

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA**

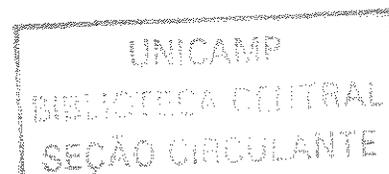
**ÁREA DE CONCENTRAÇÃO:
Engenharia de Processos**

**IDENTIFICAÇÃO E MONITORAMENTO DE REGIME
FLUIDODINÂMICO EM LEITOS FLUIDIZADOS GÁS-
SÓLIDO**

Autor: Carlos Alberto Severo Felipe
Orientadora: Prof^a. Dr^a. Sandra Cristina dos Santos Rocha

Tese de Doutorado apresentada à
Faculdade de Engenharia Química como
parte dos requisitos exigidos para a
obtenção do título de Doutor em
Engenharia Química.

Campinas - São Paulo
Abril de 2004



UNIDADE	BC
Nº CHAMADA	UNICAMP F335i
V	EX
TOMBO ECI	63696
PRCC	16.P.00076.05
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	11,00
DATA	12/05/05
Nº OPD	B211.1302-5

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

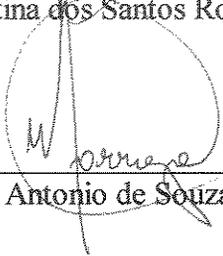
F335i Felipe, Carlos Alberto Severo
Identificação e monitoramento de regime
fluidodinâmico em leitos fluidizados gás-sólido / Carlos
Alberto Severo Felipe.--Campinas, SP: [s.n.], 2004.

Orientador: Sandra Cristina dos Santos Rocha.
Tese (Doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Química.

1. Dinâmica dos fluidos. 2. Pressão – Flutuação
(Física). 3. Combustão em leito fluidizado. 4. Análise
espectral. 5. Fourier, Análise de. 6. Fourier, Séries de.
I. Rocha, Sandra Cristina dos Santos. II. Universidade
Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia
Química. III. Título.

Tese de Doutorado defendida por Carlos Alberto Severo Felipe, e aprovada em 16 de Abril de 2004 pela banca examinadora constituída dos seguintes doutores:

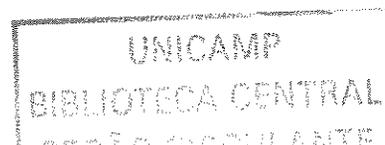

Prof.^a. Dr.^a. – Sandra Cristina dos Santos Rocha – DTF/FEQ/UNICAMP (orientadora)


Prof. Dr. Marcos Antonio de Souza Barrozo – DEENQ/FEQUI/UFU

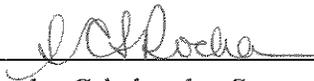

Dr. Virgínia Aparecida da Silva Moris - (CPP/ Química e Processos/RHODIA)


Prof. Dr. Osvaldir Pereira Taranto - DTF/FEQ/UNICAMP


Prof. Dr. Antonio Carlos Luz Lisboa - DTF/FEQ/UNICAMP



Este exemplar corresponde à versão final da Tese de Doutorado em Engenharia Química defendida por Carlos Alberto Severo Felipe e aprovada pela Comissão Julgadora em 16 de Abril de 2004.



Prof^ª Dr^ª Sandra Cristina dos Santos Rocha

DEDICATÓRIA

A Marco Antonio Felipe, meu querido pai, *in memoriam*.

Para Lara, esta estrelinha que brilha e que tanto me encanta.

A ti, Cláudia, tu que és minha vida.

AGRADECIMENTOS

Listar as pessoas a quem eu devo agradecer, depois de passados todos estes anos, não será uma tarefa fácil. Creio ser quase impossível eu não cometer algumas injustiças por esquecer alguém, mas eu tentarei ser o mais justo possível

Agradeço acima de tudo a ti Sandra, por sua orientação segura, em muitas ocasiões paciente, honesta e altamente profissional, sem no entanto deixar de ser humana. Muitas vezes nós (eu e os demais orientados seus que conviveram comigo) brincávamos por vê-la em várias ocasiões agir como uma mãezona, e não como chefe, o que nos dava ainda mais segurança. Muito obrigado por tudo, é só o que posso dizer.

