 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4 velocidade de gás em excesso 0,2 m/s

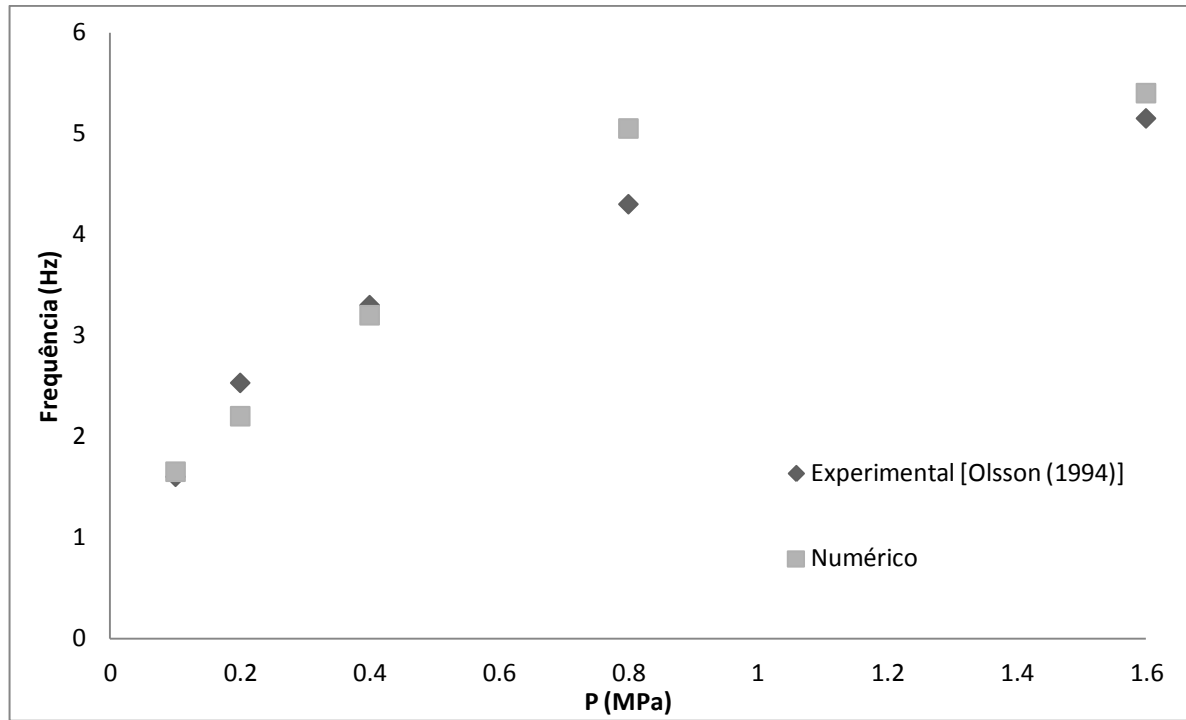


Figura 4.13 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4 velocidade de gás em excesso 0,6 m/s

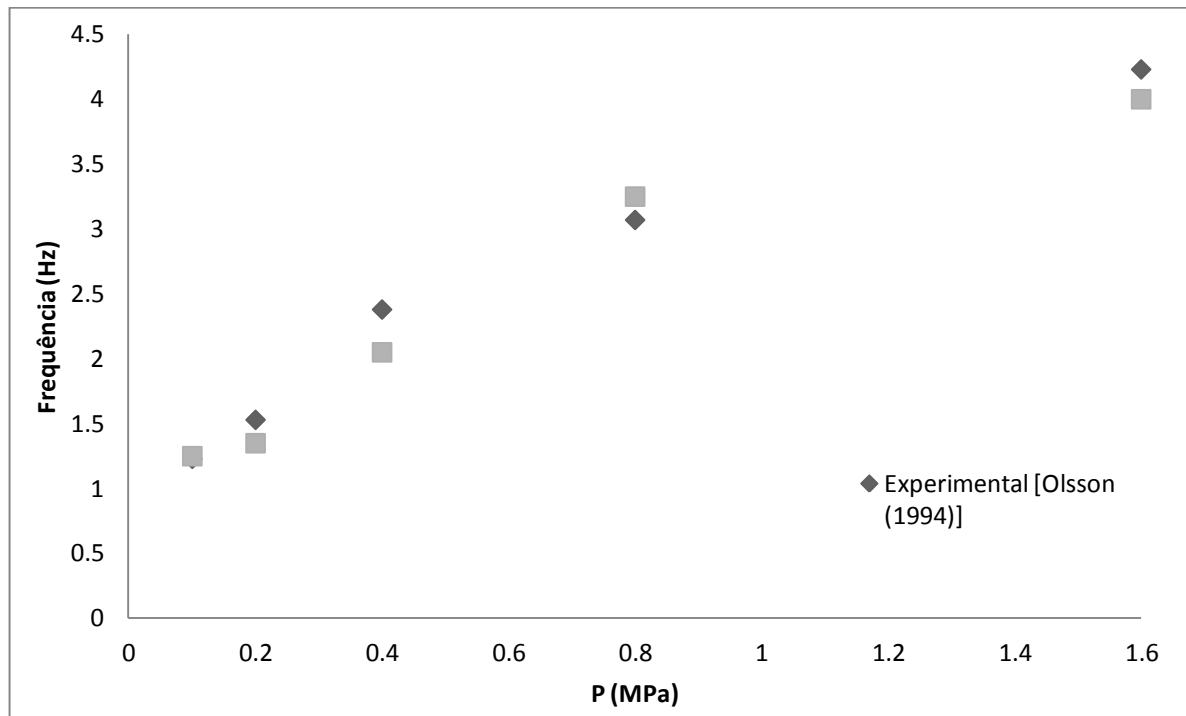


Figura 4.14 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4D velocidade de gás em excesso 0,2 m/s

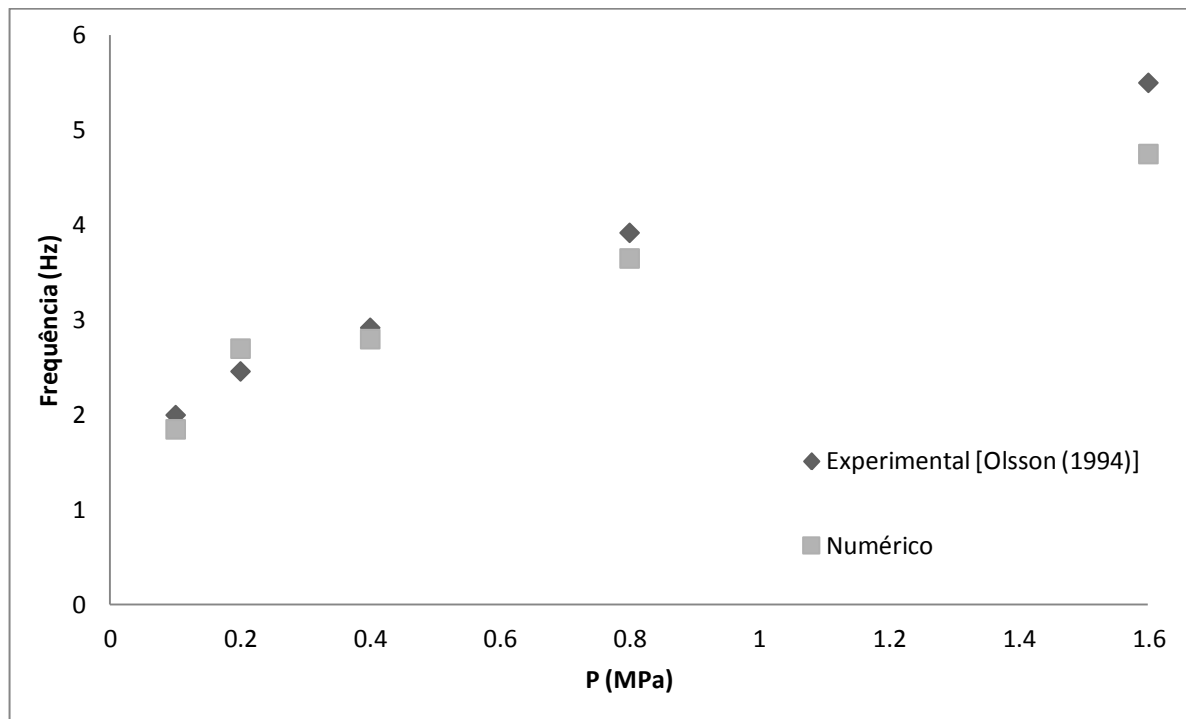


Figura 4.15 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4D velocidade de gás em excesso 0,6 m/s

Para o arranjo de tubos mais denso S4D também foram obtidos resultados da frequência de bolha na mesma faixa de pressão, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s e diâmetro de partícula de 450 μm para comparação com o trabalho de WIMAN & ALMSTED (1997). O resultado obtido é ilustrado na Figura 4.16, indicando também uma boa aproximação da simulação numérica com os resultados experimentais. Se comparados com os resultados obtidos na Figura 4.15 pode-se indicar que o diâmetro de partícula não está influenciando nos resultados de frequência de bolha.

Realizando-se uma análise geral dos resultados, verifica-se que para a velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s, não fica evidenciada a influência do arranjo de tubos sobre os valores de frequência. Já para a velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s os arranjos S4 e I4 demonstram influência sobre os valores de frequência para pressões mais baixas de 0,1 a 0,4 MPa, entretanto em pressões mais altas o arranjo de tubos passa a não influenciar neste parâmetro. Também fica evidenciado nos resultados com 0,6 m/s que o arranjo de tubos mais denso, acaba por diminuir o valor de frequência de bolha para limites bem mais baixos dos encontrados nos outros dois arranjos.

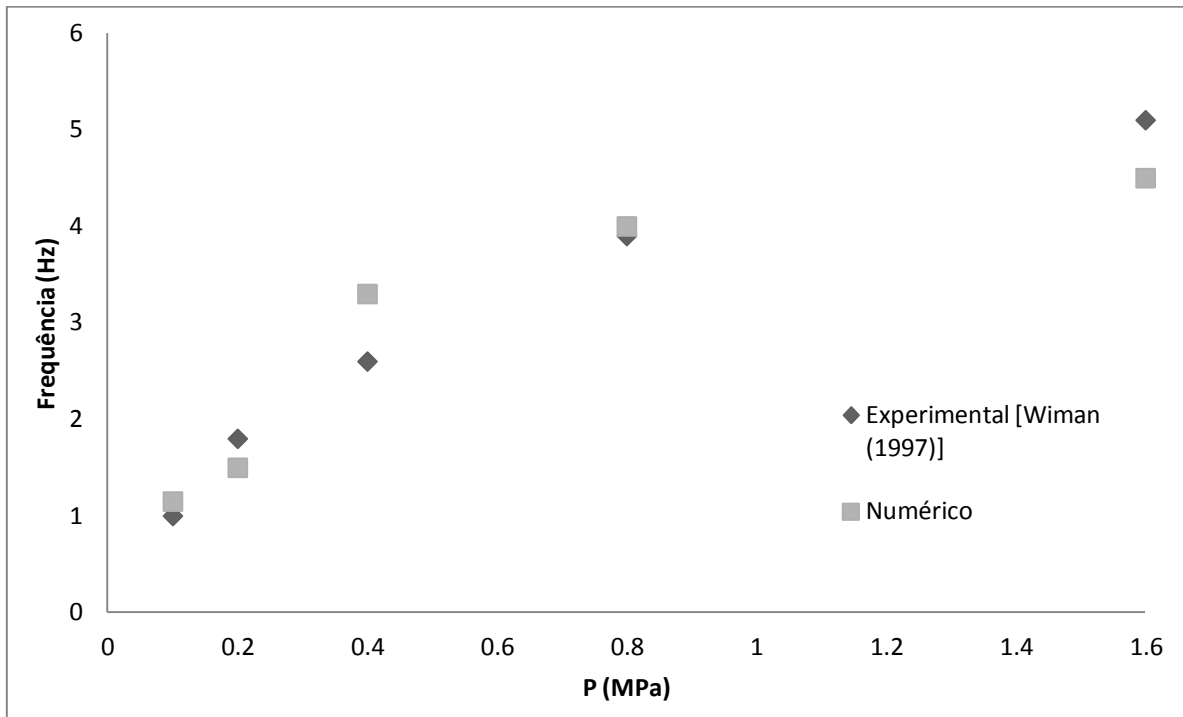


Figura 4.16 – Frequência de Bolha (Hz) X Pressão P (MPa), arranjo S4D velocidade de gás em excesso 0,6 m/s e diâmetro de partícula de 450 μm

4.3.2 - Velocidade média de Bolha

Estudou-se este parâmetro primeiramente para o arranjo T2 e depois estendeu-se este estudo a arranjos mais complexos I4, S4 e S4D como na seção 4.3.1. Na Figura 4.17 são apresentados os resultados de velocidade média de bolha numéricos, deste estudo e das simulações de GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000), bem como, os resultados experimentais de OLOWSSON *et al.* (1994). Avaliando-se os resultados, nota-se um bom ajuste da curva simulada com os resultados experimentais, indicando-se que a velocidade de bolha aumenta com o aumento pressão.

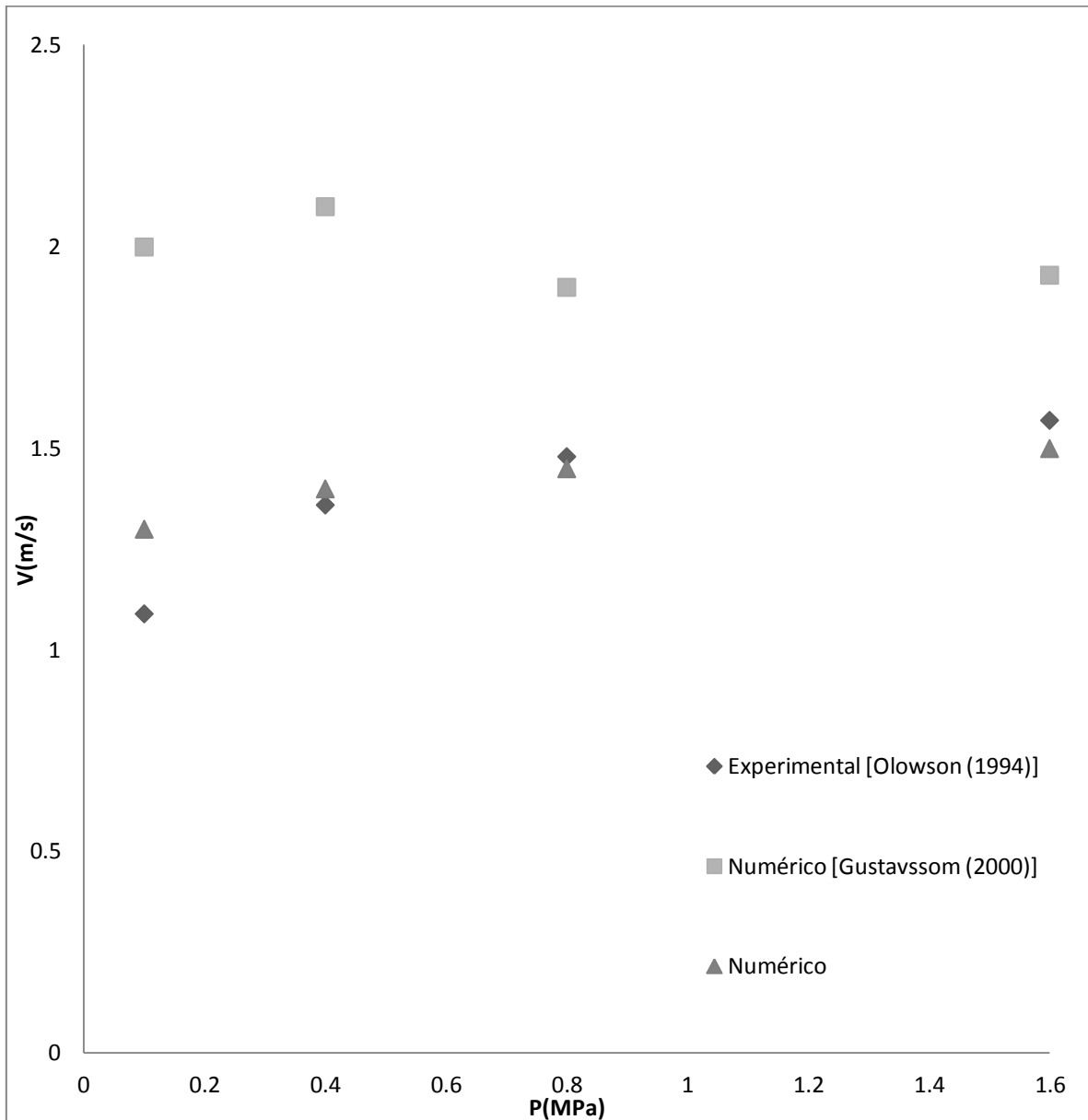


Figura 4.17 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo T2 velocidade de gás em excesso 0.6 m/s.

Nas Figuras 4.18 à 4.23 são apresentados os resultados da velocidade de bolha para os arranjos I4, S4 e S4D, com valores de velocidade de gás em excesso de 0,2 e 0,6 m/s, diâmetro de partícula de 700 μm e pressões de 0,1, 0,2, 0,4, 0,8 e 1,6 MPa.

Na Figura 4.18, Figura 4.19 e Figura 4.20, apresentam-se os resultados de velocidade de bolha para uma velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s para os arranjos I4, S4 e S4D, considerando-se cinco faixas de pressão. Da análise dos resultados ilustrados nestas figuras foi possível notar que existe um bom ajuste dos resultados de simulação aos resultados

experimentais, mantendo-se a tendência de aumento de velocidade com o aumento de pressão quando consideradas as pressões de 0,4 a 1,6 MPa, para os arranjos I4 e S4. Para as pressões mais baixas os valores ficam superestimados para 0,1 MPa e subestimados para o valor de 0,2 MPa para todos arranjos. Por outro lado, para o arranjo S4D, o modelo indica uma queda da velocidade na pressão 0,8 MPa com uma aumento deste valor de velocidade média de bolha na pressão seguinte, experimentalmente, isto também ocorreu, entretanto a pressão manteve-se constante segundo OLSSON *et al.* (1994).

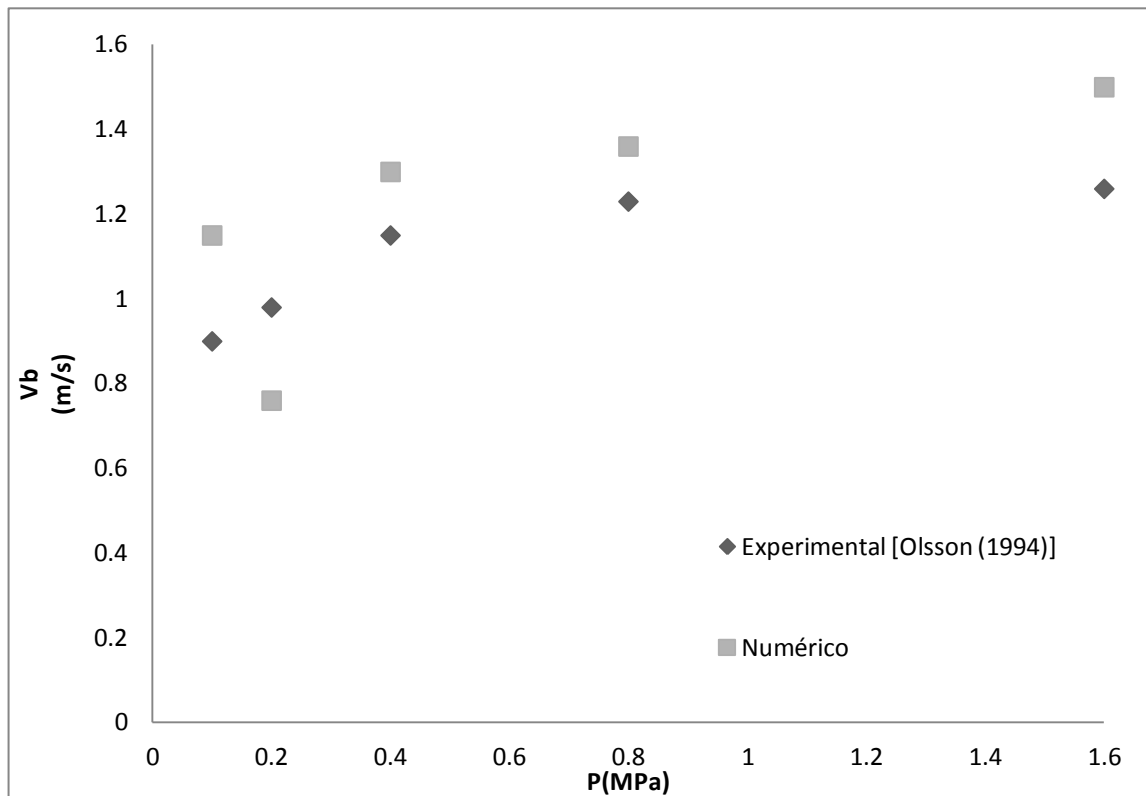


Figura 4.18 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo I4 velocidade de gás em excesso 0.2 m/s.

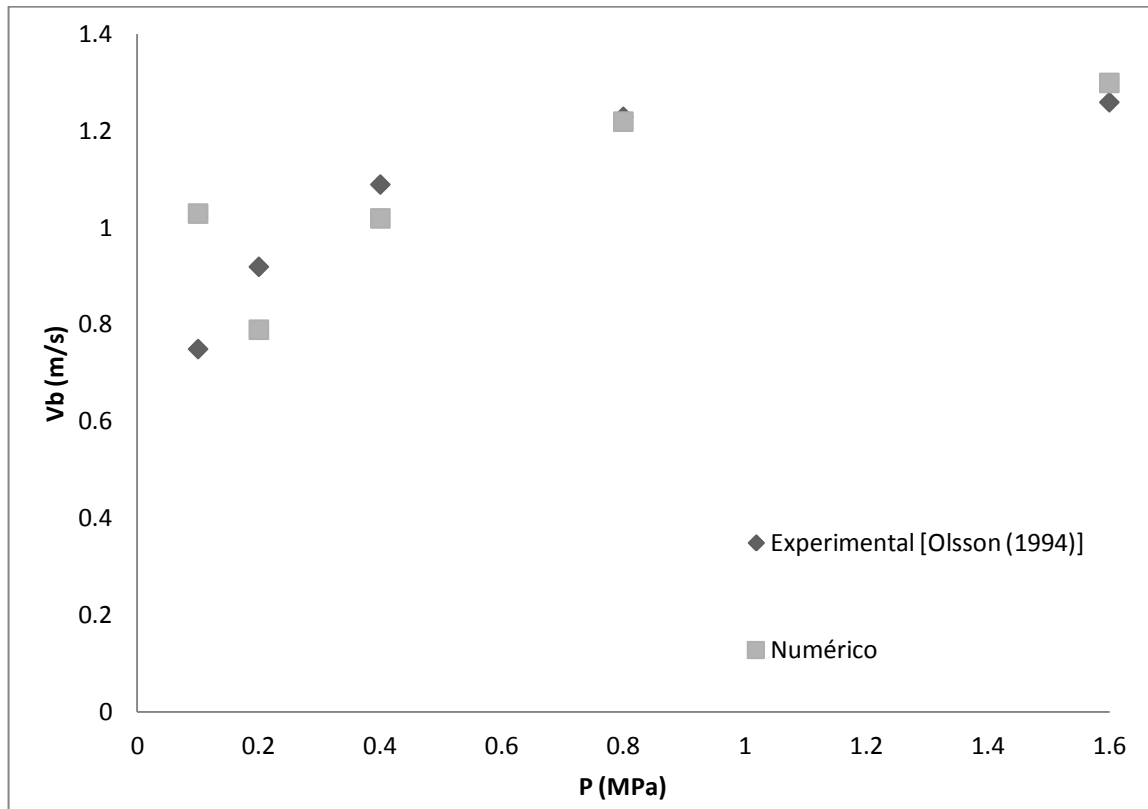


Figura 4.19 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4 velocidade de gás em excesso 0,2 m/s.