Logo no início deste trabalho, Deus me presenteou com o que hoje tenho de mais precioso, que é o grande amor da minha vida. A ti, Cláudia, agradeço por ter surgido em meu caminho, e por me fazer sentir o homem mais amado do mundo. E como se não bastasse, ainda fui agraciado com esta preciosidade, nossa laranja, a Lara. E finalizando este parágrafo, para não enfrentarmos cobranças no futuro, agradeço também aos nossos outros filhos que ainda virão.

Tenho uma dívida a cada dia maior com a pessoa que foi decisiva para que eu chegasse até aqui: Luiz Antonio de Almeida Pinto. Obrigado Mestre. Todas as homenagens a ti serão poucas.

Raras são as pessoas que conheço com o coração tão grande como o teu, Marquinhos. Não poderias jamais deixar de ser lembrado, por tudo o que representas para mim, tanto no campo profissional como no humano. Suas lições não têm preço.

A todos os colegas pós-graduandos de laboratório com quem convivi no LFS, os quais listarei na ordem em que os conheci: Osvaldo, Josy, Marta, Virgínia, Celina, Mario, Carlos Alberto, Samuel, Cristiane, Fátima, Melissa e Roberto. Ainda não sei precisar se ficaram amizades verdadeiras, só o tempo realmente dirá. De qualquer forma agradeço pelo que cada um de vocês fez por mim, por mínimo que tenha sido a contribuição (tenho um problema sério de excesso de gratidão), e aproveito para me desculpar por eventuais mágoas que tenham ficado, muito embora não intencionais de minha parte.

Não posso esquecer daqueles que, aparentemente, parecem ter menor importância dentro do nosso ambiente de trabalho, mas que fazem uma diferença enorme, que são os nobres colegas estagiários, iniciantes em pesquisa e bolsistas: Ivan, Rodrigo, Douglas,

Michael, Cris, Rafael, Fábio, Vicente, e aos que eu não consigo lembrar o nome agora (é a idade).

Obrigado Camila e Daniel, por terem emprestado seus preciosos tempos e se dedicado a trabalhar um pouco comigo. Todo o sucesso profissional e pessoal para vocês dois.

A esta instituição de ensino que é um orgulho para nós brasileiros, a UNICAMP, à Faculdade de Engenharia Química, referência nacional e internacional na sua área, e a todos os professores e funcionários com os quais tive contato. Levarei com muita satisfação o nome desta instituição (FEQ/UNICAMP) na minha formação profissional.

Um abraço cordial à gauchada da FEQ, colegas da FURG que para cá vieram. Tivemos a oportunidade de nos reencontrar aqui em Campinas, matarmos as saudades, relembrarmos os velhos tempos, e ainda construirmos uma nova história. Uma saudação especial aos meus colegas e amigos: Daniel, Guilherme (Guiga), Luciana, Celso, Salah, Julio Cesar, Marcilio, Gilberto, Antenor, Paulo Porto, Pierre, Marcelo, André, Reinaldo e Mariana.

A todos os demais colegas da FEQ que conheci ao longo deste período. Aos que realizaram disciplinas comigo, aos vizinhos de laboratório, amigos dos meus amigos, e mesmo àqueles que conheci apenas por um “bom dia”, boa tarde” ou “boa noite”.

À toda a minha família no sul. Vivemos eu, meus irmãos, mãe, sobrinhos e avó um momento de muita dor que foi a perda de meu pai, a poucos meses da finalização deste trabalho. Saibam todos vocês que os amo, e agradeço a cada palavra de incentivo e de afeto.

Meus irmãos, a maior riqueza que nosso pai nos deixou foi a educação, tanto da escola (que ele primava) como a de casa. Levemos adiante e não deixemos morrer nunca tudo aquilo que era mais importante para ele; por seu nome e memória.

Mãe, afora os percalços da vida, obrigado por ter escolhido o pai como marido; ter me trazido ao mundo, e proporcionado a criação que me destes. Ensinastes a mim o lado puro e bom de ser humano..

Um agradecimento especial pelo essencial apoio financeiro da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, a FAPESP, o qual possibilitou, em condições mais do que satisfatórias, a realização deste trabalho.

E obrigado a esta força superior a que chamamos Deus, por ter escrito, em minha passagem por aqui, este Capítulo.

“A vida é uma frase interrompida.”

Victor Hugo
(1802-1885)

RESUMO

A análise espectral de séries de tempo de flutuações de pressão, cujos espectros de potência são calculados através da Transformada de Fourier Discreta (FFT), revelou-se uma técnica eficiente na monitorização *on line* de regimes de fluidização gás-sólido. Por meio de trabalho experimental verificou-se que tal ferramenta permitiu a identificação e distinção de diferentes regimes de contato. A referida metodologia baseia-se na avaliação de flutuações de pressão no domínio da frequência, onde são identificadas a frequência dominante, a amplitude e a largura dos espectros de potência para um dado regime de contato. Três tipos de partículas de Geldart (C, A e B) foram empregadas nos experimentos, os quais foram realizados em duas colunas circulares, com diâmetros internos de 11cm e 14cm, operadas a temperatura e pressão do fluido ambiente. Efetuaram-se os experimentos em condições fluidodinâmicas típicas, objetivando a coleta de séries de tempo de pressão em cada um dos regimes obtidos. Os dados foram tratados e registrados em um sistema de aquisição, composto de transdutores de pressão, condicionador de sinal, placa de aquisição, software e microcomputador. A variedade de sólidos e a ampla faixa experimental com que se trabalhou permitiram a obtenção dos seguintes regimes de fluidização: leito fixo, fluidização particulada, regime borbulhante simples, múltiplo e explosivo, fluidização *slugging* de parede e flutuante, e também fluidização apresentando canais preferenciais, verificada com sólidos do tipo C. Os resultados obtidos de toda esta variedade de condições experimentais possibilitaram constatar que espectros de potência distintos são obtidos para cada regime fluidodinâmico, e que a análise espectral permite acompanhar a estabilidade dos estados de fluidização, além de identificar as transições entre os regimes. Outro objetivo desta tese foi o estudo da determinação da velocidade de mínima fluidização (U_{mf}) através de medidas de flutuação de pressão. Por intermédio da relação linear entre o desvio padrão da variação da pressão e a velocidade do fluido, foi possível estimar a U_{mf} de sólidos A e B de Geldart com satisfatória precisão. A verificação da precisão do método estudado foi efetuada a partir da comparação entre os resultados de U_{mf} obtidos por intermédio do mesmo e os resultados alcançados através da forma tradicional (curva fluidodinâmica), comparação esta que apresentou baixos desvios percentuais.

Palavras-chave: flutuações de pressão, leitos fluidizados gás-sólido, análise espectral, transformada de Fourier.

ABSTRACT

Power spectra obtained through Fast Fourier Transform (FTT) from time series of pressure fluctuation, showed to be an effective technique for on line monitoring of typical fluidization regimes of gas-solid bubbling columns. It was experimentally verified that the methodology permitted the identification and distinction of different contact regimes. This methodology is based on the evaluation of pressure fluctuation on frequency domain, where the dominant frequency, the amplitude and the width of the power spectrum are identified for a given contact regime. Three types of particles, Geldart classification A, B and C, were used in the experiments, which were conducted in two circular columns, with internal diameters of 11cm and 14cm, with the fluid at room pressure and temperature. Typical fluid dynamic conditions were set in the experiments, aiming the acquisition of pressure time series for each one of the established regimes. The experimental data were treated and recorded in an acquisition system, composed of pressure transducers, conditioning signal, acquisition board, software and microcomputer. The variety of solids and the broad experimental range allowed the obtaining of the following fluidization regimes: fixed bed, particulate fluidization, single bubbling, multiple bubbling and exploding bubbling regimes, wall and flat slugging and channeling fluidization, this last gained with type C solids. The results obtained for all the experimental conditions permitted to check that distinct power spectra are obtained for each fluid dynamic state, and that spectral analysis permit to verify the stability of fluidization state, beyond to identify the transition between the regimes. Another objective of this thesis was to study the determination of minimum fluidization velocity (U_{mf}) with the use of pressure fluctuation measurements. It was possible to estimate, with good precision, the value of U_{mf} of A and B Geldart solids through linear relationship between standard deviation of pressure variation and fluid velocity. The verification of accuracy of the applied method was made by the comparison with the results of U_{mf} got through the fluid dynamic curve.