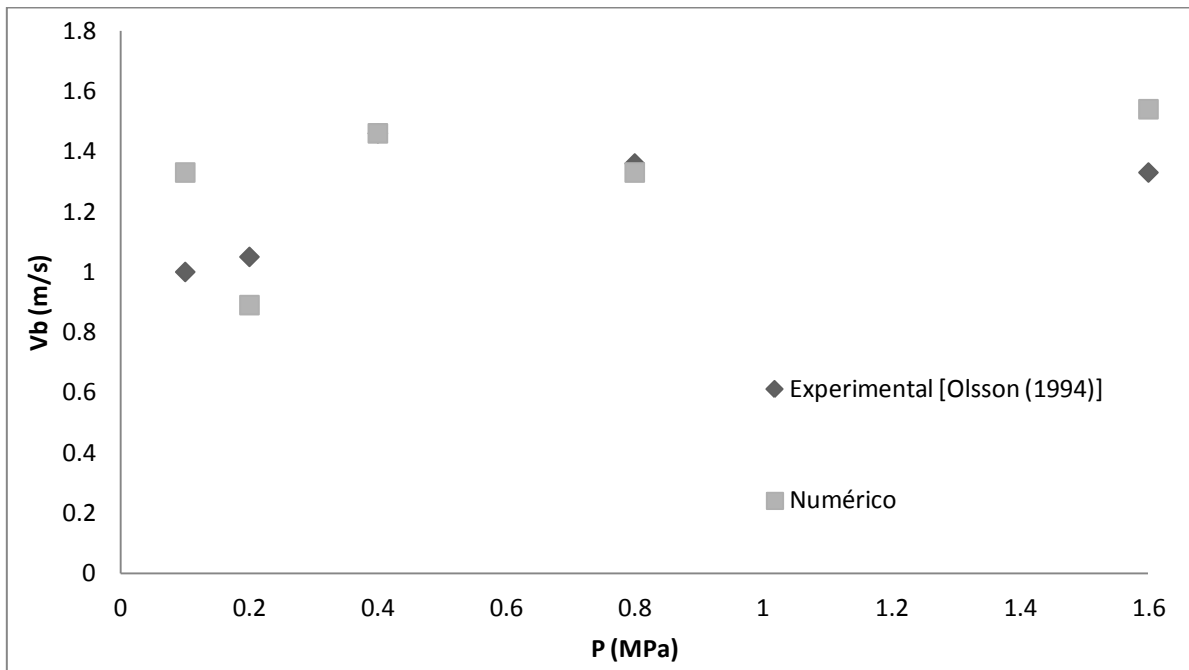


Figura 4.20 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4D velocidade de gás em excesso 0,2 m/s.

Na Figura 4.21, Figura 4.22 e Figura 4.23, são apresentados os resultados da velocidade média de bolha para uma velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s. Nos arranjos I4 e S4 existe uma boa concordância entre os resultados numéricos quando comparados com os resultados experimentais, verificando-se que o maior valor de velocidade média de bolha ocorreu na pressão de 0,4 MPa. Os resultados numéricos também são favoráveis quando consideradas as pressões de 0,8 e 1,6 Mpa. No arranjo S4D, entretanto, para os valores de pressão mais baixa, estes resultados estão subestimados, indicando que o maior valor de velocidade de média bolha seria conseguido na pressão de 0.8 MPa, em desacordo com o resultado experimental de OLSSON *et al.* (1994) onde o maior valor de velocidade média de bolha foi obtido na pressão de 0,2 MPa.

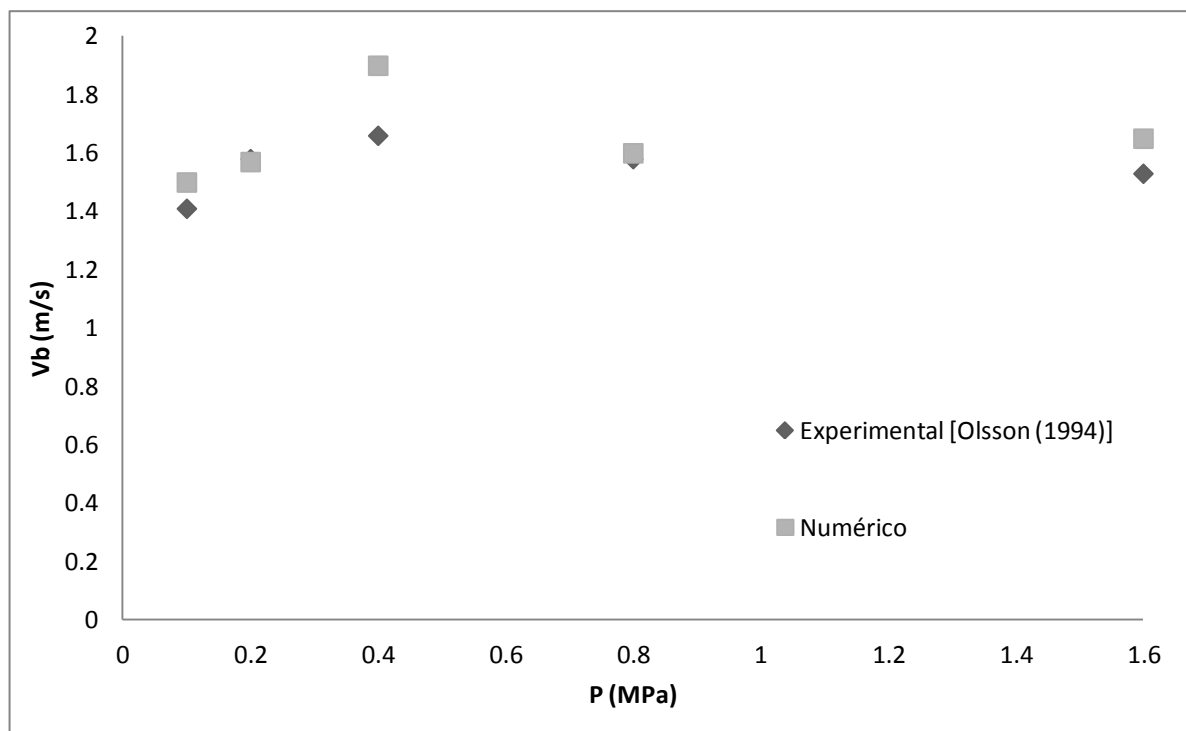


Figura 4.21 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo I4, velocidade de gás em excesso 0,6 m/s.

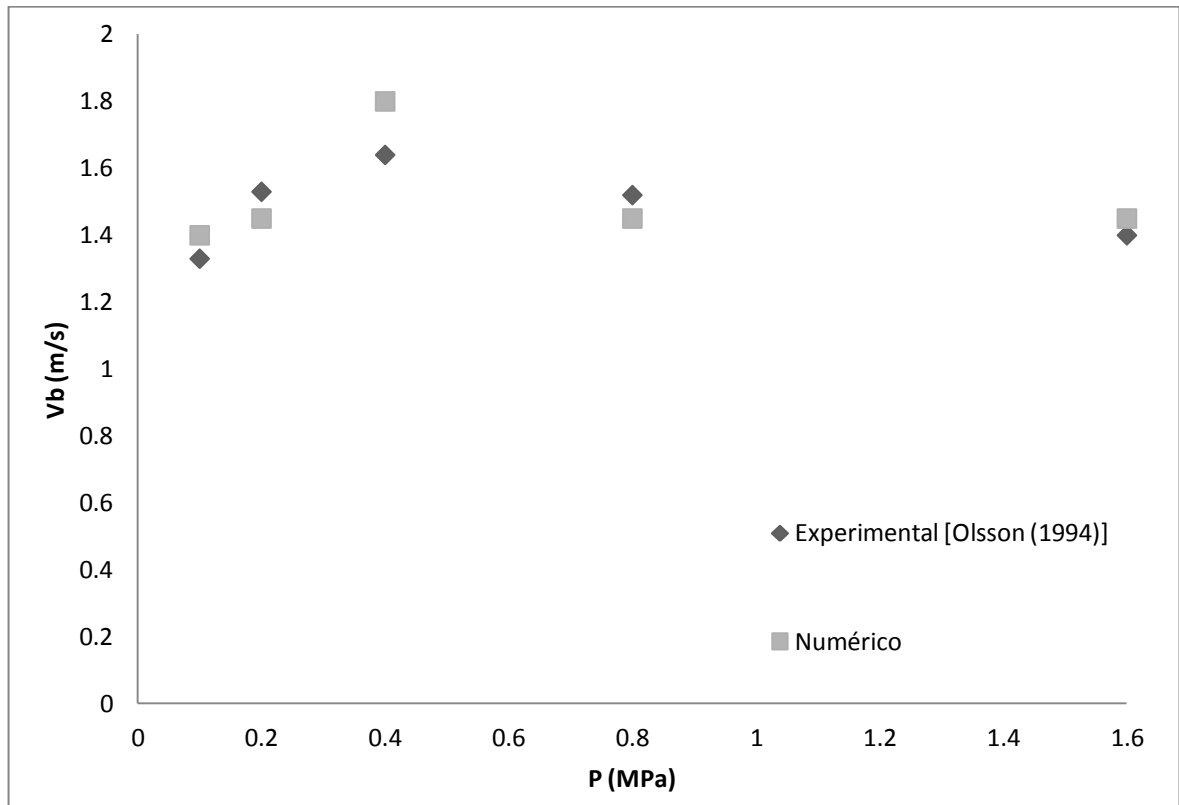


Figura 4.22 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4, velocidade de gás em excesso 0,6 m/s.

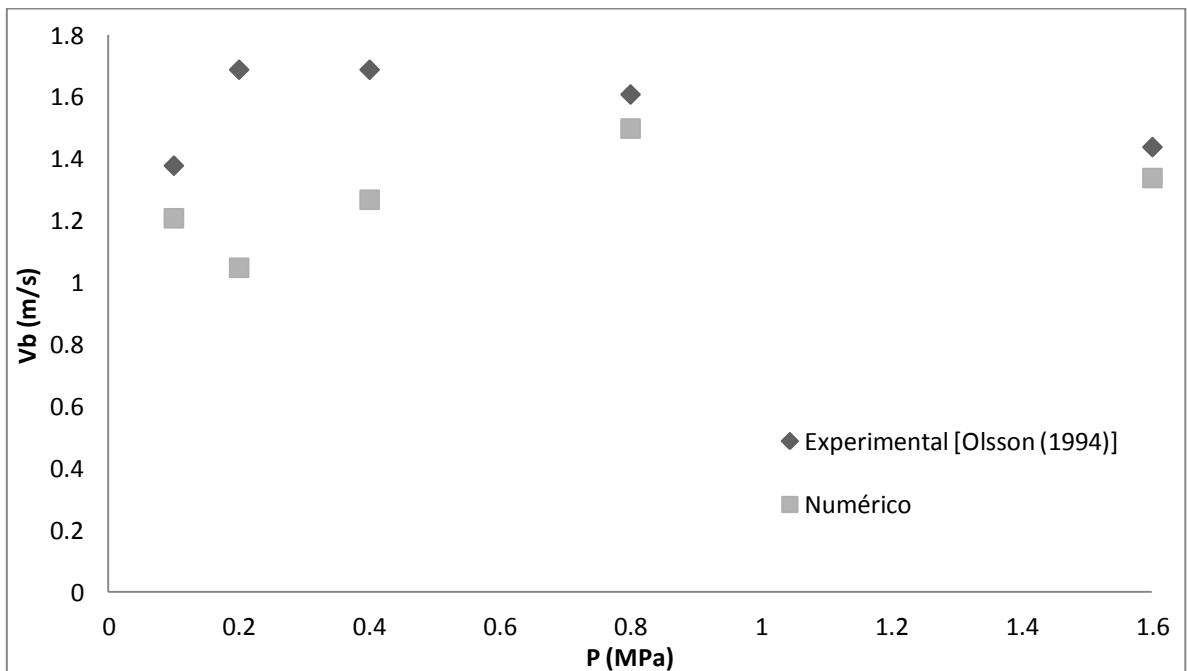


Figura 4.23 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso 0,6 m/s com diâmetro de partícula de 700 μm .

Para o arranjo de tubos mais denso, S4D também foram obtidos resultados da velocidade de bolha na mesma faixa de pressão, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s e diâmetro de partícula de 450 μm para comparação com o trabalho de WIMAN & ALMSTED (1997). O resultado obtido é ilustrado na Figura 4.24, indicando também uma boa aproximação dos resultados simulados com os resultados experimentais apesar de superestimados. Se comparados com os resultados apresentados na Figura 4.23, pode-se indicar que o diâmetro de partícula não está influenciando na velocidade de bolha, pois a faixa de velocidades encontradas para as diferentes pressões é semelhante, entretanto, existiu influência direta da velocidade de gás em excesso sobre o comportamento da curva de velocidades.

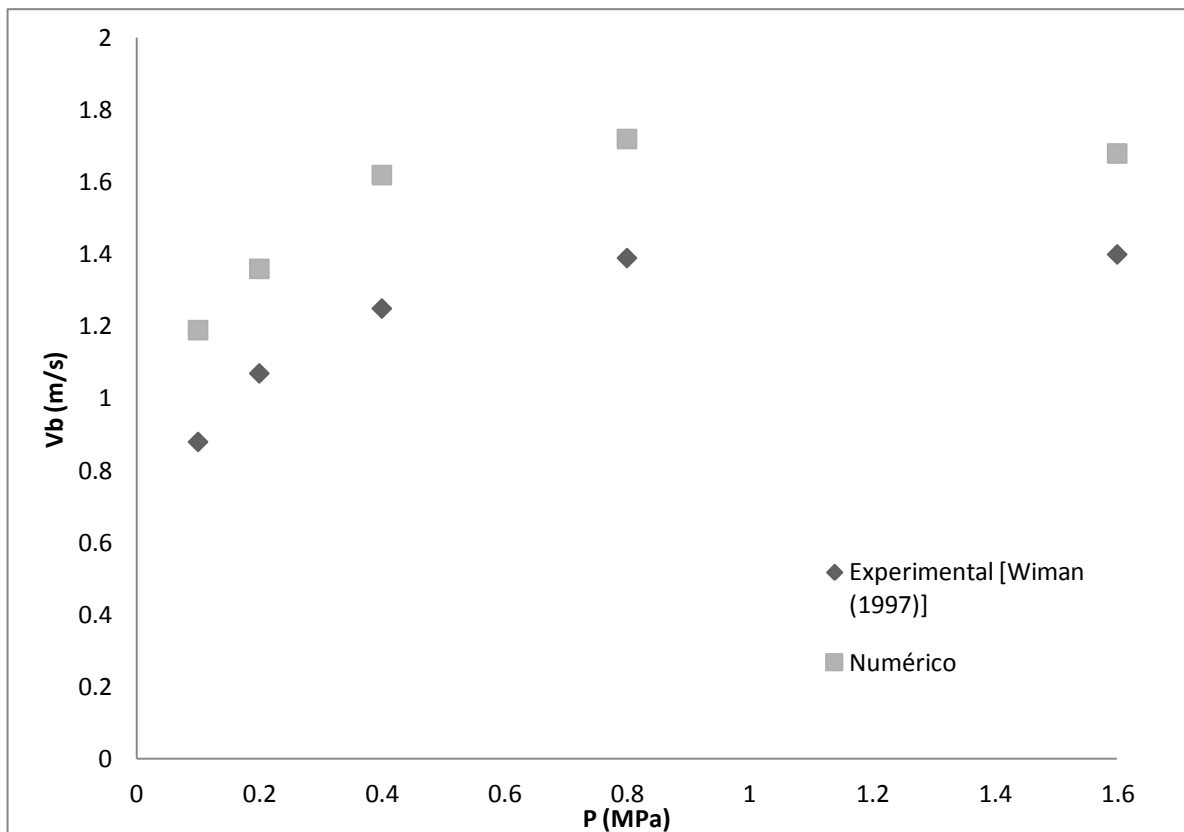


Figura 4.24 – Velocidade Média de Bolha (m/s) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso 0,6 m/s e diâmetro de partícula de 450 μm

Realizando-se uma análise geral dos resultados apresentados nesta seção, pode-se concluir que para a velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s, não evidenciou-se influência do arranjo de tubos sobre os valores de velocidade média de bolha. Já para a velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s os arranjos S4 e I4 apresentam comportamento semelhante, não evidenciando-se também uma influência direta nos resultados obtidos. Entretanto, para o arranjo de tubos, mais denso, fica claramente, demonstrado que o banco de tubos influencia diretamente na velocidade média de bolhas, reduzindo-se sua magnitude quando relacionados com outros arranjos geométricos indo ao encontro as conclusões de WIMAN & ALMSTED (1997).

4.3.3 - Comprimento Médio de Bolha

Estudaremos este parâmetro primeiramente para o arranjo T2 e depois estenderemos este estudo a arranjos mais complexos I4, S4 e S4D como na seção anterior. Na Figura 4.25 são apresentados os resultados de comprimento médio de bolha numéricos, deste estudo e das simulações de GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000), bem como, os resultados experimentais de OLOWSON (1994). Avaliando-se estes resultados, nota-se um bom ajuste da curva simulada com os resultados experimentais, indicando-se que o comprimento de bolha aumenta com o aumento pressão. Entretanto, nota-se que os valores extremos de comprimento são obtidos em pressões diferentes quando comparados resultados numéricos e experimentais, para este estudo, verificada em 1,6 MPa, para o estudo de OLOWSSON (1994) a 0,2 MPa. Os resultados de GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000) e o deste estudo apresentam comportamento semelhante.

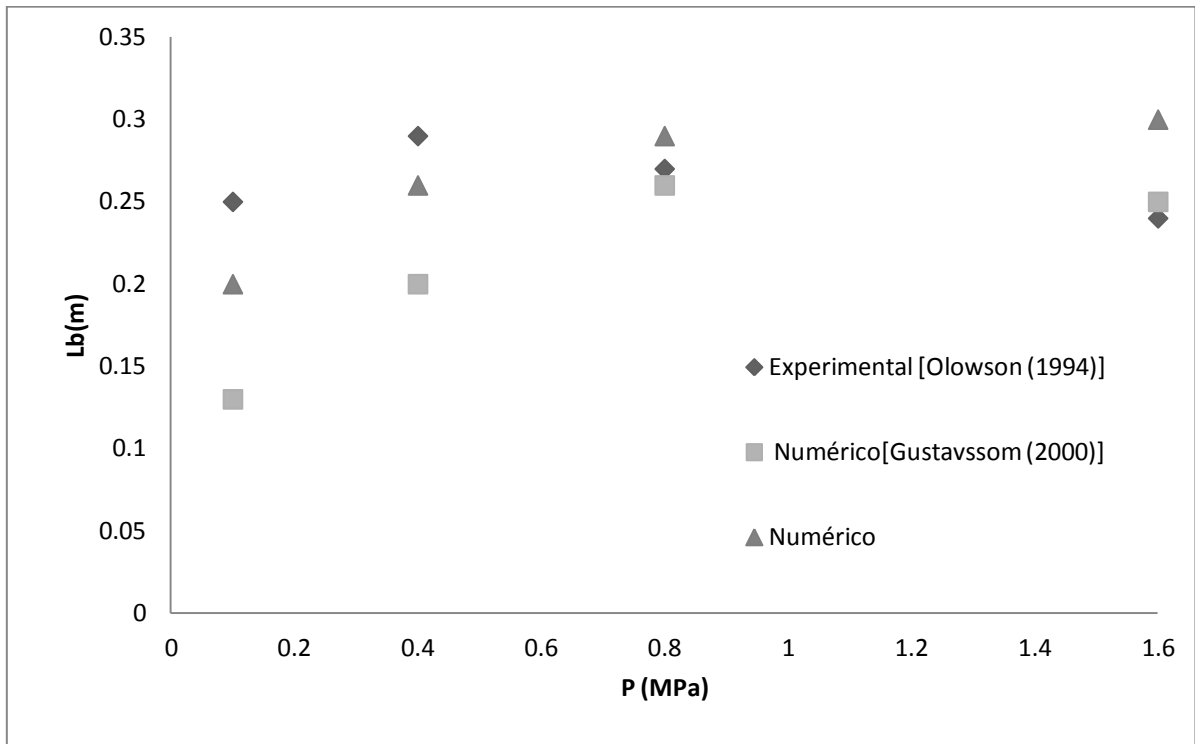


Figura 4.25 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo T2, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s

Nas Figuras 4.26 à Figura 4.31, são apresentados os resultados do comprimento médio de bolha para os arranjos I4, S4 e S4D, com valores de velocidade de gás em excesso de 0,2 e 0,6 m/s, diâmetro de partícula de 700 μm e pressões de 0,1, 0,2, 0,4, 0,8 e 1,6 MPa.

Na Figura 4.26, Figura 4.27 e Figura 4.28, apresentam-se os resultados de comprimento médio de bolha para uma velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s para os arranjos I4, S4 e S4D, considerando-se cinco faixas de pressão. Da análise destas figuras, nota-se que existe uma boa concordância dos resultados numéricos aos resultados experimentais, quando consideradas as pressões de 0,1, 0,4 e 0,8 MPa. Verifica-se divergência dos resultados numéricos e experimentais para a pressão de 0,2 MPa, estando estes subestimados. Entretanto, se considerarmos os resultados de maior comprimento médio de bolha alcançados, para todos os casos são obtidos a mesma magnitude dos resultados experimentais, porém em diferentes pressões.

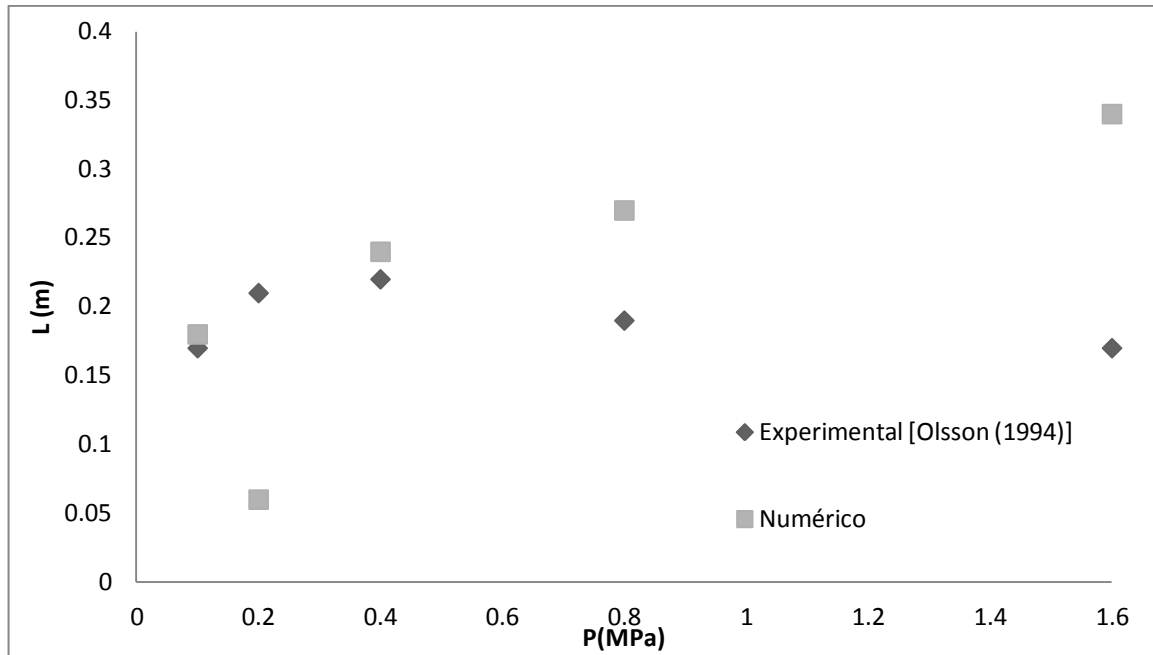


Figura 4.26 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo I4, velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s

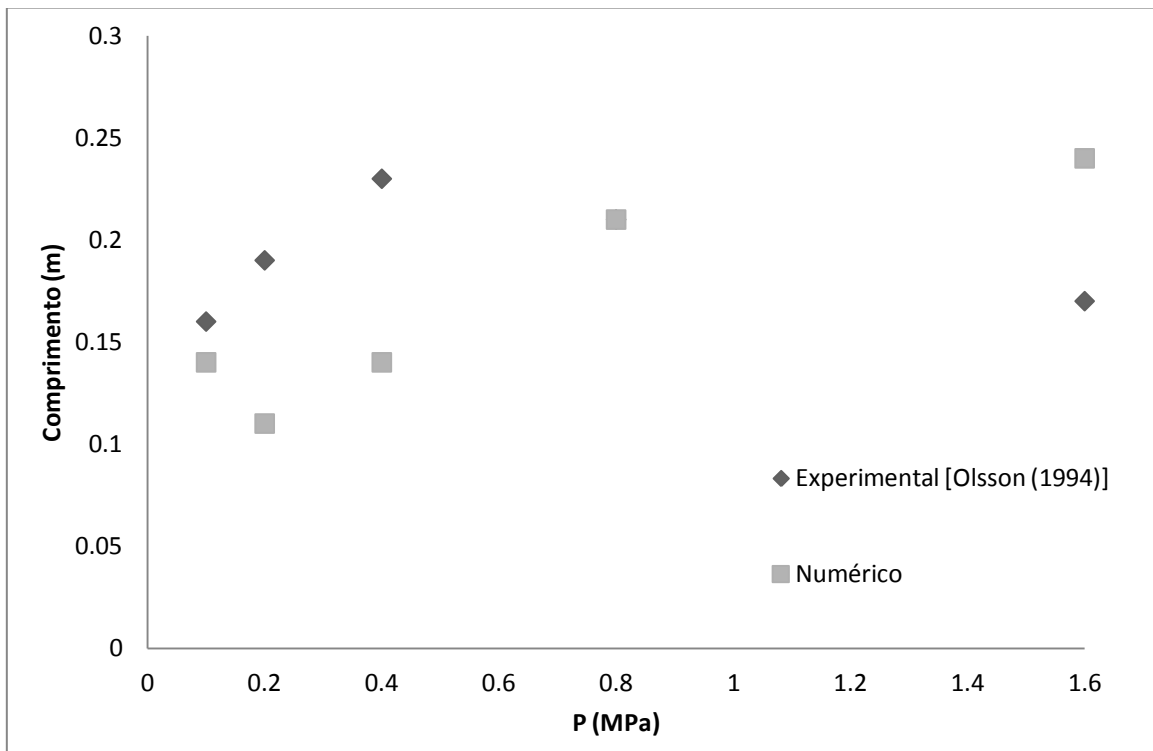


Figura 4.27 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4, velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s

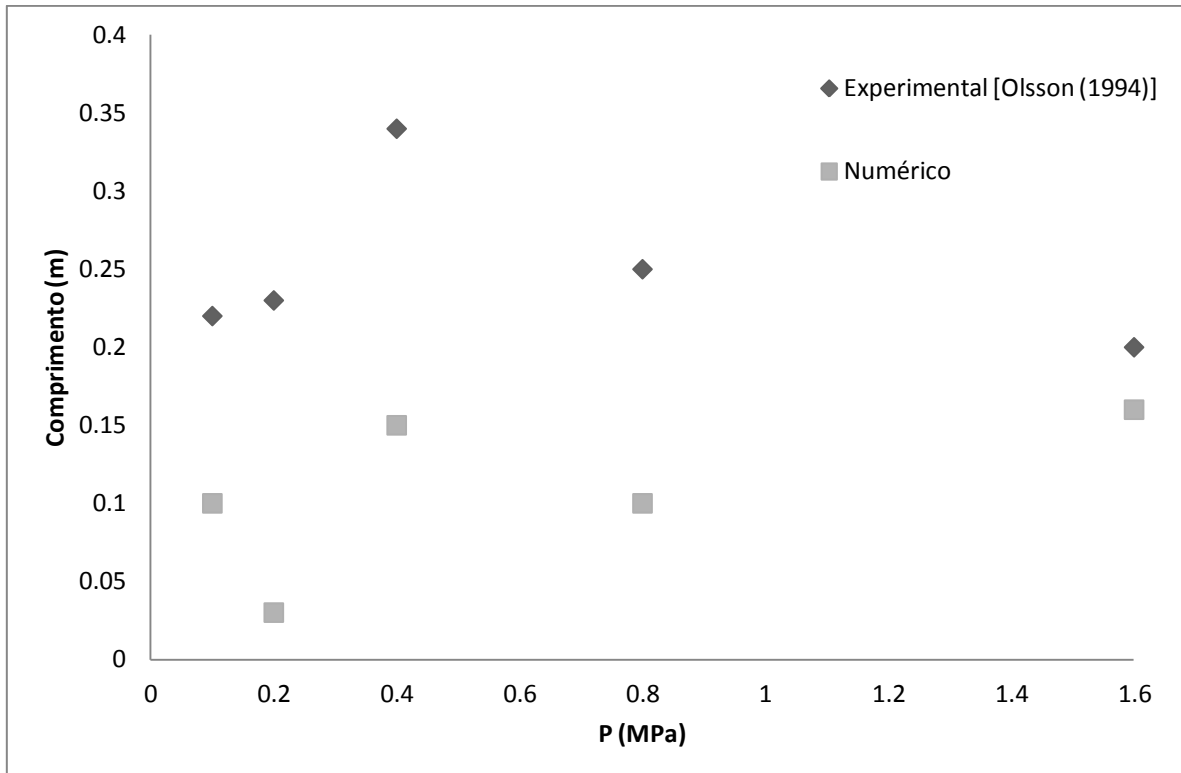


Figura 4.28 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s

Nas figuras, Figura 4.29 à Figura 4.31 são apresentados os resultados do comprimento médio de bolha para uma velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s. Nos arranjos I4 e S4 existe uma boa adaptação dos resultados numéricos quando comparados com os resultados experimentais, para as pressões de 0,4 à 1,6 MPa. No entanto, para todos os valores de pressão, os resultados de comprimento médio de bolha estão subestimados para arranjo S4D, indicando que o maior valor de velocidade de bolha estaria na pressão de 0,8 MPa, em desacordo com o resultado experimental de OLSSON *et al.* (1994), em que o maior valor de comprimento é obtido na pressão de 0,4 MPa.

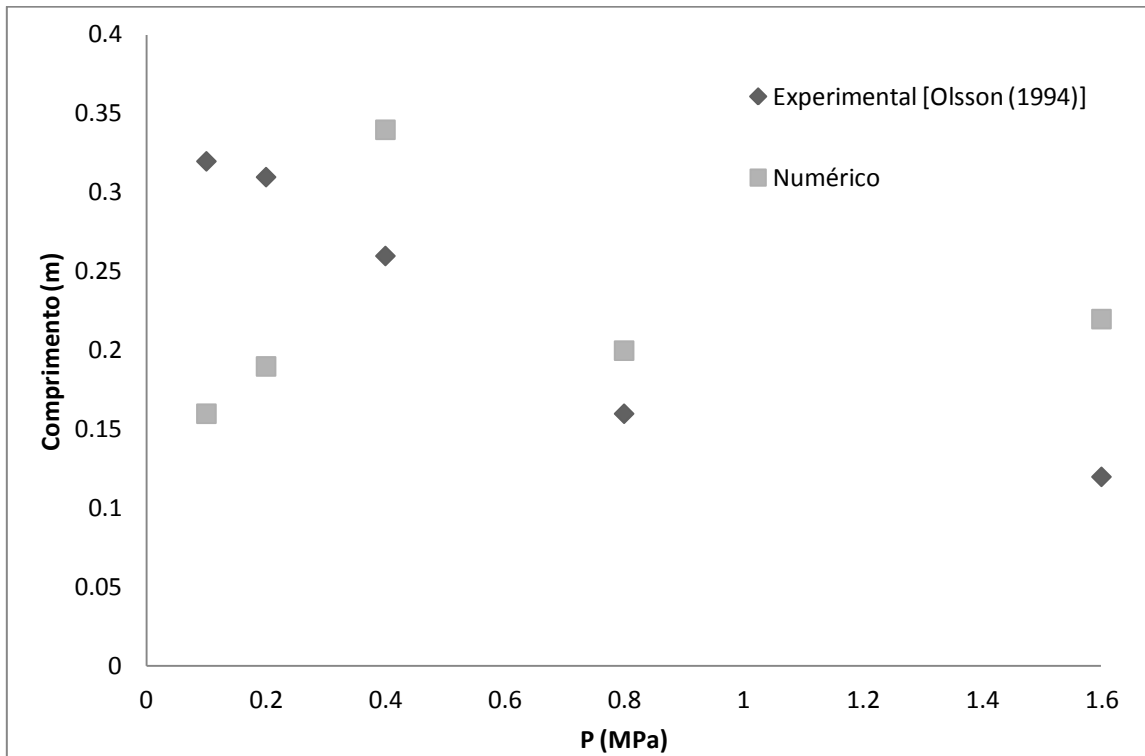


Figura 4.29 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo I4, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s

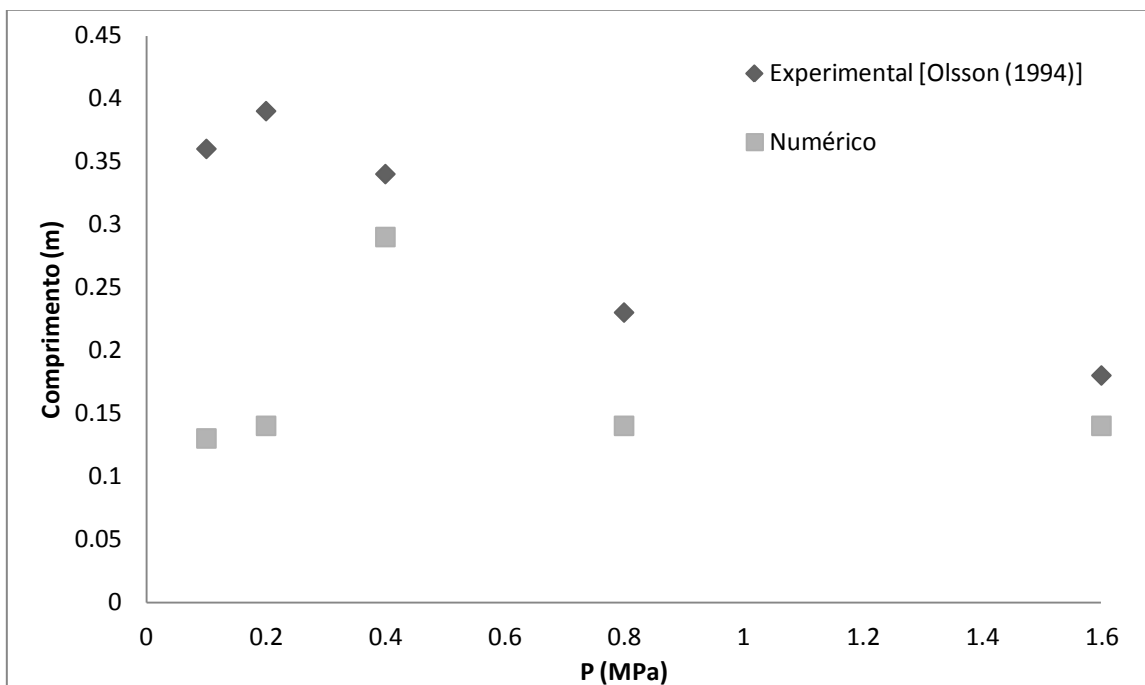


Figura 4.30 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s

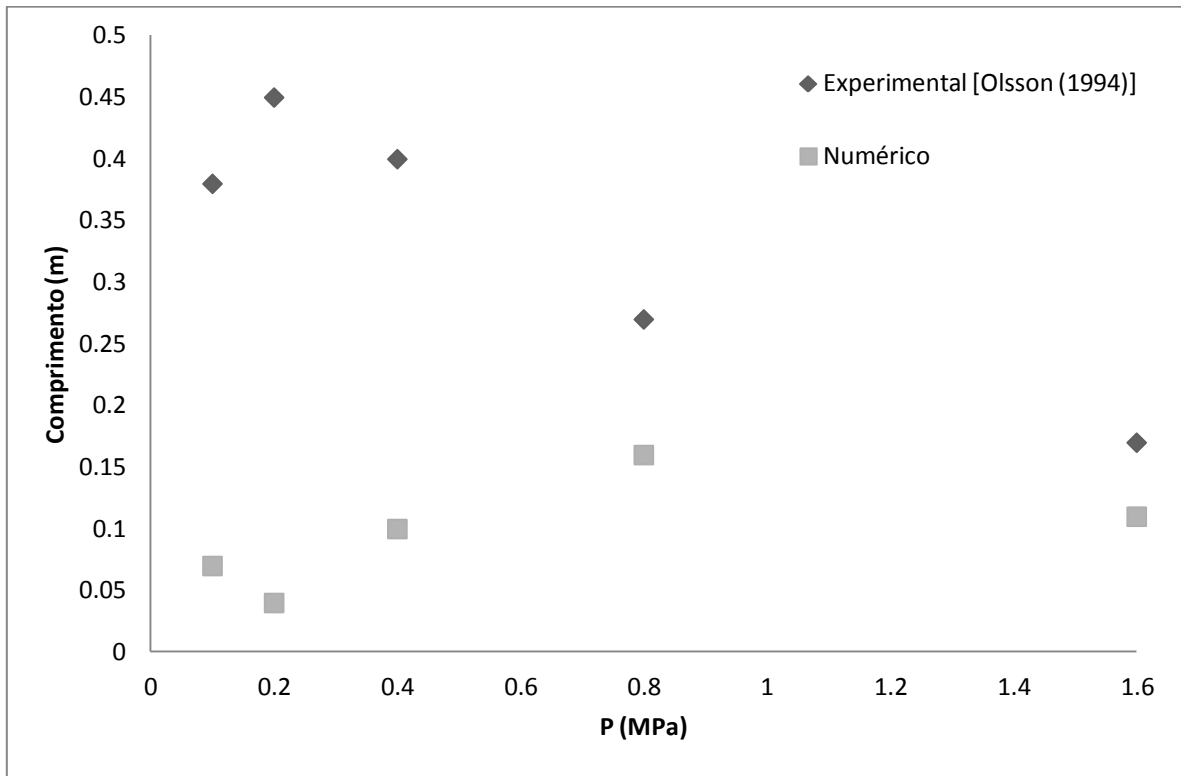


Figura 4.31 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s

Para o arranjo de tubos mais denso, S4D também foram obtidos resultados do comprimento médio de bolha na mesma faixa de pressão, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s e diâmetro de partícula de 450 μm para comparação com o trabalho de WIMAN & ALMSTED (1997). O resultado obtido foi ilustrado na Figura 4.32, indicando também uma boa aproximação dos resultados de simulação com os resultados experimentais na faixa de pressão de 0,4 a 1,6 MPa. Se comparados com os resultados obtidos na Figura 4.31 pode-se indicar que a velocidade de gás em excesso estaria influenciando diretamente nos resultados. Os erros encontrados para os resultados de comprimento médio de bolha considerando-se todos os casos pode ser justificado por estarmos trabalhando com uma região fixa de análise no centro de leito que pode evidenciar um maior fluxo de bolha segundo GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000). Esta região pode ter sido diretamente influenciada pela formação de bolhas de pequenos diâmetros que contribuiriam para a divergência nos resultados do comprimento médio de bolha, como dito por ASEGEHEGN *et al.* (2011).

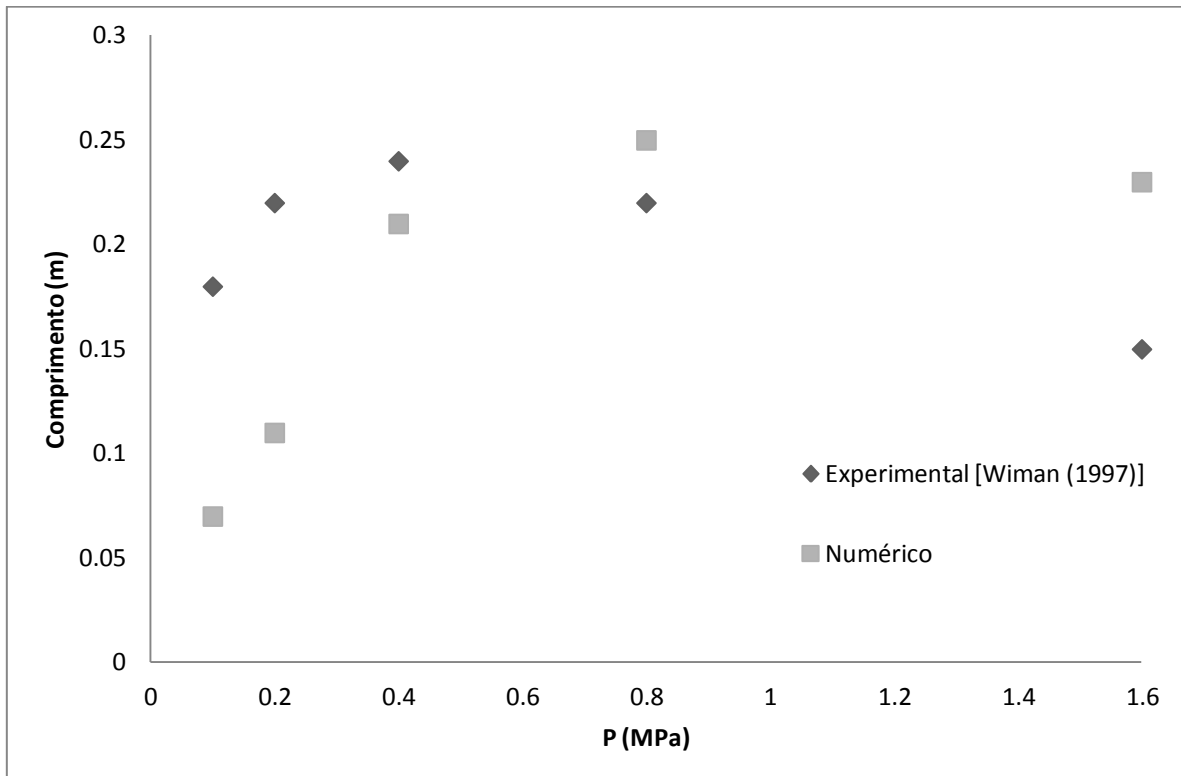


Figura 4.32 – Comprimento Médio de Bolha (m) X Pressão P (MPa), arranjo S4D, velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s e diâmetro de partícula de 450 μm .

Uma análise dos resultados considerando-se todos os resultados apresentados nesta seção, indica para a velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s, o mesmo comportamento apresentado por OLSSON *et al.* (1994), onde o comprimento médio de bolha foi maior no arranjo de tubos S4D. Somente nos casos I4 e S4 para uma velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s são obtidos os maiores valores do comprimento de bolha a baixas pressões como descrito experimentalmente, sendo que, o comportamento de suas curvas são semelhantes. O maior valor de comprimento médio de bolha encontrado foi observado para o arranjo de tubos mais denso, S4D a pressão de 1,6 MPa com velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s. Já para este arranjo quando aplicada velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s o valor de pico foi observado a uma pressão de 0,8 MPa.

4.4 - Erosão no Tubo

Os resultados numéricos para a taxa de dissipação de energia cinética média obtidos através do modelo de erosão em monocamada, discutida na seção 2.3.1, são mostrados na Figura 4.3 e comparados com os resultados experimentais apresentados por GUSTAVSSOM & ALMSTED (2000) para o arranjo T2 a uma velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s. As marcações preenchidas referem-se aos resultados experimentais, e as não preenchidas aos resultados numéricos. Nota-se uma boa adaptação dos resultados numéricos para todas as faixas de pressão avaliadas. Verifica-se para a pressão de 0,1 MPa uma taxa de dissipação de energia cinética com características simétricas, conduzindo a uma maior erosão na superfície inferior do tubo, sendo que seus valores de pico são apresentados nas posições circunferencias de 150° e 210°. Para os resultados numéricos não foram evidenciados valores consideráveis de erosão na superfície superior do tubo como nos resultados experimentais. Para as pressões de 0,8 e 1,6 MPa, a característica da energia dissipada torna-se assimétrica e mantém uma maior faixa de dissipação na superfície inferior do tubo. Para o caso de 1,6 MPa, tem-se uma diferença quando relacionada com os parâmetros experimentais, pois após o valor de pico em 150 ° a curva apresenta um comportamento decrescente, sem apresentar um novo valor de pico próximo a 210 °.

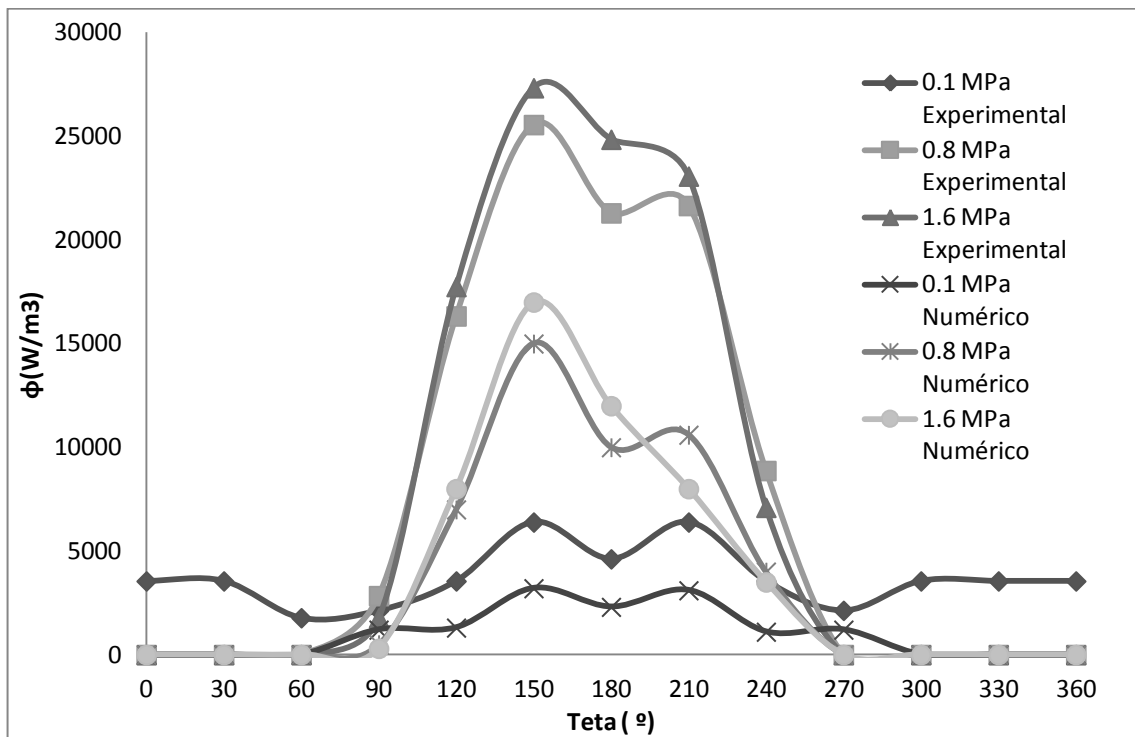


Figura 4.33 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo T2

Nas figuras, Figura 4.34 à Figura 4.38 apresentam-se os resultados numéricos relacionados com os resultados experimentais de WIMAN *et al.* (1995) para o arranjo I4 nas faixas de pressão de 0,1 à 1,6 MPa e velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s. A partir dos resultados ilustrados pode-se dizer que o comportamento da taxa de erosão de energia cinética é semelhante para ambos, simulação e resultados experimentais.