Identificação e Monitoramento de Regime Fluidodinâmico em Leitos Fluidizados Gás-Sólido

SUMÁRIO

	RESUMO	i
	ABSTRACT	ii
	SUMÁRIO	iii
	LISTA DE FIGURAS	vii
	LISTA DE TABELAS	xxiii
	NOMENCLATURA	xxiv
	CAPÍTULO I – INTRODUÇÃO	1
	CAPÍTULO II – REVISÃO DA LITERATURA	7
1	SOBRE A FLUIDIZAÇÃO	7
1.1	REGIMES DE FLUIDIZAÇÃO TÍPICOS	7
1.2	PONTOS DE TRANSIÇÃO	12
1.2.1	MÍNIMA FLUIDIZAÇÃO	12
1.2.1.1	Obtenção de U_{mf} Através de Correlações Empíricas	12
1.2.1.2	A Relação “Queda de Pressão – Velocidade do Fluido”, ou Curva Fluidodinâmica	14
1.2.2	MÍNIMO BORBULHAMENTO	15

1.2.3	TRANSIÇÃO PARA A FLUIDIZAÇÃO TURBULENTA.....	16
1.3	A CLASSIFICAÇÃO DE GELDART DE PARTÍCULAS.....	17
1.4	O MAPEAMENTO DOS REGIMES DE FLUIDIZAÇÃO.....	20
2	A TRANSFORMADA DE FOURIER.....	24
2.1	INTRODUÇÃO.....	24
2.2	DEFINIÇÃO E FUNDAMENTOS.....	25
2.3	TRANSFORMADA DE FOURIER FINITA.....	26
3	A TÉCNICA DE MEDIDAS DE FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO APLICADA EM LEITOS FLUIDIZADOS GÁS-SÓLIDO.....	28
3.1	INTRODUÇÃO.....	28
3.2	DIMENSÕES DOS SENSORES DE PRESSÃO.....	30
3.3	APROXIMAÇÕES TEÓRICAS E PROPAGAÇÃO DE ONDAS DE PRESSÃO.....	31
3.4	IDENTIFICAÇÃO DE PONTOS DE TRANSIÇÃO DE REGIMES.....	36
	CAPÍTULO III – MATERIAIS E MÉTODOS.....	41
1	SISTEMA EXPERIMENTAL.....	41
1.1	COLUNAS DE FLUIDIZAÇÃO.....	41
1.2	FORNECIMENTO DE AR.....	44
1.3	SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS.....	46
2	SOFTWARE DE AQUISIÇÃO.....	47
3	VERIFICAÇÃO DAS MEDIDAS DE PRESSÃO.....	50