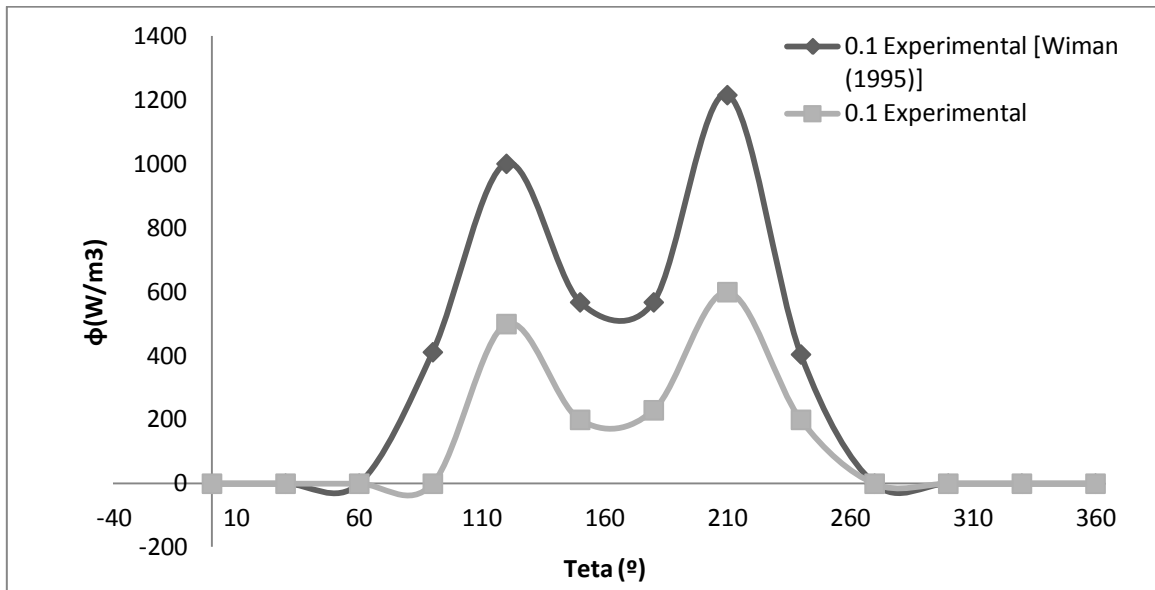


Figura 4.34 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,1 MPa.

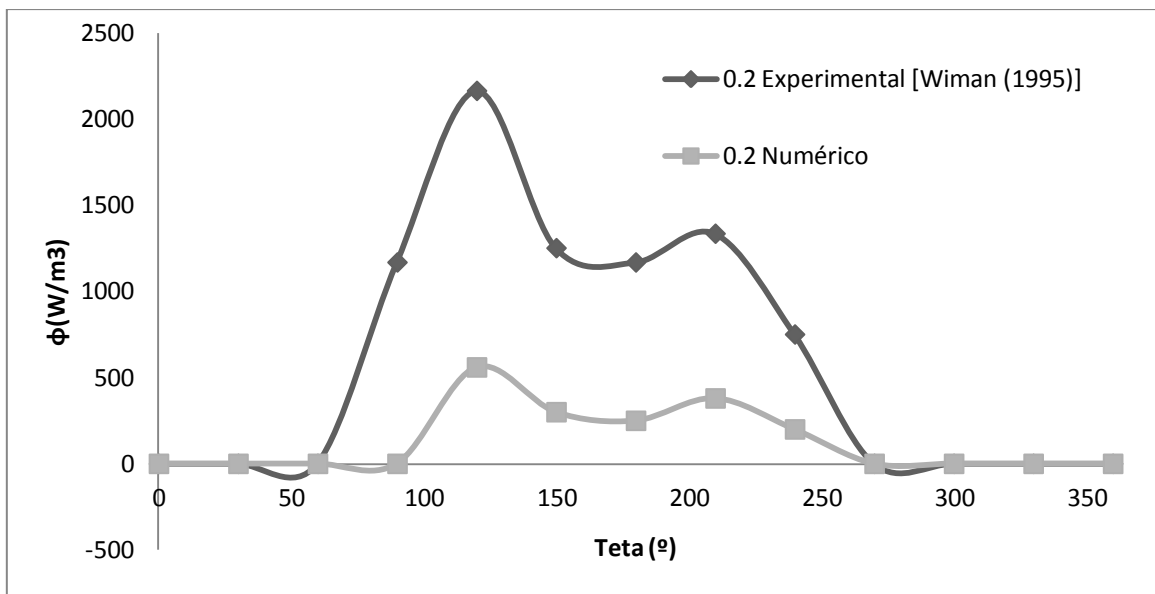


Figura 4.35 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,2 MPa.

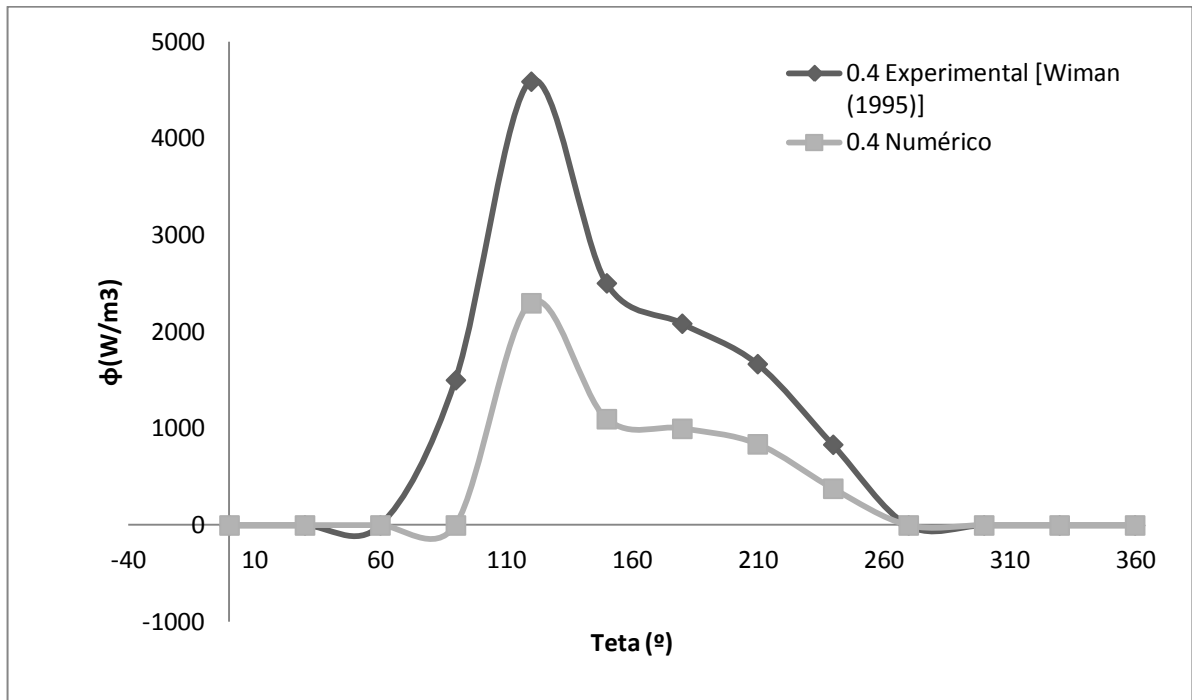


Figura 4.36 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,4 MPa

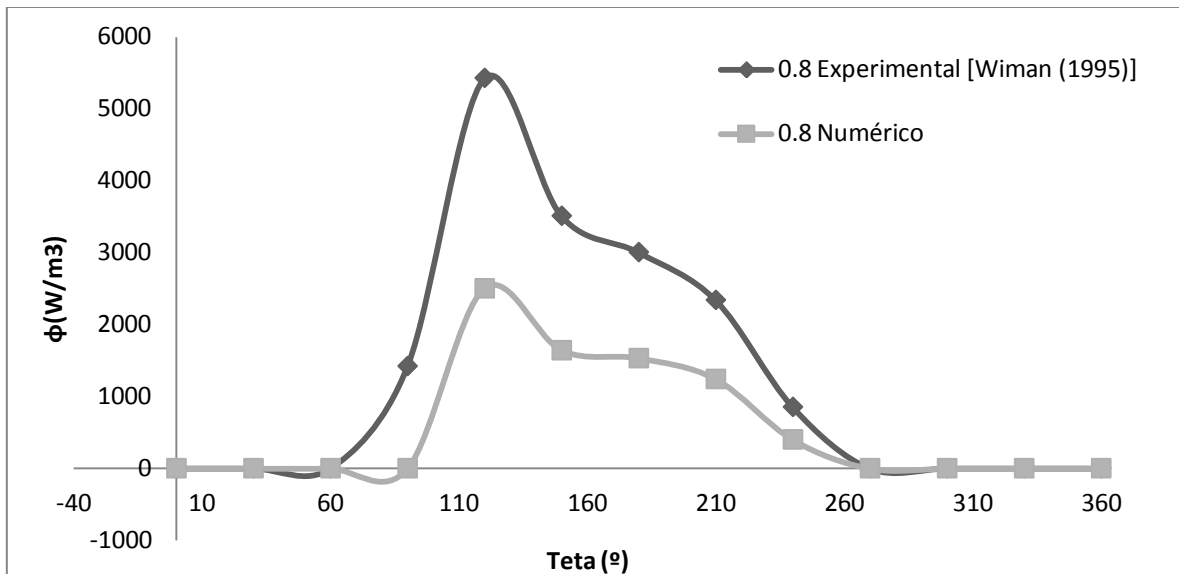


Figura 4.37 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,8 MPa.

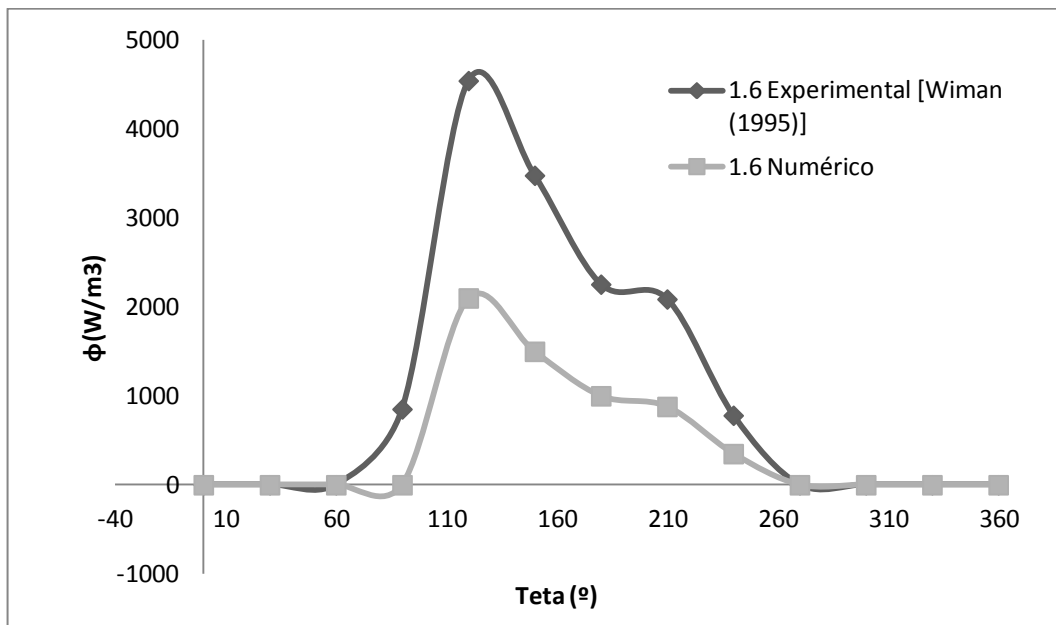


Figura 4.38 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 1,6 MPa.

Na Figura 4.39 são mostradas as curvas para as cinco faixas de pressões dos resultados numéricos para a taxa de dissipação média de energia cinética pela posição circunferencial. Verifica-se que não existiram diferenças significativas da taxa de dissipação de energia quando consideradas as pressões mais baixas de 0,1 e 0,2 MPa, seu comportamento é simétrico e concentra a maior taxa de dissipação na parte inferior do tubo. Nota-se também que os valores obtidos para a pressão de 0,2 MPa, estão bem abaixo dos conseguidos experimentalmente, acredita-se que isto seja devido ao valor inferior da velocidade de bolha para esta faixa de pressão. Para as pressões de 0,4 a 1,6 MPa, tem-se um comportamento assimétrico da taxa de dissipação com valor de pico a 120° e maior taxa de dissipação na superfície inferior do tubo.

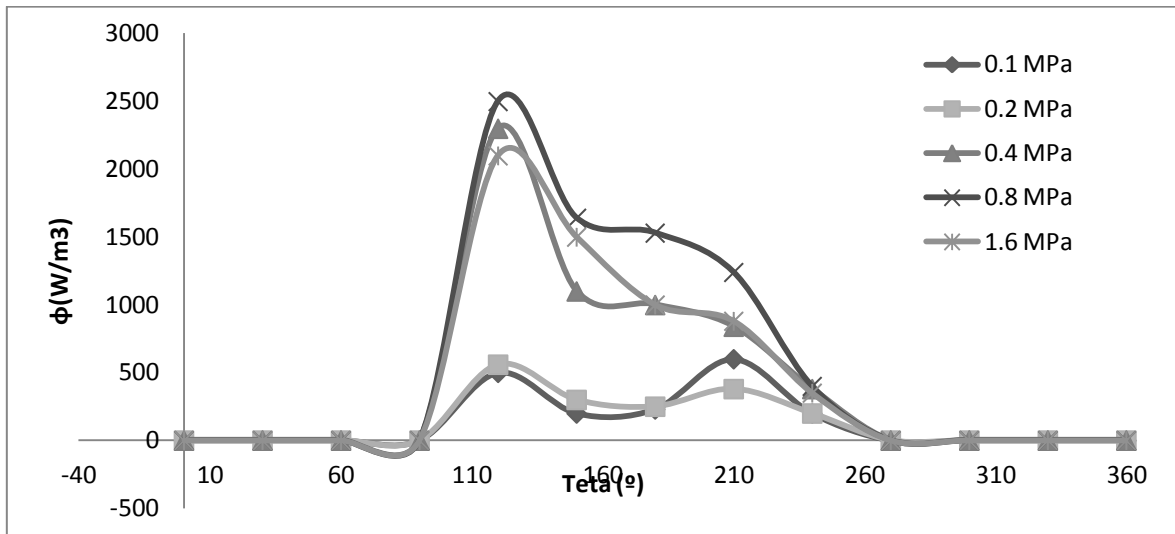


Figura 4.39 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Resultados Numéricos

Nas figuras, Figura 4.40 à Figura 4.44, apresentam-se os resultados numéricos relacionados com os resultados experimentais de WIMAN *et al.* (1995) para o arranjo I4 nas faixas de pressão de 0,1 à 1,6 MPa e velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s. A partir da análise dos resultados ilustrados pode-se dizer que o comportamento da taxa de erosão de energia cinética é semelhante para ambos, simulação e resultados experimentais.

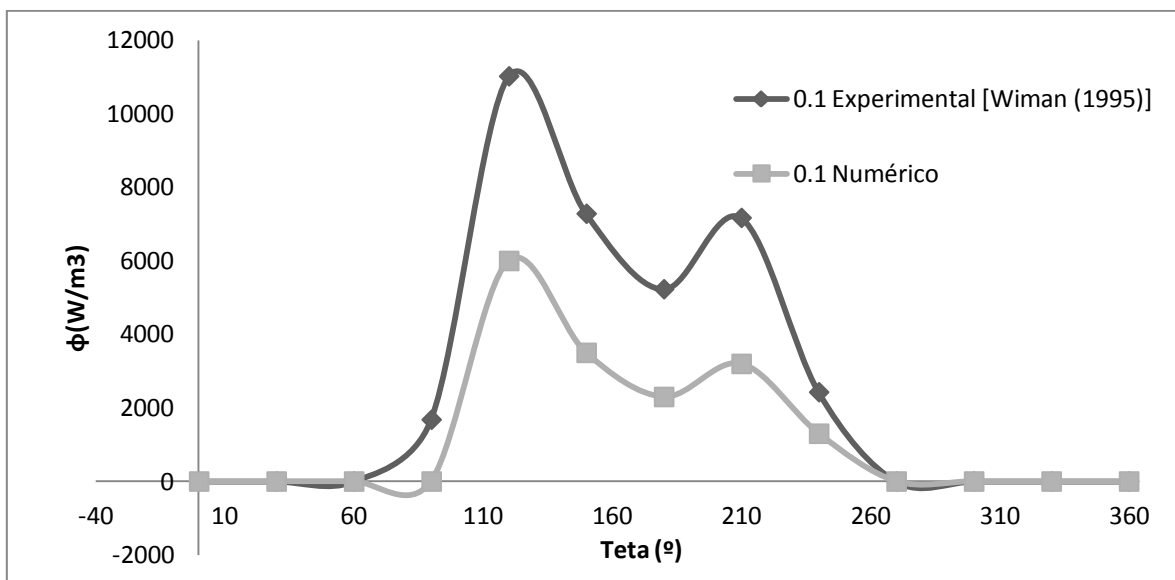


Figura 4.40 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4, Pressão de 0,1 MPa.

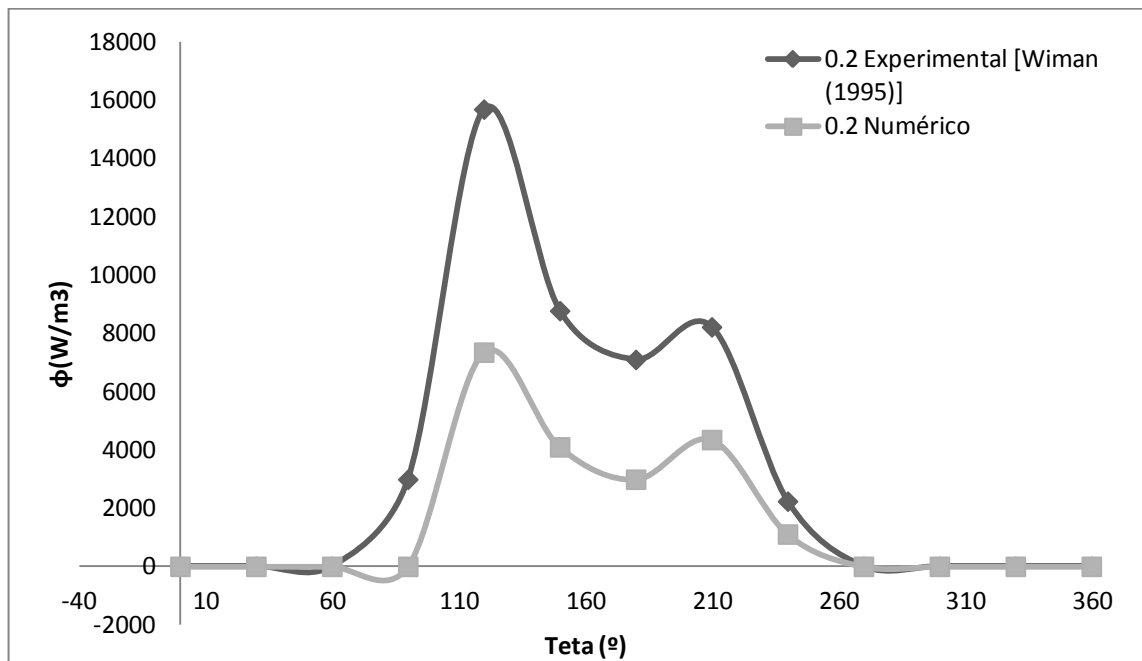


Figura 4.41 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4. Pressão de 0,2 MPa

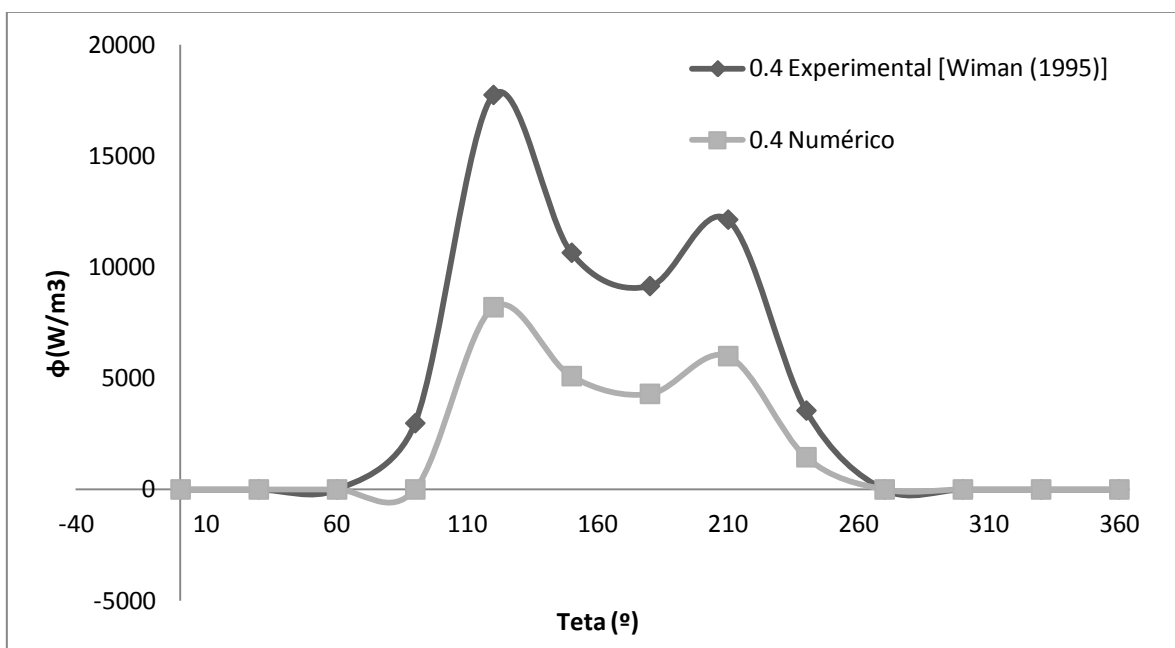


Figura 4.42 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4. Pressão de 0,4 MPa.

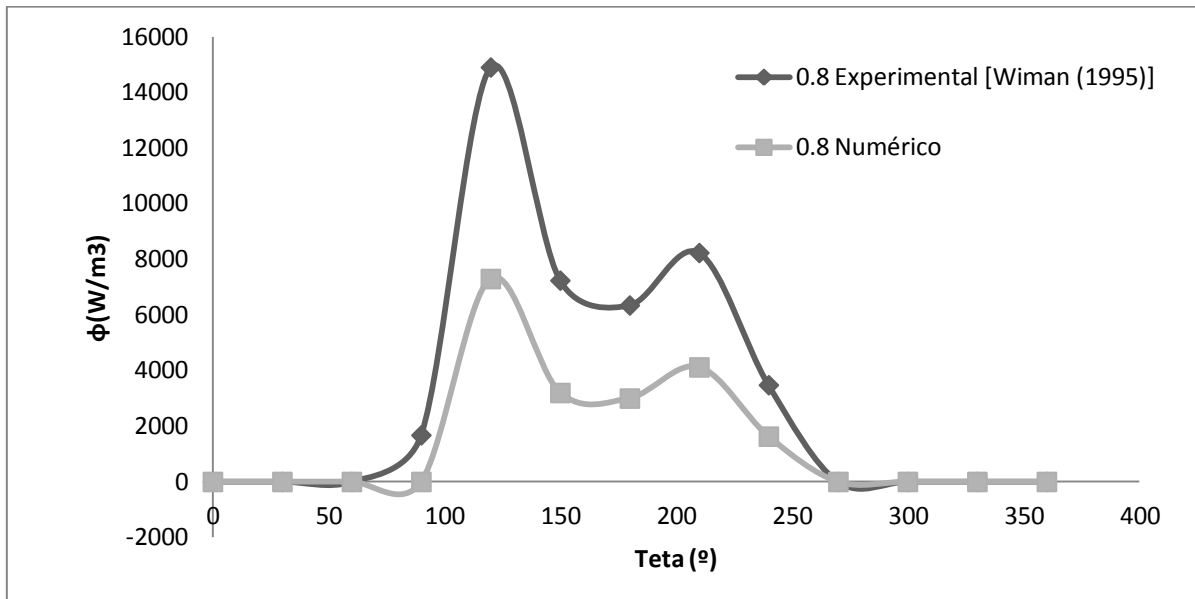


Figura 4.43 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4. Pressão de 0,8 MPa.

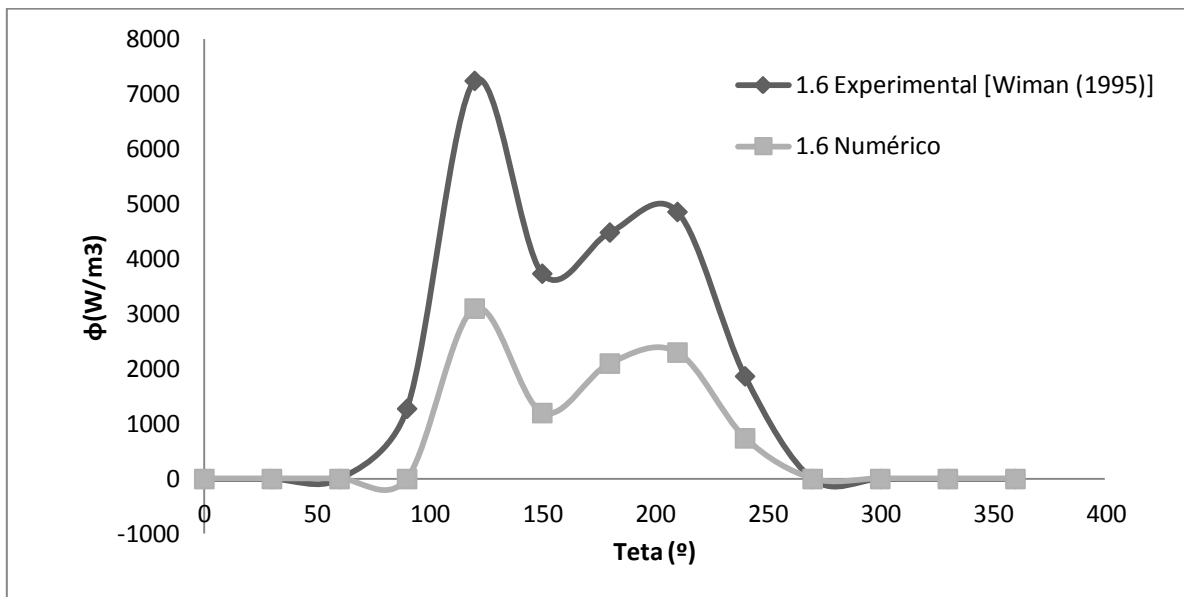


Figura 4.44 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4. Pressão de 1,6 MPa

Na Figura 4.45 são mostradas as curvas para as cinco faixas de pressões dos resultados numéricos para a taxa de dissipação média de energia cinética pela posição circunferencial para o arranjo I4 na velocidade de 0,6 m/s de gás em excesso. Para todas

pressões avaliadas, tem-se um comportamento assimétrico da taxa de dissipação com valor de pico a 120° e maior taxa de dissipação na superfície inferior do tubo. O maior valor de dissipação foi obtido na pressão de 0,4 MPa. Comparando-se com os resultados apresentados na Figura 4.39, pode-se indicar que o aumento da velocidade de gás em excesso, aumenta o efeito da taxa de dissipação de energia cinética.

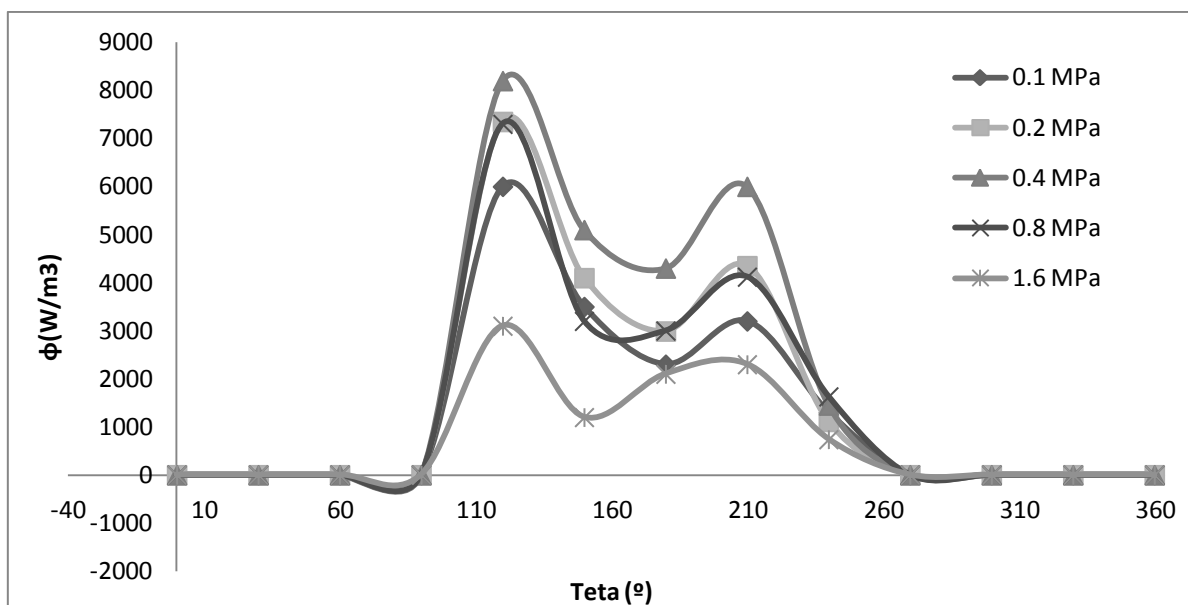


Figura 4.45 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo I4. Resultados Numéricos

Nas figuras, Figura 4.46 à Figura 4.50 apresentam-se os resultados numéricos relacionados com os resultados experimentais de WIMAN *et al.* (1995) para o arranjo S4 nas faixas de pressão de 0,1 à 1,6 MPa e velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s. A partir dos resultados ilustrados pode-se dizer que o comportamento da taxa de erosão de energia cinética é semelhante para ambos, simulação e resultados experimentais.

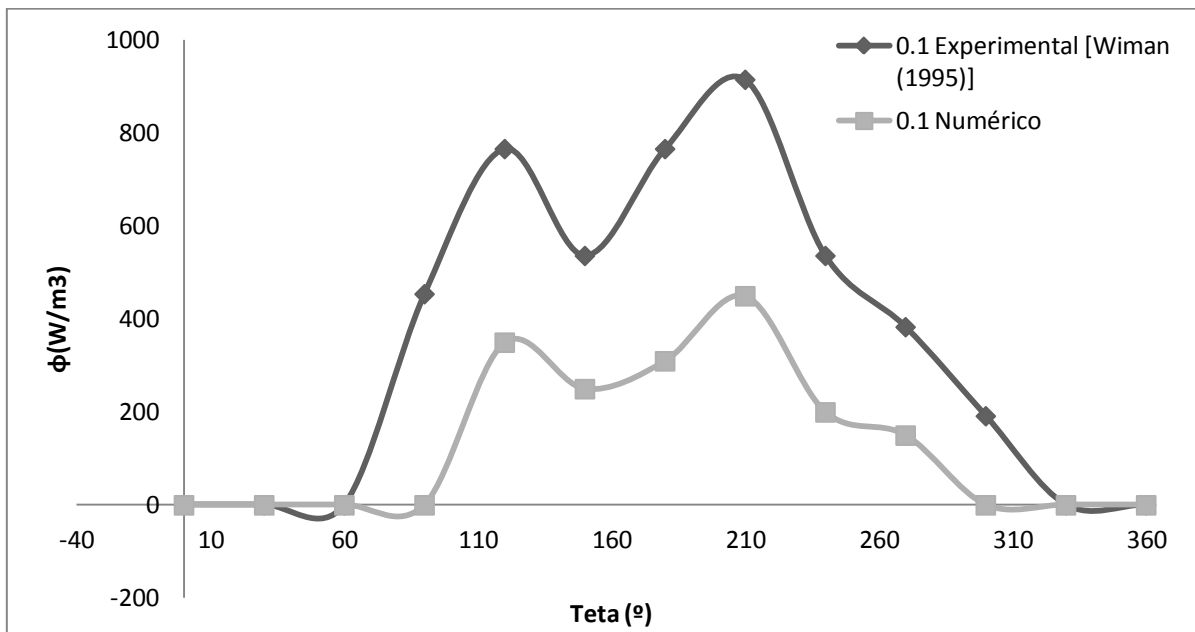


Figura 4.46 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,1 MPa.

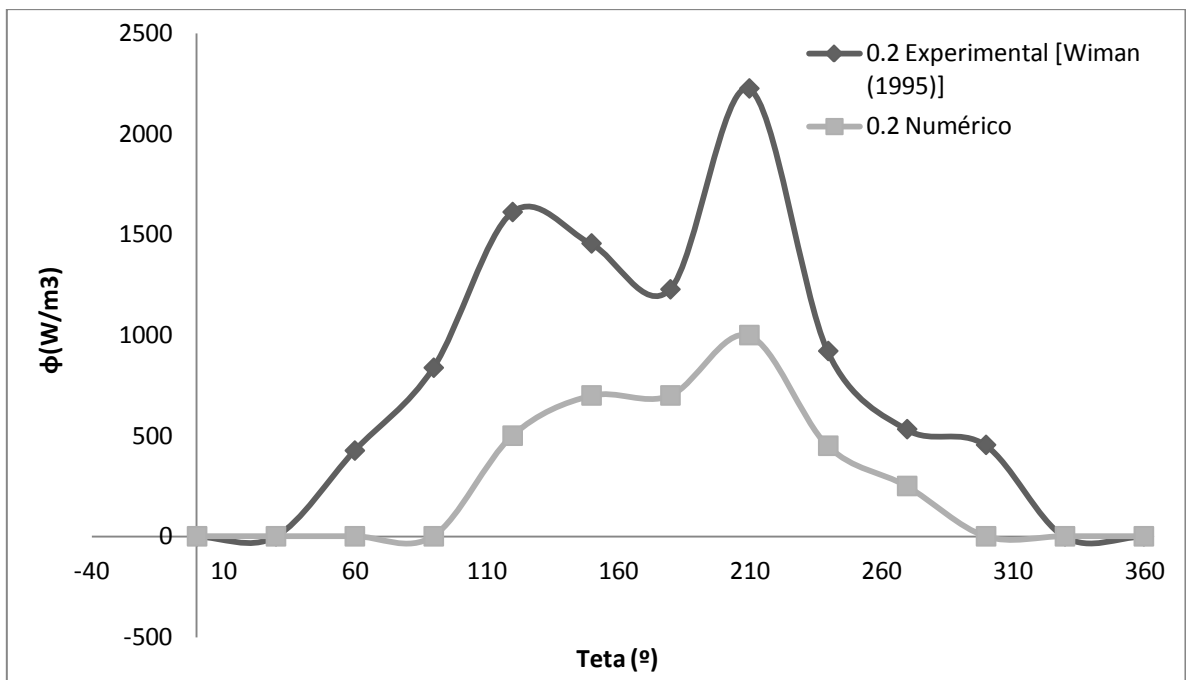


Figura 4.47 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,2 MPa.

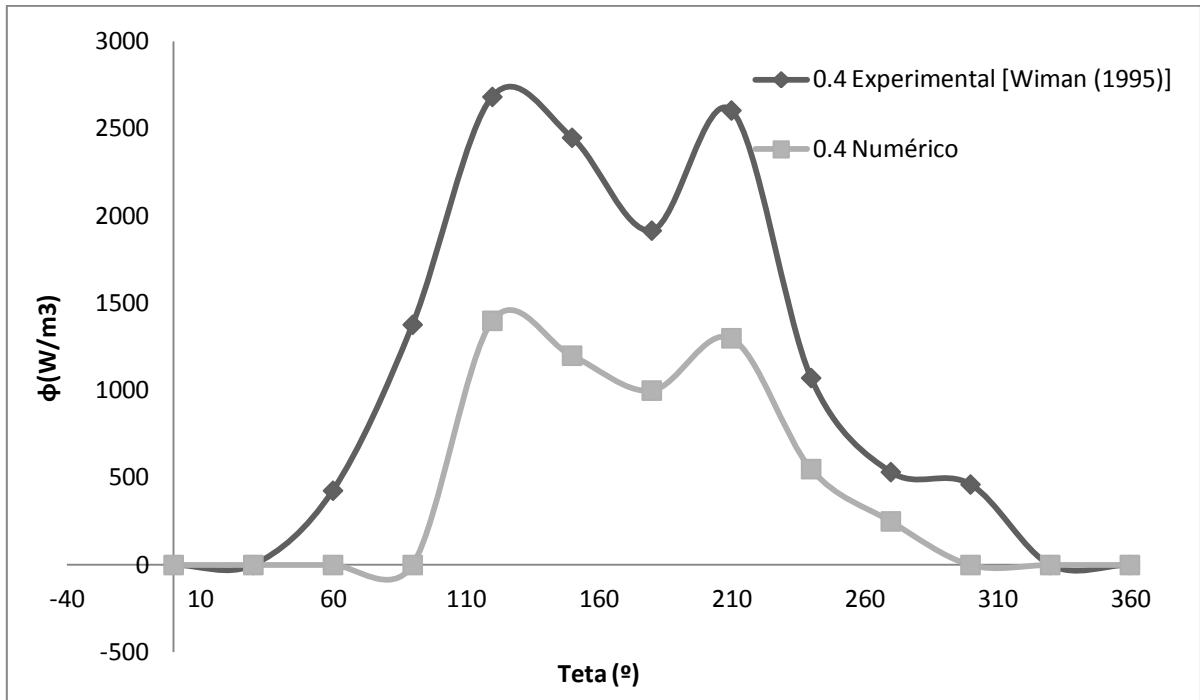


Figura 4.48 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,4 MPa

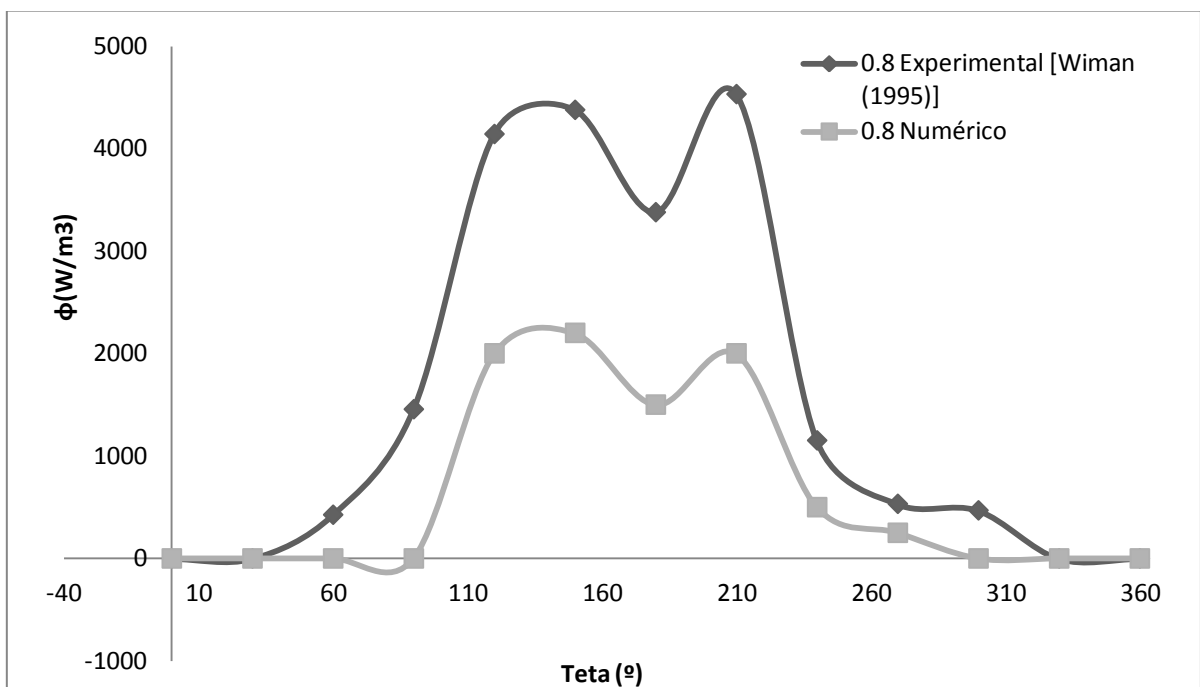


Figura 4.49 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,8 MPa

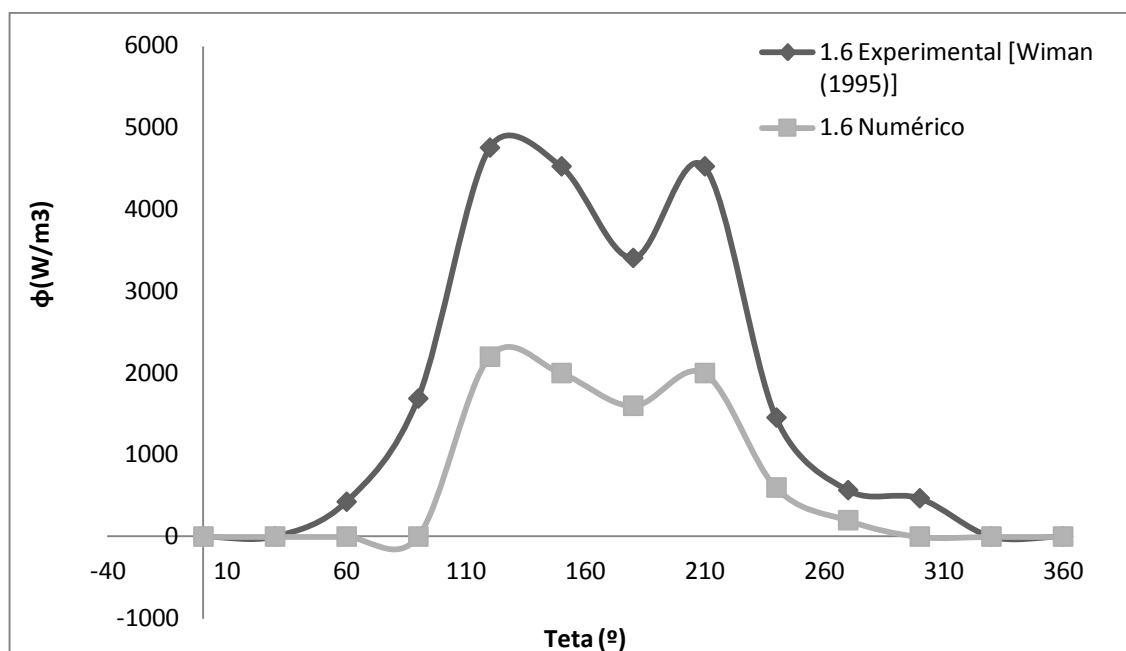


Figura 4.50 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 1,6 MPa

Na Figura 4.51 são mostradas as curvas para as cinco faixas de pressões dos resultados numéricos para a taxa de dissipação média de energia cinética pela posição circunferencial. Para a faixa de pressão mais baixa de 0,1 MPa e 0,2 MPa, tem-se um comportamento assimétrico da taxa de erosão média de energia cinética, com um valor de pico a 210° . Para as faixas de pressões mais altas de 0,4 MPa e 0,8 MPa, os resultados de dissipação apresentam-se de forma simétrica. Nas faixas de pressão de 0,8 MPa e 1,6 MPa, taxa de dissipação de energia cinética alcançadas são as mesmas, no entanto, os valores de pico foram obtidos em posições circunferenciais diferentes a 120° e 150° , para as pressões de 0,4 MPa, 0,8 MPa e 1,6 MPa, respectivamente.

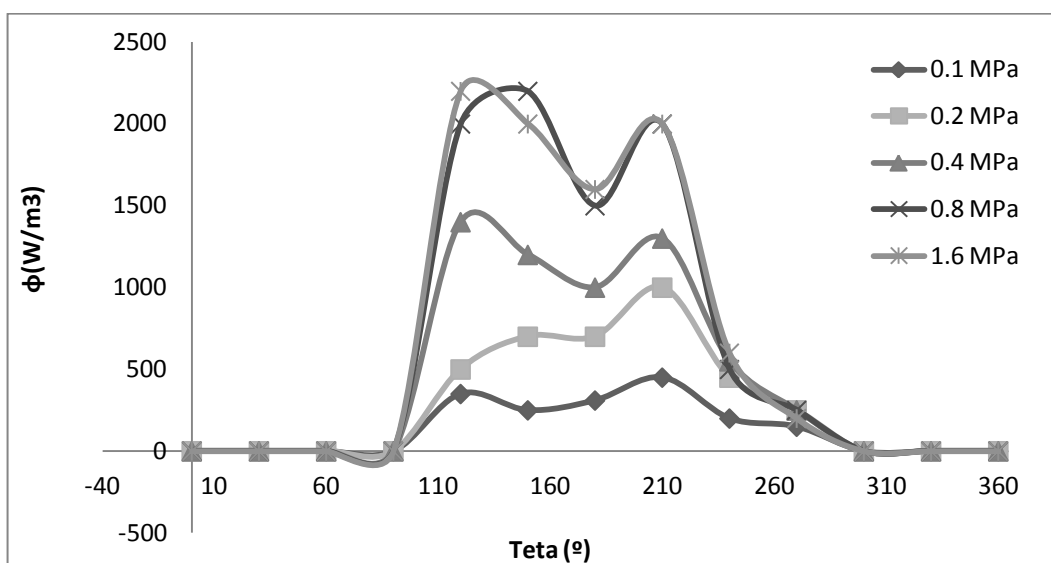


Figura 4.51 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Resultados Numéricos

Nas figuras, Figura 4.52 à Figura 4.56, apresentam-se os resultados numéricos relacionados com os resultados experimentais de WIMAN *et al.* (1995) para o arranjo S4 nas faixas de pressão de 0,1 à 1,6 MPa e velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s. A partir da análise dos resultados ilustrados pode-se dizer que o comportamento da taxa de erosão de energia cinética é semelhante para ambos, simulação e resultados experimentais.

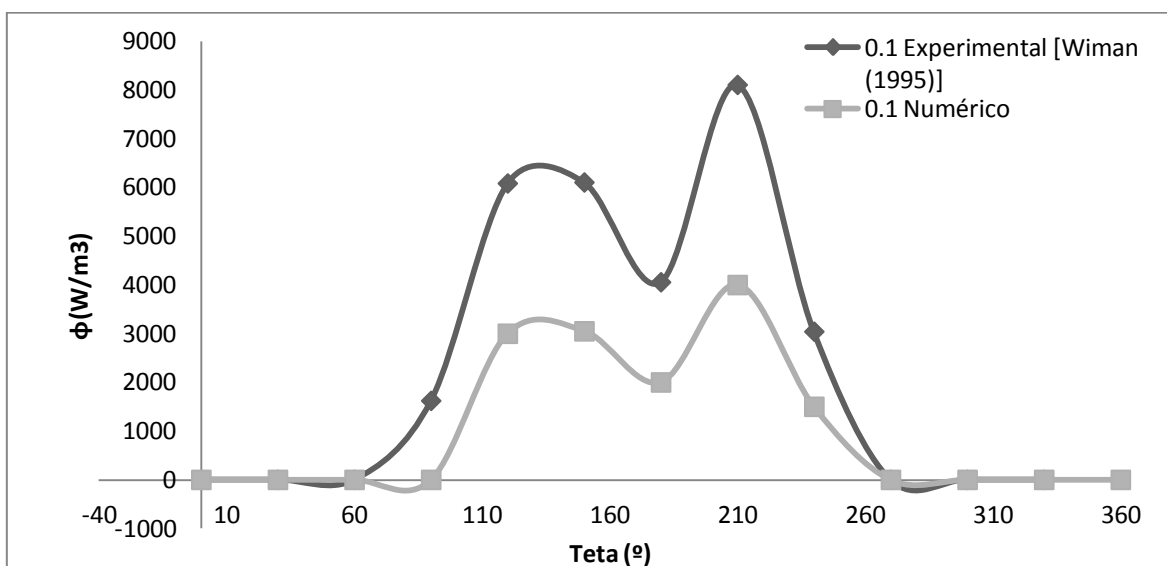


Figura 4.52 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,1 MPa.