4	TAXA DE AMOSTRAGEM E TEMPO DE CADA CORRIDA.....	53
5	OS SÓLIDOS EMPREGADOS E SUAS CARACTERÍSTICAS FÍSICAS.....	56
6	CONDIÇÕES DE TRABALHO E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS.....	59
	CAPÍTULO IV – RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	63
1	OBTENÇÃO DA VELOCIDADE DE MÍNIMA FLUIDIZAÇÃO.....	63
1.1	INTRODUÇÃO.....	63
1.2	REPRODUTIBILIDADE DAS MEDIDAS.....	65
1.3	MÉTODO DE MEDIDA.....	68
1.4	LOCAL DE MEDIDA NA COLUNA.....	72
1.5	SÓLIDOS DO TIPO B.....	79
1.6	SÓLIDOS DO TIPO A.....	86
2	CARACTERIZAÇÃO DE REGIMES FLUIDODINÂMICOS POR MEIO DE MEDIDAS DINÂMICAS DE PRESSÃO.....	95
2.1	INTRODUÇÃO.....	95
2.2	COMPORTAMENTO DA PRESSÃO NO TEMPO.....	96
3	ANÁLISE ESPECTRAL DE REGIMES DE FLUIDIZAÇÃO.....	114
3.1	LOCAL DE INSTALAÇÃO DOS SENSORES DE	

	PRESSÃO.....	116
3.2	MÉTODO DE MEDIDA.....	125
3.3	DIFERENCIAÇÃO DE REGIMES.....	130
3.3.1	ANÁLISE DOS RESULTADOS DOS ESPECTROS PARA CADA SÓLIDO.....	132
3.3.2	ESTABILIDADE DOS REGIMES.....	149
3.3.3	ANÁLISE DOS RESULTADOS DOS ESPECTROS POR REGIME DE CONTATO E A INFLUÊNCIA DO TAMANHO DA COLUNA.....	162
3.3.4	ENSAIOS DE RECOBRIMENTO DE PARTÍCULAS.....	178
4	CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	188
	CAPÍTULO V – CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS.....	191
	CAPÍTULO VI – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	195
	ANEXO 1.....	208
	ANEXO 2.....	210

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	Diferentes modos de contato observados em leitos fluidizados.....	8
Figura 2.2	Tipos de regimes borbulhantes em leitos fluidizados gás-sólido: (a) borbulhante múltiplo (b) borbulhante simples e (c) borbulhante explosivo.....	10
Figura 2.3	Tipos de <i>slugs</i> formados em leitos fluidizados: (a) <i>slugs</i> axiais, (b) <i>slugs</i> de parede e (c) <i>slugs</i> flutuantes.....	11
Figura 2.4	Relação queda de pressão <i>versus</i> velocidade do fluido.....	15
Figura 2.5	Definições das velocidades de transição, U_c e U_k , baseadas no desvio padrão de flutuações de pressão.....	17
Figura 2.6	Classificação de Geldart de partículas fluidizadas com ar e em condições ambiente (SILVA, 2003).....	20
Figura 2.7	Trocias progressivas em contatos gás-sólido com mudança na velocidade do gás (KUNII e LEVENSPIEL, 1991).....	20
Figura 2.8	Diagrama geral de regimes de fluxos para todas os modos de contato gás-sólido (GRACE, 1986).....	22
Figura 2.9	Sinal formado a partir da soma de três componentes de frequência	26
Figura 3.1	Coluna de fluidização I.....	42
Figura 3.2	Coluna de fluidização II.....	44
Figura 3.3	Diagrama de blocos do instrumento virtual das medidas de pressão.....	49
Figura 3.4	Diagrama de Blocos Espectro de Potência.....	50
Figura 3.5	Verificação das medidas dos transdutores após sistema de aquisição.....	51

Figura 3.6	Branco do transdutor de pressão diferencial 1.....	52
Figura 3.7	Branco do transdutor de pressão diferencial 2.....	53
Figura 3.8	Branco do transdutor de pressão absoluto 1.....	53
Figura 3.9	Branco do transdutor de pressão absoluto 2.....	53
Figura 3.10	Espectro de potência resultante de 1.024 pontos.....	55
Figura 3.11	Espectro de potência resultante de 8.192 pontos.....	55
Figura 3.12	Espectro de potência resultante de 16.384 pontos.....	55
Figura 3.13	Curvas fluidodinâmicas representativas de alguns dos sólidos.....	59
Figura 4.1	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15 - 25cm, desvio percentual = 0,3%.....	66
Figura 4.2	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15cm, desvio percentual = 2,12%.....	66
Figura 4.3	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 6,25%.....	66
Figura 4.4	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 5%.....	67
Figura 4.5	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I. $H_0 = 21\text{cm}$, sensor em 15cm, desvio percentual = 5,26%.....	68
Figura 4.6	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I. $H_0 = 21\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 1,58%.....	68