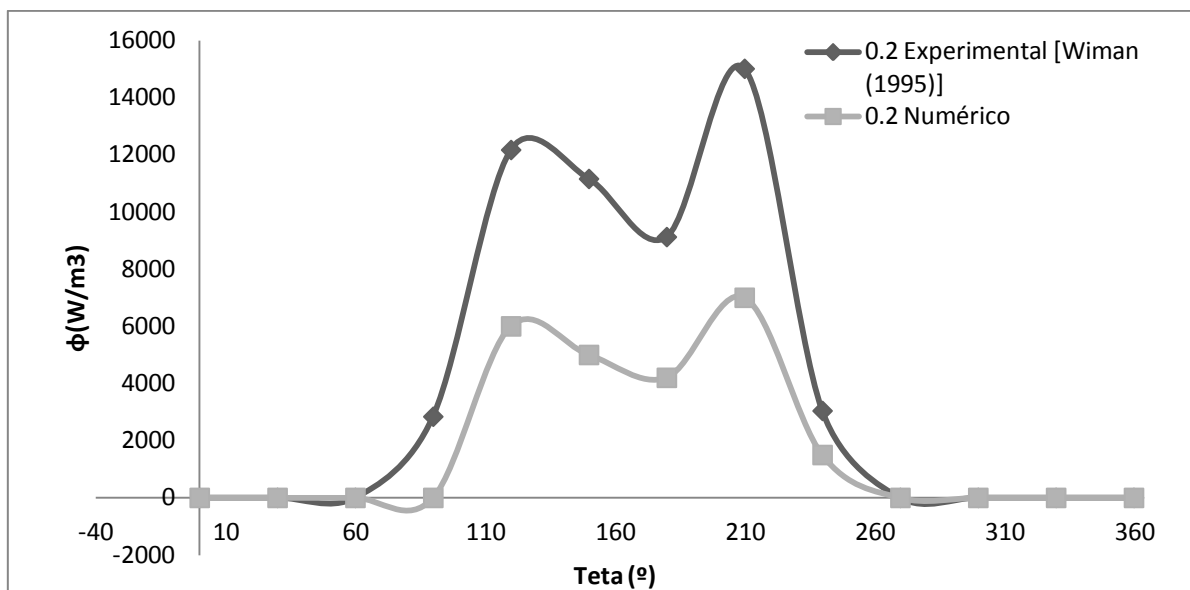


Figura 4.53 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,2 MPa.

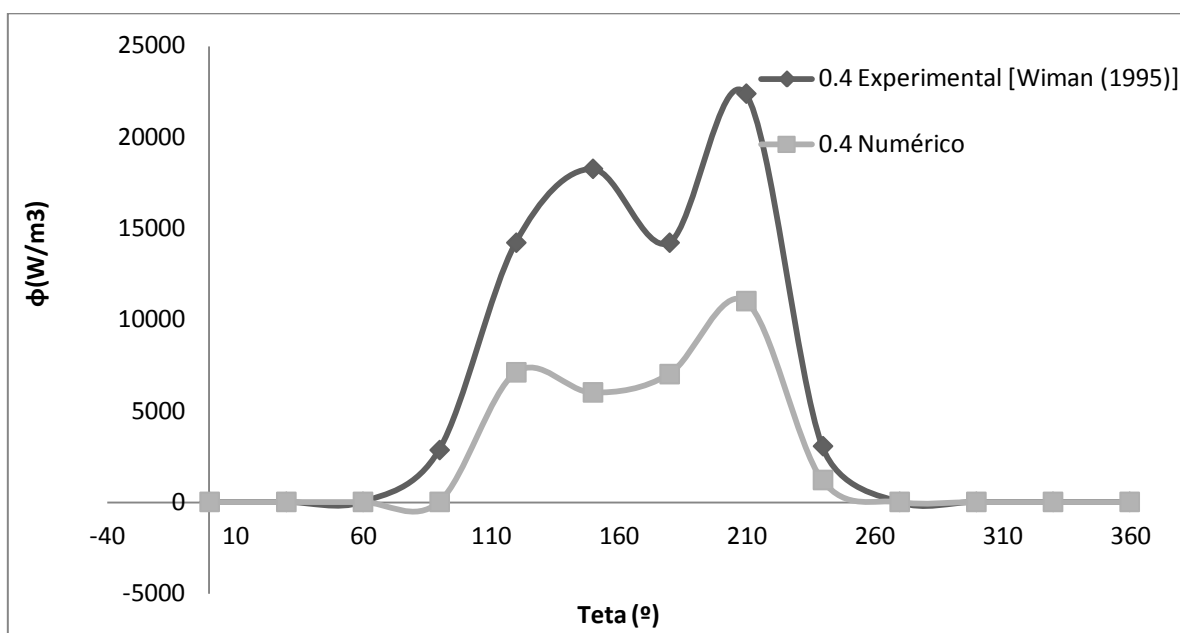


Figura 4.54 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,4 MPa.

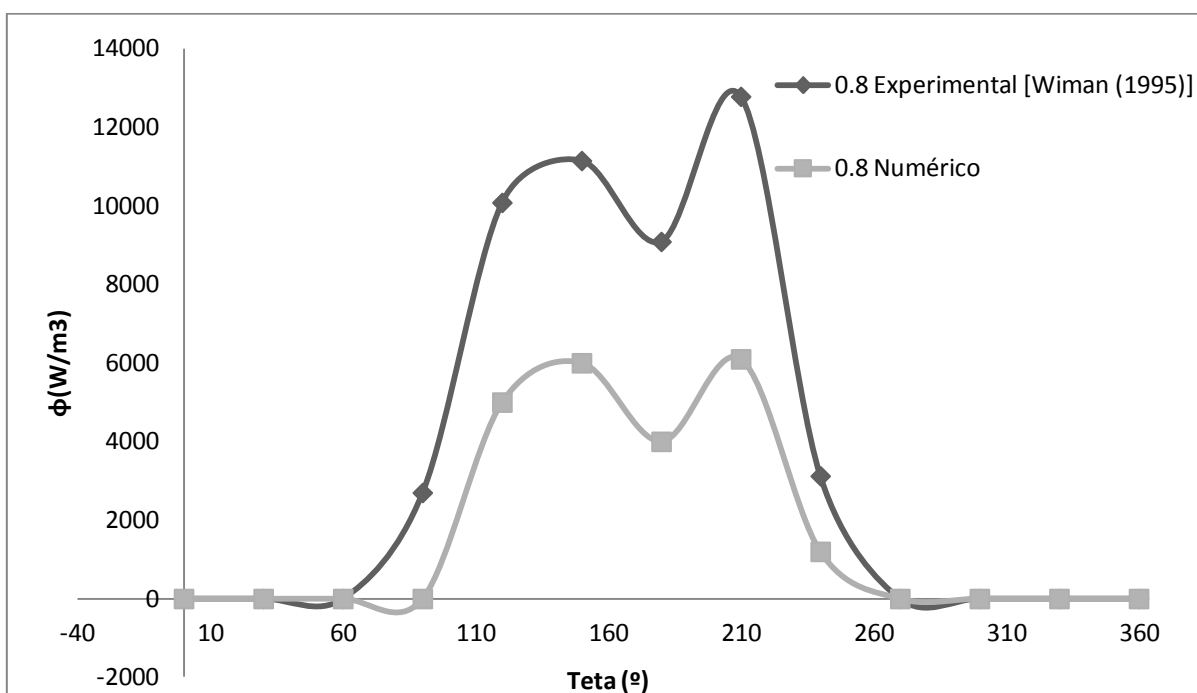


Figura 4.55 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 0,8 MPa.

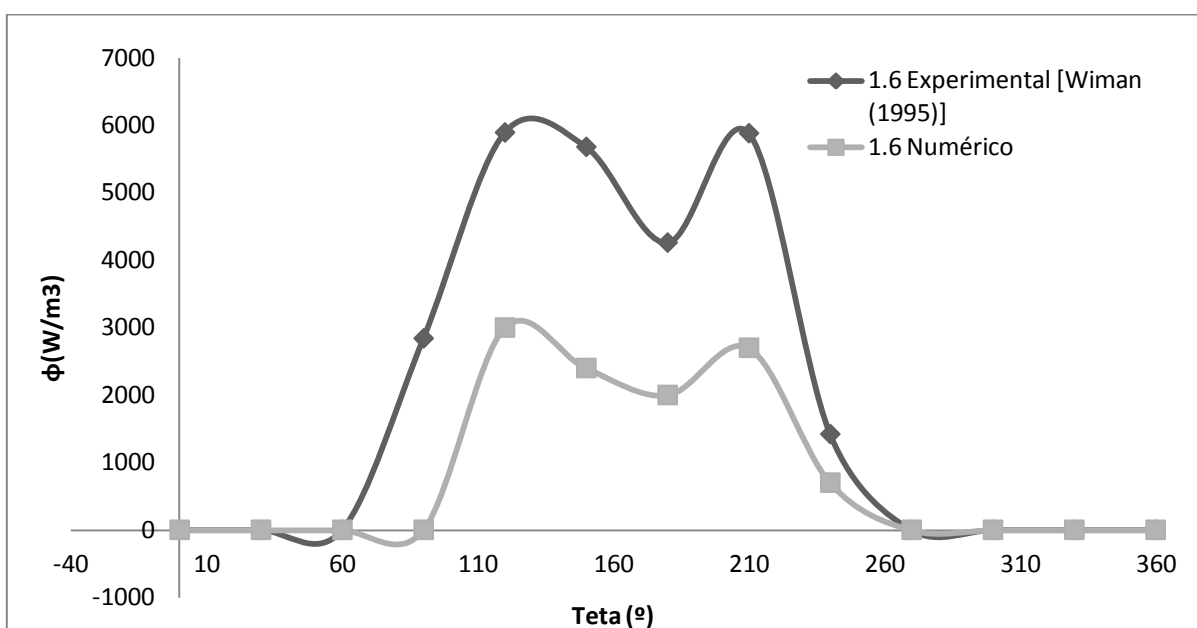


Figura 4.56 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Pressão de 1,6 MPa.

Na Figura 4.57 são mostradas as curvas para as cinco faixas de pressões dos resultados numéricos para a taxa de dissipação média de energia cinética pela posição circunferencial. Para a faixa de pressão mais baixa de 0,1 MPa e 0,2 MPa, tem-se um comportamento simétrico da taxa de erosão média de energia cinética, com valores de pico a 120° e 210°. Para a faixa de pressões mais altas de 0,4 MPa e 0,8 MPa, os resultados de dissipação apresentam-se de forma assimétrica, com valores de pico a 210°. A taxa de dissipação mais alta foi obtida para a pressão de 0,4 MPa. O valores de pico são maiores para a velocidade de gás em excesso de 0.6 m/s.

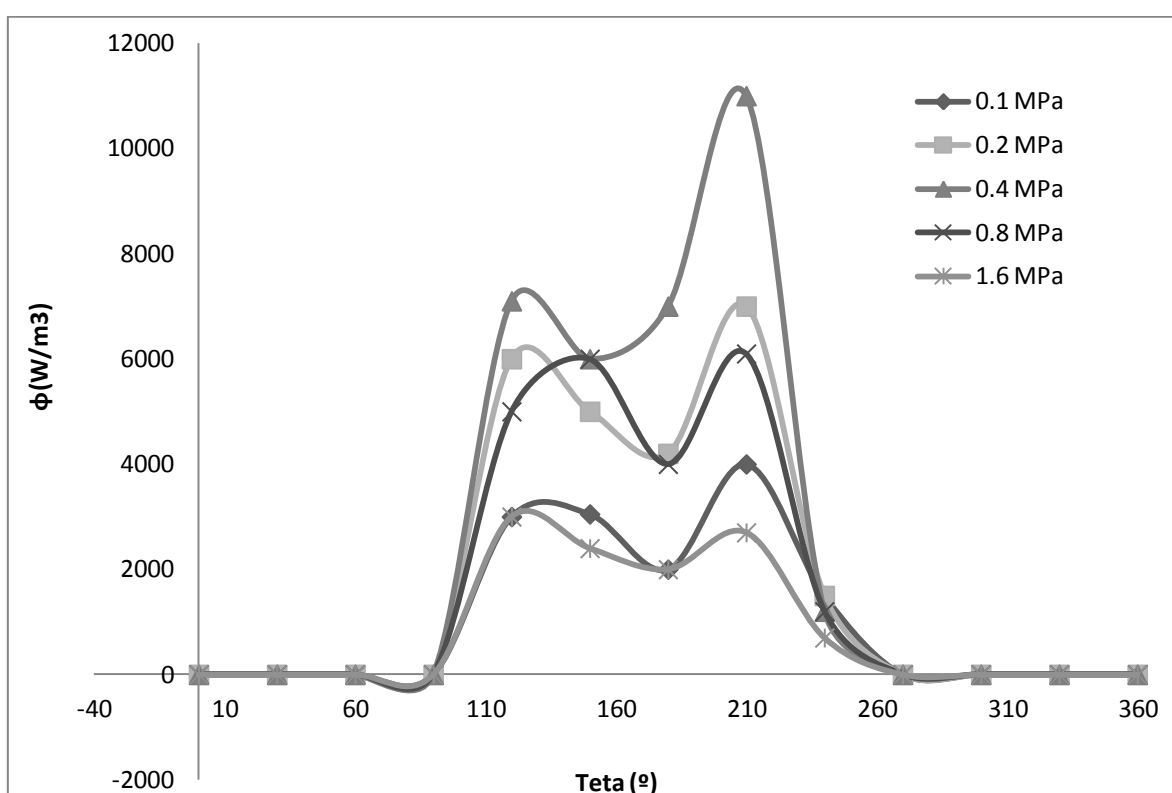


Figura 4.57 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4, Resultados Numéricos

Nas figuras, Figura 4.58 à Figura 4.62 apresentam-se os resultados numéricos relacionados com os resultados experimentais de WIMAN *et al.* (1995) para o arranjo S4D nas faixas de pressão de 0,1 MPa a 1,6 MPa e velocidade de gás em excesso de 0,2 m/s. A partir dos resultados ilustrados pode-se dizer que o comportamento da taxa de erosão de energia cinética é semelhante para ambos, simulação e resultados experimentais.

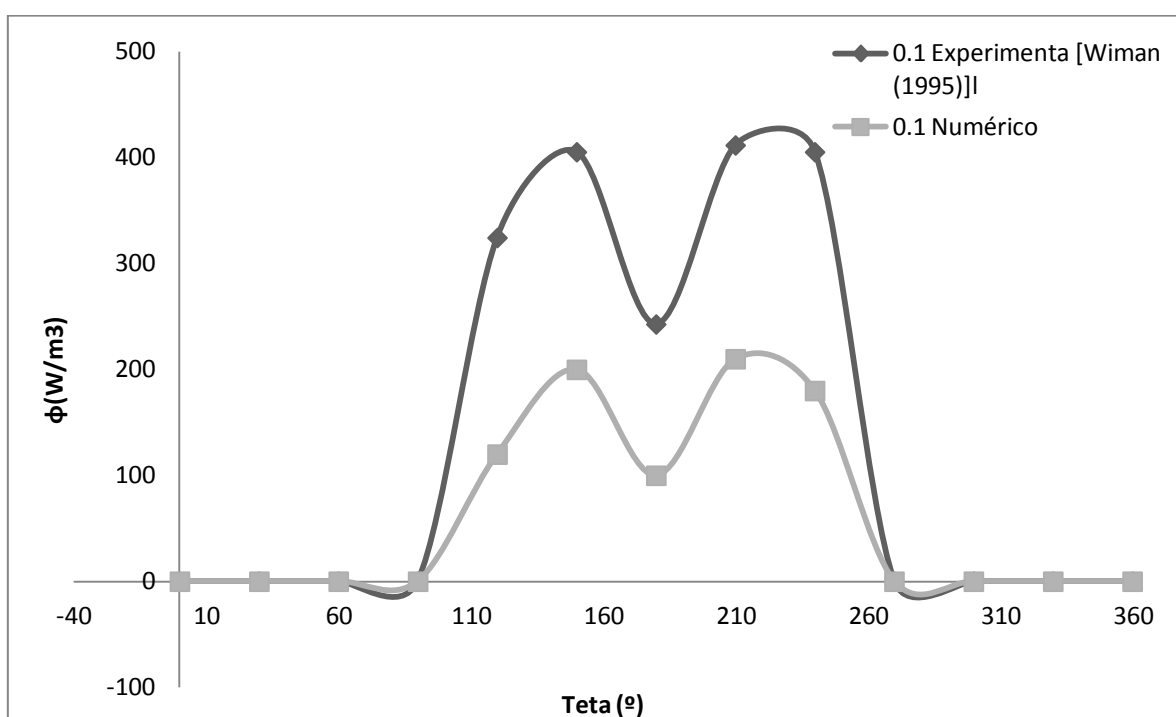


Figura 4.58 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,1 MPa.

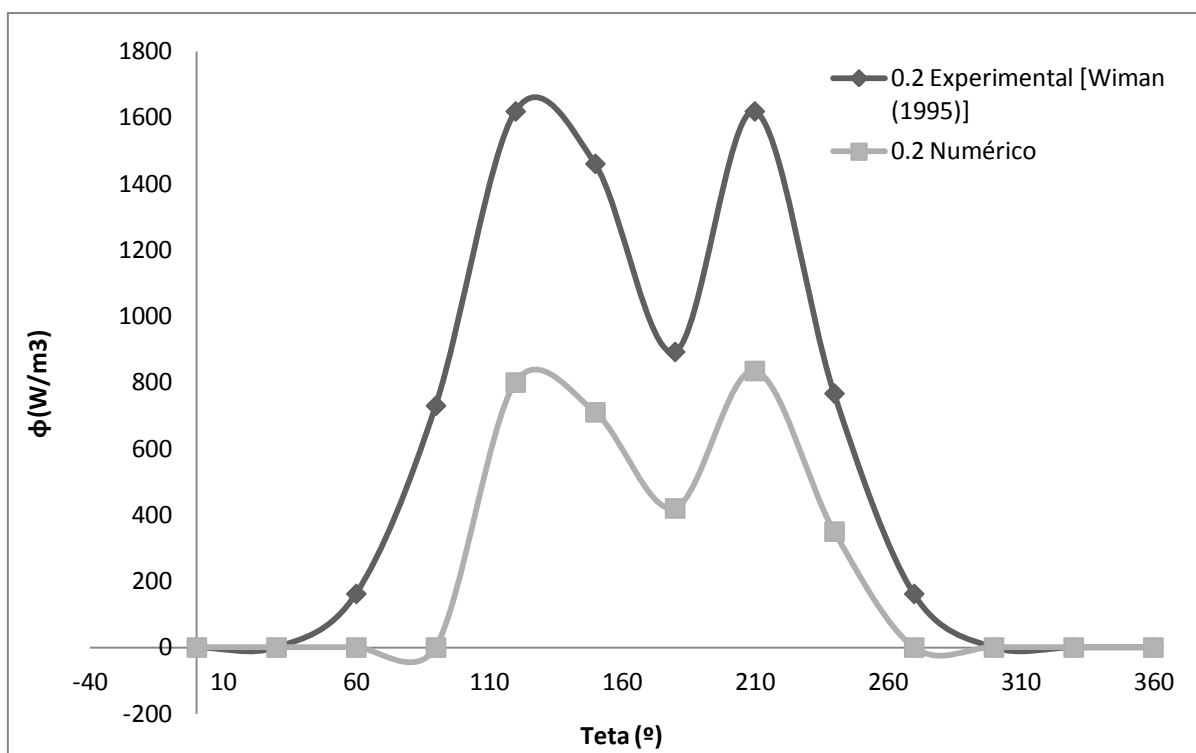


Figura 4.59 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,2 MPa.

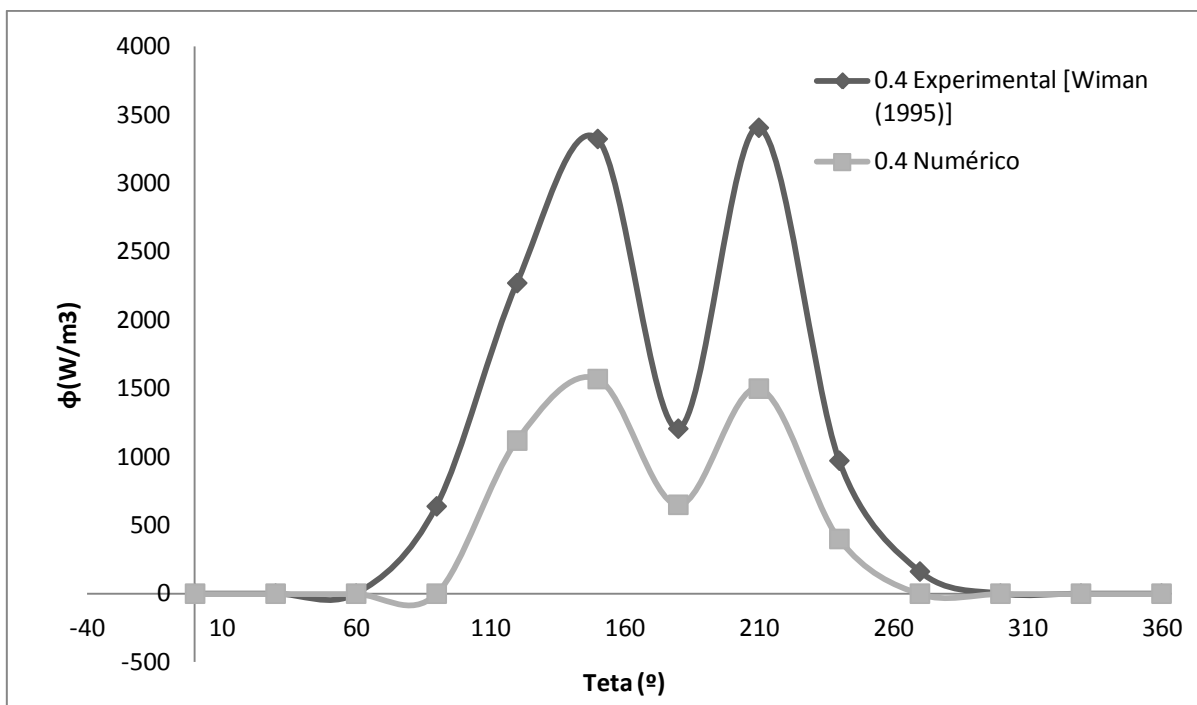


Figura 4.60 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,4 MPa.