Figura 4.7	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 25cm, desvio percentual = 1,67%.....	69
Figura 4.8	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15 - 25cm, desvio percentual = 0,33%....	69
Figura 4.9	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 3,33%.....	70
Figura 4.10	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15 - 25cm, desvio percentual = 5,33%.....	70
Figura 4.11	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 3%.....	71
Figura 4.12	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15 - 25cm, desvio percentual = 9,5%.....	71
Figura 4.13	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5cm, desvio percentual = 11,25%.....	73
Figura 4.14	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5cm, desvio percentual = 18%.....	73
Figura 4.15	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5 - 25cm, desvio percentual = 26,75%...	74

Figura 4.16	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5 - 15cm, desvio percentual = 14,33%....	74
Figura 4.17	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5 - 15cm, desvio percentual = 17,5%.....	74
Figura 4.18	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5 - 25cm, desvio percentual = 13%.....	75
Figura 4.19	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15cm, desvio percentual = 0,425%.....	75
Figura 4.20	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15cm, desvio percentual = 8,33%.....	75
Figura 4.21	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I. $H_0 = 22\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 2,63%.....	77
Figura 4.22	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 22\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 1,25%.....	77
Figura 4.23	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 0,33%.....	77
Figura 4.24	Desvio padrão em função da velocidade do ar para CMC III. $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum.....	80

Figura 4.25	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 3,31%.....	81
Figura 4.26	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 7,16%.....	81
Figura 4.27	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 11,66%....	83
Figura 4.28	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 2,63%.....	83
Figura 4.29	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 5,35%.....	84
Figura 4.30	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia II. $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 1,55%.....	84
Figura 4.31	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Alumina. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 3,57%.....	85
Figura 4.32	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III, leito de 14cm. $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 2%.....	85
Figura 4.33	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III, leito de 14cm $H_0 = 14\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 1,67%.....	85

Figura 4.34	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III, leito de 14cm. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 2,5%.....	86
Figura 4.35	Desvio padrão em função da velocidade do ar da CMC I. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm.....	88
Figura 4.36	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 2,86%.....	88
Figura 4.37	Desvio padrão em função da velocidade do ar da CMC I. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas no plenum.....	89
Figura 4.38	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 3,8%.....	89
Figura 4.39	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I. $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 7,05%.....	90
Figura 4.40	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 6,19%.....	90
Figura 4.41	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I. $H_0 = 20\text{cm}$, 15 - 25cm, desvio percentual = 0,95%.....	90
Figura 4.42	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC II. $H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 1,25%.....	91
Figura 4.43	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC II, leito de 14cm. $H_0 = 28\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 0,66%.....	91
Figura 4.44	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC usado I.	

	$H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 6,28%.....	92
Figura 4.45	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC usado I.	
	$H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 2,57%.....	92
Figura 4.46	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I.	
	$H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 1,84%.....	93
Figura 4.47	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I.	
	$H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 2,1%.....	93
Figura 4.48	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I.	
	$H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, Desvio Percentual = 2,86%.....	94
Figura 4.49	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I.	
	$H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 7,62%.....	94
Figura 4.50	Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I.	
	$H_0 = 22\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 0,95%.....	94
Figura 4.51	Comportamento da pressão no tempo em leito fixo.	
	(CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,05\text{m/s}$).....	97
Figura 4.52	Comportamento da pressão no tempo no regime borbulhante múltiplo.	
	(CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,12\text{m/s}$).....	98
Figura 4.53	Comportamento da pressão no tempo no regime <i>slugging</i> .	
	(CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,267\text{m/s}$).....	99
Figura 4.54	Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.	

	(CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,44\text{m/s}$).....	100
Figura 4.55	Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.	
	(CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,45\text{m/s}$).....	101
Figura 4.56	Comportamento da pressão no tempo em leito fixo.	
	(Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,035\text{m/s}$).....	101
Figura 4.57	Comportamento da pressão no tempo no regime borbulhante múltiplo.	
	(Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,187\text{m/s}$).....	102
Figura 4.58	Comportamento da pressão no tempo no regime <i>slugging</i> .	
	(Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,312\text{m/s}$).....	102
Figura 4.59	Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.	
	(Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,45\text{m/s}$).....	103
Figura 4.60	Comportamento da pressão no tempo em leito fixo.	
	(Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,38\text{m/s}$).....	104
Figura 4.61	Comportamento da pressão no tempo em regime borbulhante simples.	
	(Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,57\text{m/s}$).....	105
Figura 4.62	Comportamento da pressão no tempo em regime <i>slugging</i> .	
	(Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,79\text{m/s}$).....	105
Figura 4.63	Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.	
	(Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 1,32\text{m/s}$).....	106
Figura 4.64	Comportamento da pressão no tempo em leito fixo.	
	(CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,0097\text{m/s}$).....	107
Figura 4.65	Comportamento da pressão no tempo no regime particulado.	

	(CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,016\text{m/s}$).....	107
Figura 4.66	Comportamento da pressão no tempo no regime borbulhante.	
	(CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,064\text{m/s}$).....	108
Figura 4.67	Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.	
	(CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,1\text{m/s}$).....	108
Figura 4.68	Comportamento da pressão no tempo no regime borbulhante.	
	(CMC II, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,05\text{m/s}$).....	109
Figura 4.69	Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.	
	(CMC II, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,113\text{m/s}$).....	109
Figura 4.70	Comportamento da pressão no tempo com a variação da velocidade do ar (Areia I).....	113
Figura 4.71	Espectro de potência de medidas absolutas em 5cm, Areia I.....	117
Figura 4.72	Espectro de potência de medidas diferenciais em 5 – 15cm, Areia I.....	117
Figura 4.73	Espectro de potência de medidas absolutas no plenum, Areia I.....	118
Figura 4.74	Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 25cm, Areia I.....	118
Figura 4.75	Espectro de potência de medidas diferenciais em 5 - 15cm, Areia I.....	119
Figura 4.76	Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia I.....	119
Figura 4.77	Espectro de potência de medidas diferenciais em 5 - 15cm, FCC regenerado I.....	119
Figura 4.78	Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, FCC regenerado I.....	120
Figura 4.79	Espectro de potência de medidas absolutas em 35cm, Areia II.....	120

Figura 4.80	Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 25cm, Areia II.....	121
Figura 4.81	Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia II.....	122
Figura 4.82	Espectro de potência de medidas absolutas em 25cm, Areia III.....	122
Figura 4.83	Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia III.....	123
Figura 4.84	Espectro de potência de medidas absolutas na câmara plena, CMC III, leito de 14cm.....	123
Figura 4.85	Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, CMC III, leito de 14cm.....	124
Figura 4.86	Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 26cm, CMC III, leito de 14cm.....	125
Figura 4.87	Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia I.....	126
Figura 4.88	Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 25cm, Areia I.....	127
Figura 4.89	Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia III.....	127
Figura 4.90	Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 25cm, Areia III.....	128
Figura 4.91	Espectro de potência de medidas absolutas no plenum, Areia III....	128
Figura 4.92	Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 25cm, Areia III.....	129
Figura 4.93	Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, leito de 14cm, CMC III.....	129
Figura 4.94	Espectro de potência de medidas diferenciais em 15-26cm, leito de 14cm, CMC III.....	129