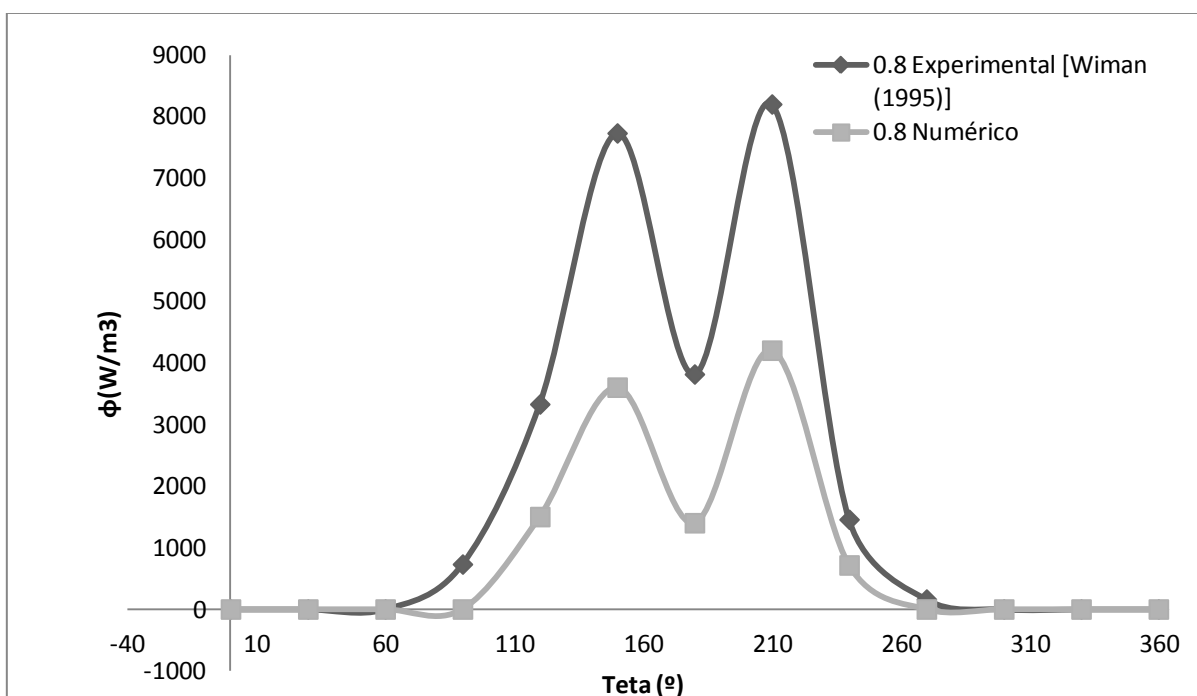


Figura 4.61 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,8 MPa

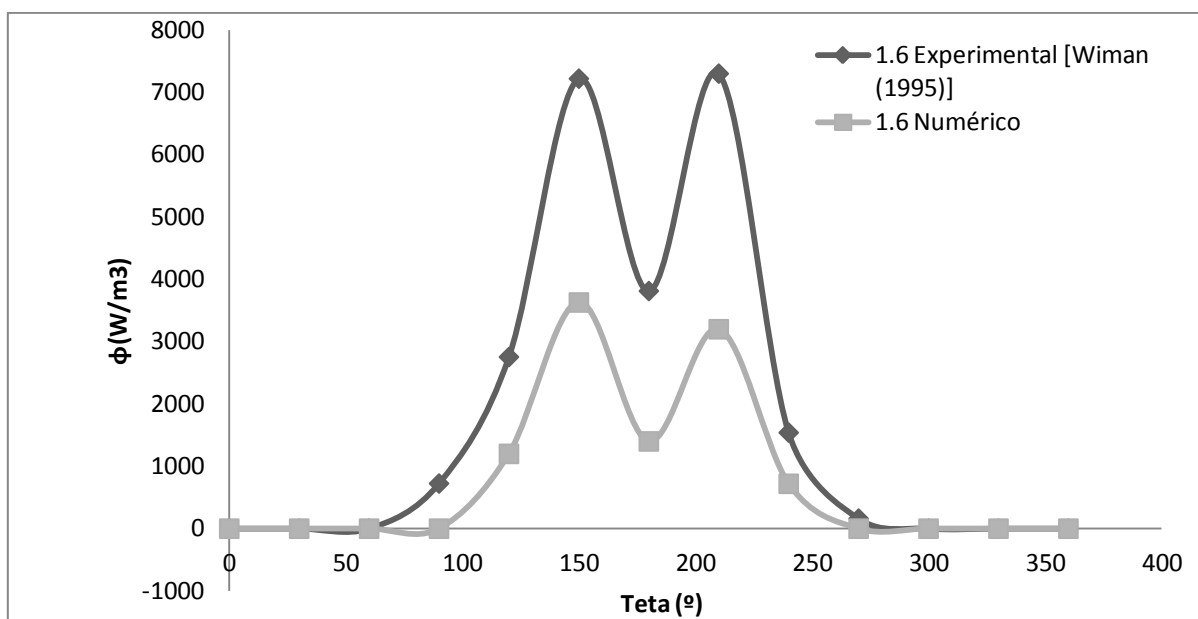


Figura 4.62 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 1,6 MPa.

Na Figura 4.63 são mostradas as curvas para as cinco faixas de pressões dos resultados numéricos para a taxa de dissipação média de energia cinética pela posição circunferencial. Para a faixa de pressão mais baixa de 0,1 MPa, 0,2 MPa e 0,4 MPa, tem-se um comportamento simétrico da taxa de erosão média de energia cinética, com valores de pico a 120 e 210°. Para a faixa de pressões mais altas de 0,8 MPa e 1,6 MPa, os resultados de dissipação apresentam-se de forma assimétrica, com valores de pico a 120° e 210°, respectivamente. O maior valor de dissipação foi obtido na pressão de 0,8 MPa.

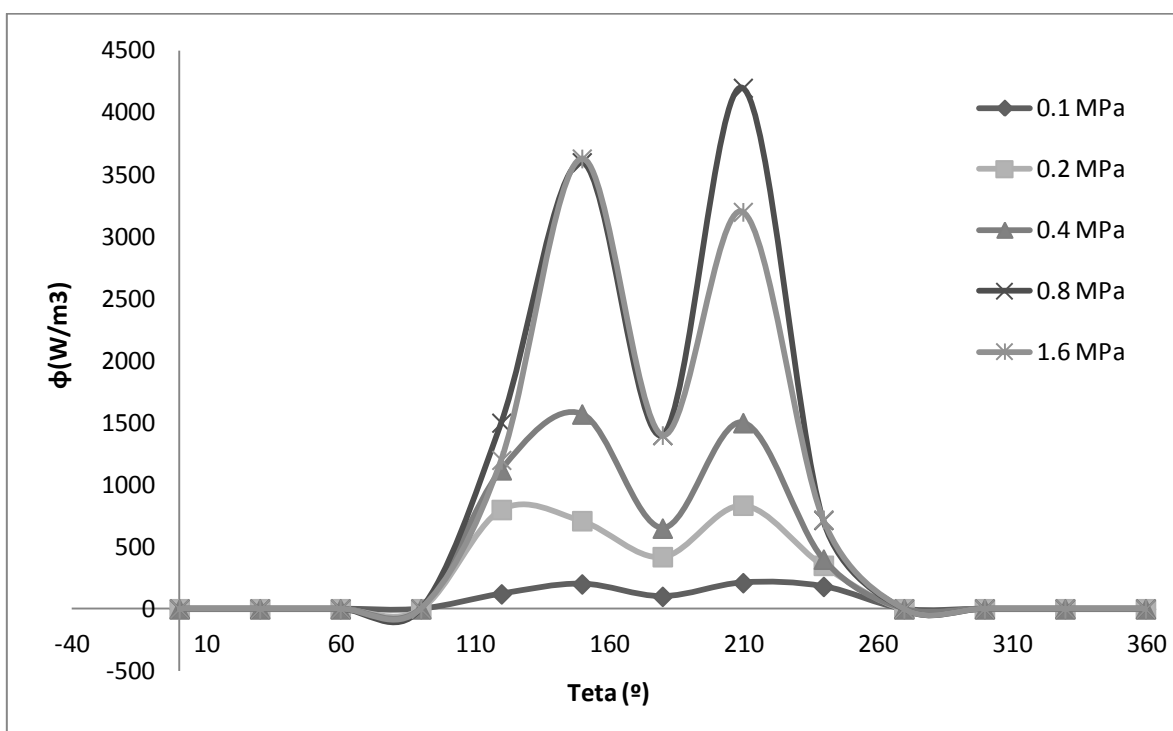


Figura 4.63 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Resultados Numéricos

Nas figuras, Figura 4.64 à Figura 4.68, apresentam-se os resultados numéricos relacionados com os resultados experimentais de WIMAN *et al.* (1995) para o arranjo S4D nas faixas de pressão de 0.1 MPa à 1.6 MPa e velocidade de gás em excesso de 0,6 m/s. A partir da análise dos resultados ilustrados pode-se dizer que o comportamento da taxa de erosão de energia cinética é semelhante para ambos, simulação e resultados experimentais.

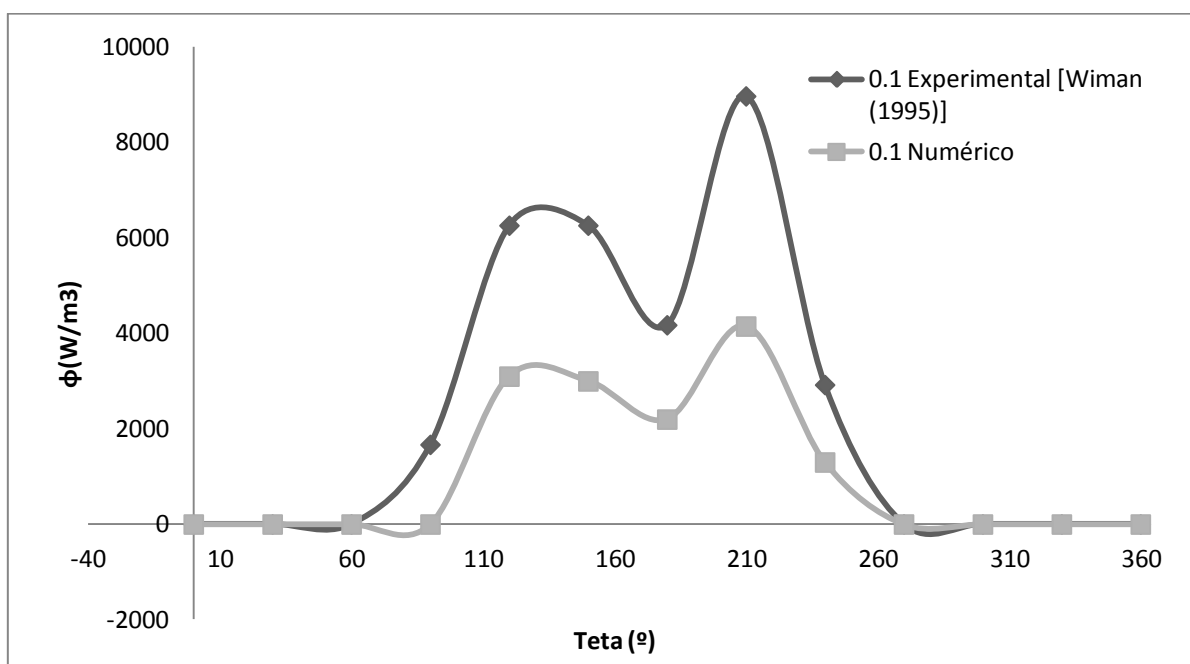


Figura 4.64 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,1 MPa

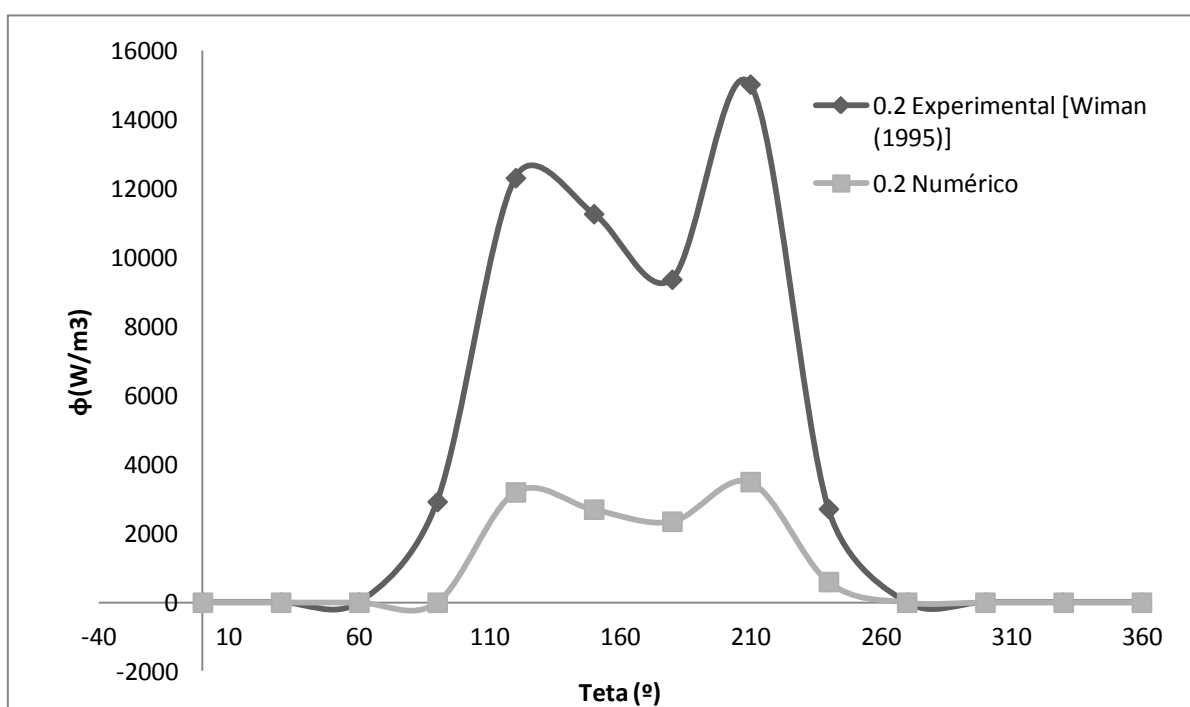


Figura 4.65 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,2 MPa

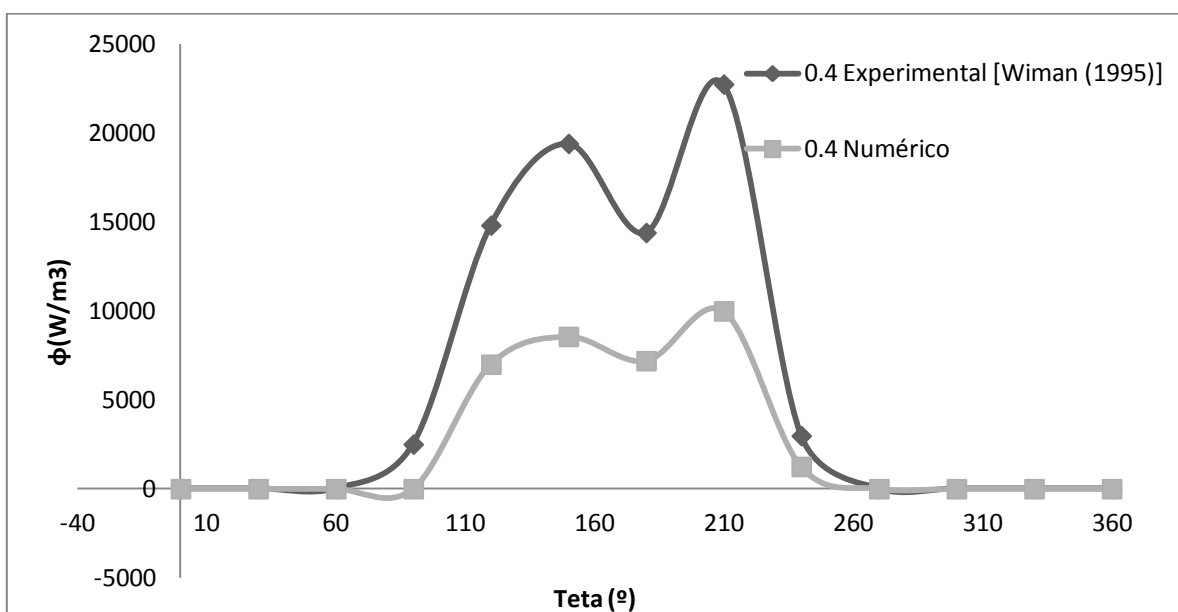


Figura 4.66 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,4 MPa

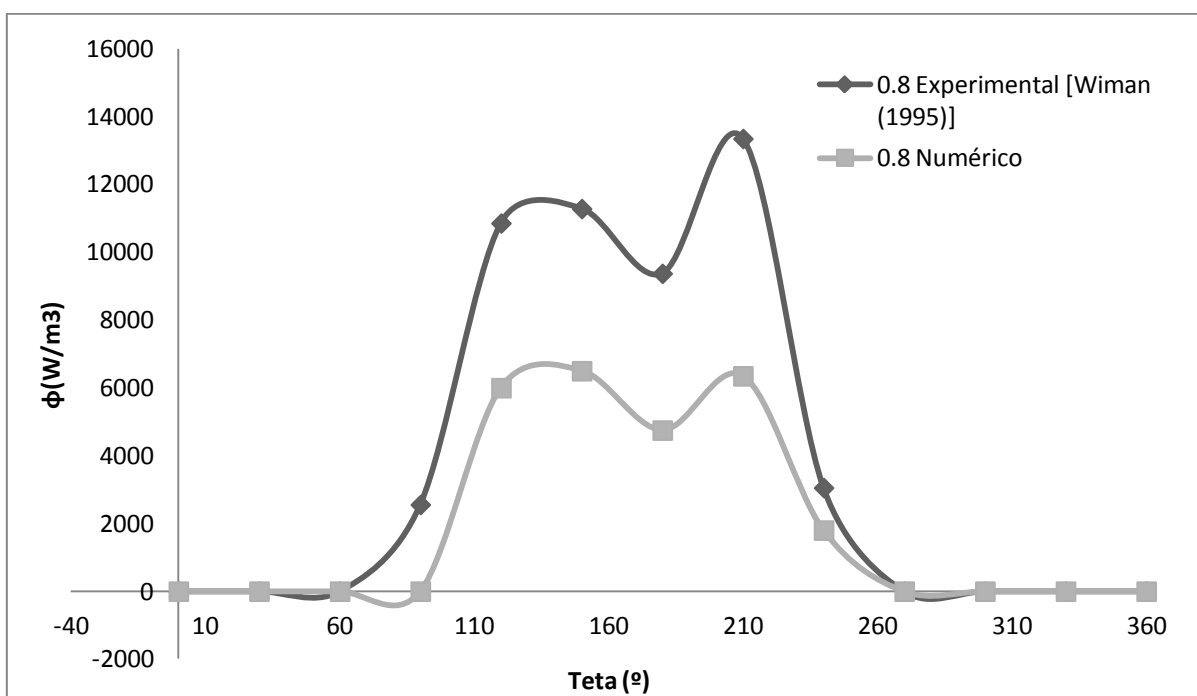


Figura 4.67 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 0,8 MPa

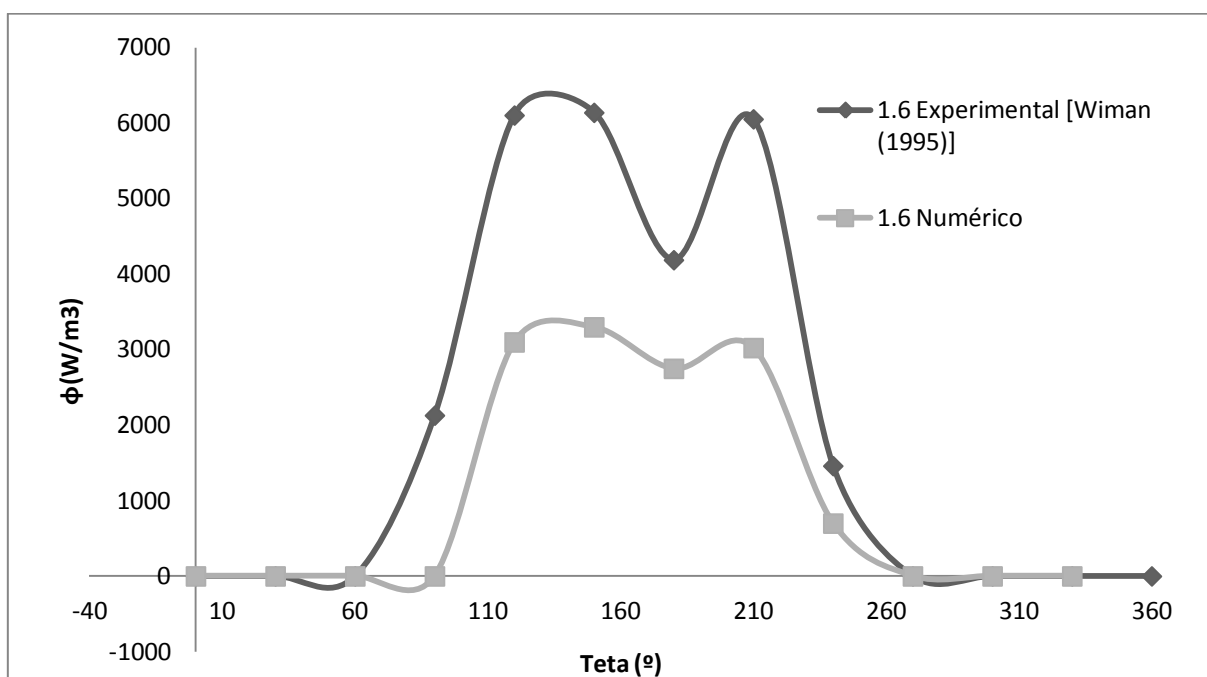


Figura 4.68 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m^3) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Pressão de 1,6 MPa

Na Figura 4.69. são mostradas as curvas para as cinco faixas de pressões dos resultados numéricos para a taxa de dissipação média de energia cinética pela posição circunferencial. Para a faixa de pressão mais baixa de 0,1, 0,4 e 0,8 MPa, tem-se um comportamento assimétrico da taxa de erosão média de energia cinética, com um valores de pico 210°. Para a faixa de pressões de 0,2 à 1,6 MPa, os resultados de dissipação apresentam-se de forma simétrica, com valores de pico a 120° e 210°. O maior valor de dissipação de energia cinética foi obtido na pressão de 0,4 MPa. Entretanto, com o aumento da velocidade de gás em excesso, diminuiu-se os valores de dissipação de energia cinética média na pressão mais extrema. Através dos resultados simulados pode-se indicar que não existem diferenças nas taxas de dissipação para as faixas de pressão de 0,1, 0,2 e 1,6 MPa.

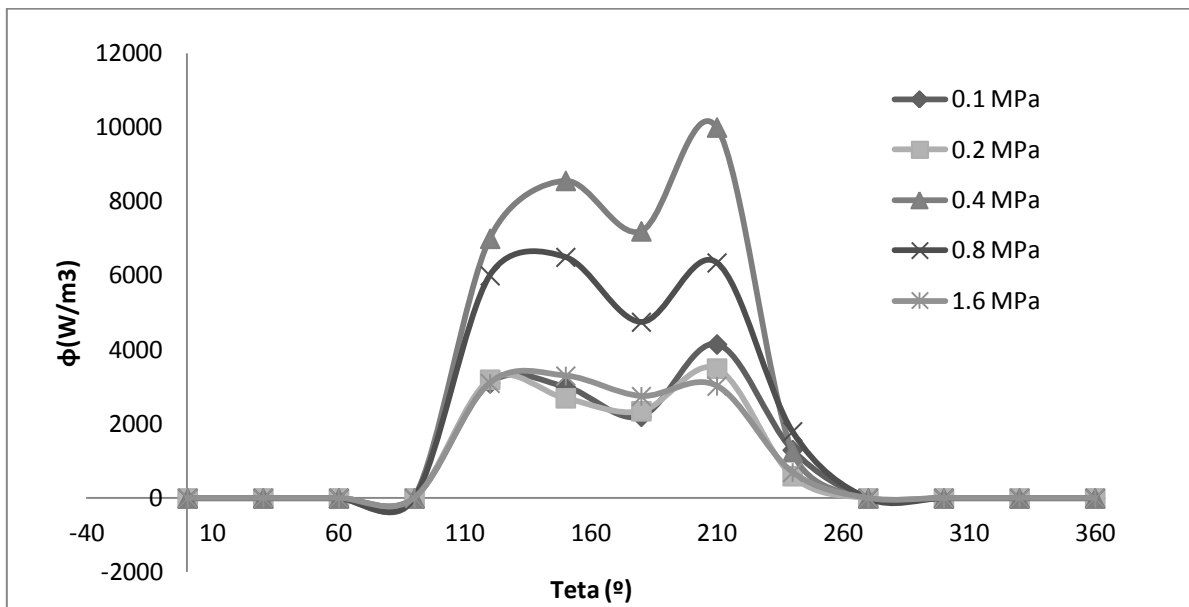


Figura 4.69 – Taxa temporal média de Energia Cinética (W/m³) pela posição circunferencial, Arranjo S4D, Resultados Numéricos

5 - RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo estão reunidas as conclusões gerais obtidas nesta dissertação, assim como, algumas proposições para elaboração de trabalhos futuros em sistemas de leitos fluidizados com tubos imersos.

5.1 - Conclusões Gerais

A principal conclusão extraída do problema fundamental para o sistema de leitos fluidizados com tubos imersos, isto é, a transferência de quantidade de movimento e suas implicações sobre a fluidodinâmica de bolha é:

- O modelo de dois fluidos conseguiu propiciar resultados numéricos próximos dos resultados experimentais para frequência e velocidade média de bolha, entretanto não se adaptava de forma coerente para descrever o comprimento médio de bolha;
- Estudar dois diâmetros de partícula para o arranjo de tubos mais denso, proporcionou concluir de forma clara que o diâmetro médio de partícula não influencia nos parâmetros fluidodinâmicos de bolha;
- Verificou-se também que o arranjo geométrico dos tubos influencia diretamente sobre o comportamento fluidodinâmico de formação de bolhas, pois os tubos acabam por ser responsáveis pelo seu mecanismo de divisão;
- O modelo de erosão em monocamada de energia cinética foi capaz de prever corretamente o comportamento da erosão com relação a posição circunferencial apesar de apresentar valores abaixo dos encontrados experimentalmente.
- Evidenciou-se que a presença dos obstáculos imersos influenciam na taxa de erosão pois alteram o comportamento fluidodinâmico do leito fluidizado promovendo o desgaste do tubo imerso em diferentes posições circunferenciais;
- Quanto mais denso o banco de tubos menor será a sua taxa de energia cinética temporal média e conseqüentemente sua erosão. No arranjo de tubos T2, com

apenas dois tubos imersos, foram registrados os maiores valores para a taxa de energia cinética temporal média.

5.2 - Sugestão para Trabalhos Futuros

Alguns direcionamentos para trabalhos futuros são agora sugeridos. Estes contemplam aperfeiçoamentos na modelagem, bem como o estudo de novas variações geométricas fazendo utilização do código MFIX (*Multiphase Flow with Interphase eXchange*).

- Introdução do fenômeno de transferência de calor;
- Estudo de sistemas com tubos transversos;
- Estudo de outras configurações de tubos estudadas por outros autores, como S6D (WIMAN & ALMSTED, 1997), S3, N3 (HULL *et al.*,1999, ASEGEHEGN *et al.*,2011);
- Aplicar o modelo de erosão de fluxo granular;
- Utilização do método de elemento discreto para definição dos parâmetros fluidodinâmicos;
- Montar um equipamento de leito fluidizado em bancada para o estudo experimental dos fenômenos de transferência de quantidade de movimento, transferência de calor e taxa de erosão.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACHIM, D., EASTON, A. K., SCHWARZ, M. P., WITT, P. J., ZAKHARI, A., Tube Erosion Modelling in a Fluidized Bed. *Applied Mathematical Modelling*, p. 191-201, 2002.
- ANDERSON, T. B., JACKSON, R., A Fluid Mechanical Description of Fluidized Beds Equations of Motion, *Industrial e Engineering Chemistry Fundamentals*, p. 527 – 539, 1967
- ASEGEHEGN, T. W., KRAUTZ, H. J. SCHREIBER, M. Numerical Study of a Gás-Sólido Fluidized Beds Hydrodynamics : Influence of Immersed Horizontal Tubes and Data Analysis. *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, p. 1-39, 2011.
- BEDFORD, A., DRUMHELLER, D.S., Recent Advances: Theories of Immiscible and Structured Mixtures. *International Journal of Engineering Science*, p. 863-960, 1983
- BIRD, R.B. STEWART, W.E. LIGHTFOOT, Transport Phenomena. *John Wiley e Sons, New York, 2002.*
- BOEMER, A., QI, H., RENZ, U., Eulerian Simulation of Bubble Formation at a Jet in a Two-Dimensional Fluidized Bed, *International Journal of Multiphase Flow*, p. 927-944, 1997.
- BOUILLARD, J. X., LYCZKOWSKI, R. W., GIDASPOW, D., Porosity Distributions in a Fluidized Bed with an Immersed Obstacle, *AIChE Journal*, p. 908-922, 1989
- BOWEN, R.M., Theory of Mixtures, *Continuum Physics*, p. 1-127, 1976.
- BUSCIGLIO, A., VELLA, G., MICALÈ, G., RIZZUTI, L., Analysis of the Bubbling Behaviour of 2D Gas Solid Fluidized Beds Part I. Digital Image Analysis Technique. *Chemical Engineering Journal*. p. 398-413, 2008.
- CEBECI, T., SHAO, J. P., KARYEKE, F., LAURENDEAU, E., Computational Fluid Dynamics for Engineers. Horizon Publishing Inc, USA, 2005.
- CHAPMAN, S., COWLING, T. G., The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, *Cambridge University Press, Cambridge, 1970.*
- CLIFT, R., GRACE, R., Continuous Bubbling and Slugging, in: DAVIDSON, R., CLIFT, R., HARRISON, D., Fluidization, *Academic Press, London, p-73-132, 1985.*

- CRAWFORD, C.W., PLUMB, O.A., The Influence of Surface Roughness on Resistance to Flow Through Packed Beds. *Journal of Fluids Engineering.*, p. 343-347, 1986.
- DALLA VALLE, J.M, Micromeritics. Pitman, London, 1948.
- DARTON, R., NAUZE, R., DAVIDSON, J., HARRISON, D., Bubble Growth Due to Coalescence in Fluidized Beds. *International Journal of Chemical Engineering*, p. 274-280, 1977.
- DAVIDSON, J., HARRISON, D., Fluidized Particles. *Cambridge University Press*, Londres, 1963.
- DIETIKER, J., MFIX : Cartesian Grid User Guide, Morgantown, 2009.
- DING, J., GIDASPOW, D., A Bubbling Fluidization Model using Kinetic Theory Applied to Fluidization. *AiChE Journal*, p. 523-538, 1990.
- DING, J., LYCZKOWSKI, R. W., BURGE, S.W., GIDASPOW, D., Three-Dimensional Models of Hydrodynamics and Erosion in Fluidized Bed Combustors. *American Insitutue of Chemical Engineers Symposium Series*, 85-98, 1992
- ENWALD, H., PEIRANO, E., ALMSTED, A., Eurlian Two-Phase Flow Theory Applied to Fluidization, *International Journal of Multiphase Flow*, p-21-66, 1996.
- ENWALD, H. PEIRANO, E., Gemini: A Cartesian Multiblock Finite Difference Code for Simulation of Gas- Particle Flow. *Departament of Thermo and Fluid Dynamics*, Chalmers University, 1997.
- ENWALD, H., ALMSTED, A., Fluid Dynamics of a Pressurized Fluidized Bed: Comparison between Numerical Simulations form Two-Fluid Models and Experimental Results, *Chemical Engineering Science*, p. 329-342, 1999.
- ENWALD, H., PEIRANO, E., ALMSTED, A. E., LECKNER, B., Simulation of the Fluid Dynamics of a Bubbling Fluidized Bed: Experimental Validation of the Two-Fluid Model and Evaluation of a Parallel Multiblock Solver. *Chemical Engineering Science*, p. 21-66, 1999.
- ERGUN, S., Fluid-Flwo Through Packed Columns. *Chemical Engineering Progress*, p. 91-94, 1952.

- FINNIE, I., Erosion of surfaces by solid particles. *Wear*, p. 87- 103, 1960
- GAMWO, I. K., SOONG, Y., LYCZKOWSKI, R. W., Numerical Simulation and Experimental Validation of Solids Flows in a Bubbling Fluidized Bed. *Powder Technology*, p.117-129, 1999.
- GANSER,G. H., A Rational Approach to Drag Prediction of Spherical and Nonspherical Particles. *Powder Technology*,p. 143-152, 1993.
- GARSIDE, J., AL – DIBOUNI, R. Velocity Voidage Relationships for Fluidization and Sedimentation, *Industrial Engineering Chemical Process*. P. 206-214, 1977
- GELDART, D., Types of Gas Fluidization. *Powder Technology*, p. 285-292, 1973.
- GELDART, D., Expansion of Gas Fluidized Beds. *Industrial e Engineering Chemistry Research*, p. 5802-5809, 2004.
- GIDASPOW, D., ETTAHADIEH, B., Fluidization in Two-Dimensional Beds with a Jet: Hydrodynamic Modeling. *Industrial and Chemical Engineering Fundamentals*, 193-201,1983.
- GIDASPOW, D.,Multiphase Flow and Fluidization : Continuum and Kinetic Theory Descriptions, *Academic Press*,Boston, 1994.
- GUSTAVSSOM, M., ALMSTED, A. E.,Two-Fluid Modelling of Colling-Tube Erosion in a Fluidized Bed. *Chemical Engineering Science*. p – 867 – 879, 2000.
- HAILU, L., PLAKA, F., CLIFT, R., DAVIDSON, J., Measurement of Gas Flow trough of Two-Dimensional Bubble in a Fluidized Bed. *International Journal of Chemical Engineering*, p. 382-389, 1993.
- HOFFMANN, A. C., Gas Fluidization at Elevated Pressures. *PhD. Thesis*, University College, Londres, 1983.
- HOFFMANN, A. C., YATES, J. G., Experimental observations of Fluidized Beds at Elevated Pressure.*Chemical Engineering Science*,p. 133-149, 1986.
- HULL, A. S., CHEN, Z., FRITZ, J. W., ARGARWAL, P.K., Influence of Horizontal Tube Banks on the Behavior of Bubbling Fluidized Beds: Bubble Hydrodynamics. *Powder Technology*, p.230-242, 1999.

- HULME, I., CLAVELLE, E., VAN DER LEE, L., KANTZAS, A., CFD Modeling and Validation of Bubble Properties for a Bubbling Fluidized Bed. *Industrial e Engineering Chemistry Research*, p. 4254-4266, 2005.
- IBORRA, A., SOBRINO, C., VEGA, F., Experimental and Computational Study on the Bubble Behavior in a 3-D Fluidized Bed, *Chemical Engineering Science*, p. 3499 – 3512, 2011.
- ISHII, M., Thermo-Fluid Dynamic Theory of Fluid-Particle Systems, Eyrolles, Paris, 1975.
- JAEGER, H. M., NAGEL, S.R., Physics of the Granular State, *Science*, p. 1523-1531, 1992
- JENKINS, J. T., SAVAGE, S. B., A Theory for the Rapid Flow of Identical, Smooth, Nearly Elastic, Spherical Particles, *Journal of Fluid Mechanics*, p. 187-202, 1983.
- JODRA, G., ARAGON, J, Fluidized Bed with Internal Screens: Study of Two-Dimensional Bed. . *International Journal of Chemical Engineering*, p. 654-663,1975.
- JODRA, G., ARAGON, J., Fluidized Bed with Internal Screen: Study in a cylindrical bed, *International Journal of Chemical Engineering*, p. 664-671, 1979
- JODRA, G., ARAGON, J., Prediction of the Bubble Size Distribution in Fluidized Beds with Internal Baffles. *International Journal of Chemical Engineering*, p. 18-30, 1983.
- JOHANSSON, K., VAN WACHEM, B. G., ALMSTED, A. E., Experimental Validation of CFD Models for Fluidzed Beds: Influence of Particle Stress Models, Gas Phase compressibility and Air Inflow Models, *Chemical Engineering Science*, p. 1705 – 1717, 2006.
- JOHNSON, G., MASSOUDI, M., RAJAGOPAL, K.R., A Review of Interaction Mechanisms in Fluid-Solid Flows . *National Technical Information Service*, Springfield, 1990.
- JOHNSON, P.C., JACKSON, R., Frictional-Collisional Constitutive Relations for Granular Materials with Application to Plan Shearing. *Journal of Fluid Mechanics*, p. 67-93, 1987.
- KATO, K., WEN, Y., Bubble Assemblage Model for Fluidized Bed Catalytic Reactors. *Chemical Engineering Science*, p. 1351-1369, 1969.
- KHAN, A.R. RICHARDSON, J. F., The Resistance of Motion of a Solid Sphere in a Fluid. *Chemical Engineering Community*, p. 135-150, 1987.

- KIRKPATRICK, M.P., ARMPFIELD, S.W., KENT, J.H., A Representation of Curved Boundaries for the Solution of the Navier-Stokes Equation on a Staggered Three-Dimensional Cartesian Grid. *Journal of Computational Physics*, p.1-36, 2003.
- KUNII, D.; LEVENSPIEL, O. Fluidization Engineering, *New York: John Wiley & Sons*, p. 491. 1991.
- LEONARD, B., MOKHATARE, S., Beyond First Order Upwinding: The Ultra Sharp Alternative for Non-Oscillatory Steady-State Simulation of Convection. *International Journal Numerical Methods Engineering*, p.729-766, 1990.
- LI, C., ZAKKAY, V., Hydrodynamics and Erosion Modeling of Fluidized Bed Combustors. *Journal of Fluids Engineering*, p. 697-706, 1994
- LI, T., DIETKER, J., ZHANG, Y., Cartesian Grid Simulation of Bubbling Fluidized Beds with a Horizontal Tube Bundle. *Chemical Engineering Science*, p. 6220-6231, 2011.
- LIM, K, ARGARWAL, P., Measurement and Modeling of Bubble Parameters in Two-Dimensional Gas- Fluidized Bed using Image Analysis. *Powder Technology*, p.159-171, 1990
- LIM, K, ARGARWAL, P., GURUJAN, V. S., Mixing of Homogenous Solids in Bubbling Fluidized Beds: Theoretical Modeling and Experimental Investigation using Digital Image Analysis. *Chemical Engineering Science*, p.2251-2265, 1993.
- LINDBORG, H., LYSBERG, M., JAKOBSEN, H. A., Practical Validation of the Two-Fluid Model Applied to Dense Gas-Solid Flows in Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, p. 5854 – 5869, 2007.
- LOFSTRAND, H., ALMSTED, A. E., ANDERSON, S., Dimensionless Expansion Model for Bubbling Fluidized Beds with and without Internal Heat Exchanger Tubes. *Chemical Engineering Science*, 245 – 253, 1995.
- LUN, C. K., SAVAGE, S. B., JEFFREY, D. J., CHEPURNIY, N., Kinetic Theories for Granular Flow : Inelastic Particles in Couette Flow and Slightly Inelastic Particles in a General Flow Field, *Journal of Fluid Mechanics*, p 223-256, 1984.
- LYCZKOWSKI, R. W., BOUILLARD, J. X., BERRY, G. F., GIDASPOW, D., Erosion Calculations in a Two-Dimensional Fluidized Bed. *Proceedings of Ninth International*

Conference on Fluidized Bed Combustion, Boston, p. 697-706, 1987.

LYCZKOWSKI, R.W., FOLGA, S., CHANG, S. L., BOUILLARD, J. X., WANG, C. S., BERRY, G. F., GIDASPOW, D., State of the Art Computation Dynamics and Erosion in Fluidized Bed Tube Banks. *Proceedings of Ninth International Conference on Fluidized Bed Combustion*, Boston, p. 697-706, 1989

LYCZKOWSKI, R. W., BOUILLARD, J. X., State of the Art Review of Erosion Modelling in Fluid/Solid Systems. *Progress in Energy and Combustion Science*, p. 543 – 602, 2002.

MACKEEN, T., PUGSLEY, T., Simulation and Experimental Validation of a Freely Bubbling Bed of FCC Catalyst, *Powder Technology*, p. 223 – 256, 2003.

MORI, S., WEN, C. Y., Estimation of Bubble Diameter in Gaseous Fluidized Beds. *AIChE Journal*, p. 109-115, 1975

OLOWSON, P. A., Hydrodynamics of a Fluidized Bed – Influence of Pressure and Fluidization Velocity, *Ph.D Thesis*, Chalmers University of Technology, Goteborg, 1991.

OLOWSON, P. A., Influence of Pressure and Fluidization Velocity on the Hydrodynamics of a Fluidized Bed Containing Horizontal Tubes, *Chemical Engineering Science*. p.2437-2446,1994.

OLOWSON, P. A., ALMSTED, A. E., Influence of Pressure and Fluidization Velocity on the Bubble Behaviour and Gas Flow Distribution in a Fluidized Bed. *Chemical Engineering Science*, p. 1733-1741, 1990

OLSSON, S. E., WIMAN, J., ALMSTED, A. E., Hydrodynamics of a Pressurized Fluidized Bed with Horizontal Tubes: Influence of Pressure, Fluidization Velocity and Tube-Bank Geometry. *Chemical Engineering Science*, 581 – 592, 1994

PAIN, C. C., MANSOORZADEH, S., OLIVEIRA, E., A Study of Bubbling and Slugging Fluidized Beds using the Two-Fluid Granular Temperature Model. *International Journal of Multiphase Flow*, p. 527 – 551, 2001

PANTAKAR, S., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing, New York, 1980.

- PARKINSON, M. J., NAPIER, B. A., JURY, A. W., KEMPTON, T.J., Cold Model Studies of PFBC Tube Erosion. *8th Conference on Fluidized Combustion*, Houston, p. 730 – 738, 1985.
- PATIL, D. J., VAN SINT, A. M., KUIPERS, J. M. Critical Comparison of Hydrodynamic Models for Gas-Solid Fluidized Beds – Part II. *Chemical Engineering Science*, p. 73-84, 2005.
- RONG, D., MIKAMI, T., HORIO, M., Particle and Bubble Movements Around Tubes Immersed in Fluidized Beds: a Numerical Study. *Chemical Engineering Science*, p. 5737-5754, 1999.
- ROWE, P., YACONO, C., The Bubbling Behavior of Fine Powders when Fluidized. *Chemical Engineering Science*, p. 1179-1192, 1976.
- SANE, S., HAYNES, H., ARGARWAL, P., An Experiment and Modeling Investigation of Gas Mixing in Bubbling Fluidized Beds. *Chemical Engineering Science*, p. 1133-1147, 1996.
- SATO, S., SHIMIZU, A., YOKOMINE, T., Numerical Prediction of Erosion for Suspension Flow Duct. *Wear*, p. 203-209, 1995.
- SCHAEFFER, D.G., Instability in the Evolution Equations Describing Incompressible Granular Flow. *Journal of Differential Equations*, p. 19-50, 1987.
- SEVILLE, J., MACCUAIG, N., GILBOY, W. CLIFT, R., Application of Gamma-Ray Tomography to Gas Fluidized Beds. *Applied Optics*, p. 4083-4085, 1987.
- SHEN, L., JOHNSON, F., LECKENER, B., Digital Image Analysis of Hydrodynamics Two Dimensional Bubbling Fluidized Beds. *Chemical Engineering Science*, p. 2607-2617, 2004.
- SITNAI, O., WHITEHEAD, B., Immersed Tubes and others Internals, in: DAVIDSON, R., CLIFT, R., HARRISON, D., Fluidization, *Academic Press*, London, p-473-492, 1985.
- SUNDERESEAN, S.R., CLARK, N.N. Local heat transfer coefficients on the circumference of a tube in a gas fluidized bed. *International Journal of Multiphase Flow*, p. 1003 – 1024, 1995.

- SYAMLAL, M., MFIx Documentation: Numerical Techniques, *National Technical Information Service*, Springfield, 1998.
- SYAMLAL, M., ROGERS, W. A., O'BRIEN, T. J., MFIx Documentation : Theory Guide. *National Technical Information Service*, Springfield, 1993.
- TAGHIPOUR, F., ELLIS, N., WONG, C., Experimental and Computational Study of Gas-Solid Fluidized Bed Hydrodynamics. *Chemical Engineering Science*, p. 6857-6867, 2005.
- TSUJI, Y., KAWAGUCHI, T., TANAKA, T., Discrete Particle Simulation of Two-Dimensional Fluidized Bed, *Powder Technology*, p 79-87, 1993
- VAN DER HOEF, M. A., VAN SINT, A. M., DEEN, N. G., KUIPERS, J.M., Numerical Simulation of Dense Gas-Solid Fluidized Beds: A Multiscale Modeling Strategy, *Annual Review of Fluid Mechanics*, p. 299-306, 2008.
- VAN WACHEM, B. G. M., SHCOUTEN, J. C., KRISHNA, R., VAN DEN BLEEK, C. M., Eulerian simulation of Bubbling Behavior in Gas-Solid Fluidized Beds, *Computer and Chemical Engineering* , p. 299 - 306 ,1998.
- VAN WACHEM, B. G. M., SHCOUTEN, J. C., KRISHNA, R., VAN DEN BLEEK, C. M., Validation of the Eulerian Simulated Dynamic Behavior of Gas-Solid Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science* , p. 2141 - 2149 ,1999.
- VAN WACHEM, B. G. M., SHCOUTEN, J. C., VAN DEN BLEEK, C. M., KRISHNA, R., SINCLAIR, J. L., Comparative Analysis of CFD Models of Dense Gas-Solid Fluidized Beds, *Chemical Engineering Science*, p. 2141 – 2149 ,2001.
- WEN, C. Y., YU, Y. H., Mechanics of Fluidization. *Chemical Engineering Progress*, p. 100-111,1966.
- WERTHER, J., Bubble Growth in Large Diameter Fluidized Beds in: KEARINS, D., Fluidization Technology. *Hemisphere*,p. 215-235, 1976.
- WERTHER, J., WEIN, J.,Expansion Behavior of gas Fluidized Beds in the Turbulent Regime. *AiChE Symposium*, p. 31-44, 1994.
- WIMAN, J., ALMSTED, A. E., Hydrodynamics, Erosion, Heat Transfer in a Pressurized Fluidized Bed: Influence of Pressure, Fluidization Velocity, Particle Size and Tube Bank Geometry. *Chemical Engineering Science*, p. 2677 – 2695, 1997.

- WIMAN, J., MAHPOUR, B., ALMSTED, A. E., Erosion of Horizontal Tubes in a Pressurized Fluidized Bed: Influence of Pressure, Fluidization Velocity and Tube-Bank Geometry. *Chemical Engineering Science*, p. 3345 – 3356, 1995.
- WOOD, R. T., WOODFORD, D. A., Effect of Particle Size and Hardness on Material Erosion in Fluidized Beds. *International Conference on Erosion by Liquid and Solid Impact*, Cambridge, p.56.1 – 56.9, 1983.
- YATES, J. G., MARTINEZ, R. S., CHEESMAN, D. J., Prediction of Bubble Size in a Fluidized Bed Containing Horizontal Tubes. *Chemical Engineering Science*, p. 1105 – 1111, 1990.
- YURONG, H., HUILIN, L., QIAOQUN, S., LIDAN, Y., YUNHUA, Z., GIDASPOW, D., BOUILLARD, J., Hydrodynamics of Gas-Solid Flow Around Immersed Tubes in Bubbling Fluidized Beds. *Powder Technology*, p. 88-105, 2004.
- ZHU, J., GRACE, J. R., LIM, C. J., Tube Wear in Gas Fluidized Beds : Experimental Findings. *Chemical Engineering Science*, p. 1003-1015, 1990