Figura 4.96	Espectro de potência em leito fixo (Areia I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,029\text{m/s}$).....	132
Figura 4.97	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (Areia I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,27\text{m/s}$).....	133
Figura 4.98	Espectro de potência na fluidização explosiva (Areia I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,43\text{m/s}$).....	133
Figura 4.99	Espectro de potência em leito fixo (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,038\text{m/s}$).....	134
Figura 4.100	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,23\text{m/s}$).....	135
Figura 4.101	Espectro de potência na fluidização <i>slugging</i> (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,36\text{m/s}$).....	135
Figura 4.102	Espectro de potência na fluidização explosiva (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,42\text{m/s}$).....	135
Figura 4.103	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,3\text{m/s}$).....	136
Figura 4.104	Espectro de potência na fluidização <i>slugging</i> (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,39\text{m/s}$).....	137
Figura 4.105	Espectro de potência na fluidização explosiva (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,42\text{m/s}$).....	137
Figura 4.106	Espectro de potência na fluidização borbulhante simples (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,55\text{m/s}$).....	138
Figura 4.107	Espectro de potência na fluidização <i>slugging</i> (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 1,1\text{m/s}$).....	139

Figura 4.108	Espectro de potência na fluidização explosiva (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 1,32\text{m/s}$).....	139
Figura 4.109	Espectro de potência em leito fixo (CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,0075\text{m/s}$).....	140
Figura 4.110	Espectro de potência na fluidização particulada (CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,016\text{m/s}$).....	141
Figura 4.111	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,053\text{m/s}$).....	142
Figura 4.112	Espectro de potência na fluidização explosiva (CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,095\text{m/s}$).....	142
Figura 4.113	Espectro de potência em leito fixo (FCC regenerado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,0034\text{m/s}$).....	143
Figura 4.114	Espectro de potência na fluidização particulada (FCC regenerado, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,0044\text{m/s}$).....	143
Figura 4.115	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (FCC regenerado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,023\text{m/s}$).....	144
Figura 4.116	Espectro de potência na fluidização explosiva (FCC regenerado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,084\text{m/s}$).....	144
Figura 4.117	Espectro de potência em leito fixo (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,05\text{m/s}$).....	144
Figura 4.118	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,13\text{m/s}$).....	145
Figura 4.119	Espectro de potência na fluidização <i>slugging</i> (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,28\text{m/s}$).....	145

Figura 4.120	Espectro de potência na fluidização explosiva (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,45\text{m/s}$).....	146
Figura 4.121	Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC IV, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,02\text{m/s}$).....	146
Figura 4.122	Espectro de potência na fluidização borbulhante (FCC regenerado II, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,01\text{m/s}$).....	147
Figura 4.123	Espectro de potência na fluidização canais preferenciais (CMC IV, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,0098\text{m/s}$).....	147
Figura 4.124	Espectro de potência na fluidização canais preferenciais (FCC regenerado II, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,0016\text{m/s}$).....	147
Figura 4.125	Seqüência de espectros de potência da Areia III em ordem decrescente de velocidade do ar.....	154
Figura 4.126	Seqüência de espectros de potência da CMC III em ordem decrescente de velocidade do ar.....	158
Figura 4.127	Seqüência de espectros de potência da CMC I em ordem decrescente de velocidade do ar.....	162
Figura 4.128	Espectro de potência na fluidização <i>flat slugging</i> (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,68\text{m/s}$).....	163
Figura 4.129	Espectro de potência na fluidização borbulhante simples (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,55\text{m/s}$).....	164
Figura 4.130	Espectro de potência na fluidização <i>wall slugging</i> (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,31\text{m/s}$).....	165
Figura 4.131	Espectro de potência na fluidização <i>wall slugging</i> (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,39\text{m/s}$).....	165

Figura 4.132	Espectro de potência na fluidização <i>wall slugging</i> (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,31\text{m/s}$).....	165
Figura 4.133	Espectro de potência na fluidização borbulhante (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,23\text{m/s}$).....	166
Figura 4.134	Espectro de potência na fluidização borbulhante (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,3\text{m/s}$).....	167
Figura 4.135	Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,13\text{m/s}$).....	167
Figura 4.136	Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,19\text{m/s}$, leito de 14cm).....	167
Figura 4.137	Espectro de potência na fluidização borbulhante (Alumina, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,096\text{m/s}$).....	168
Figura 4.138	Espectro de potência na fluidização borbulhante (Areia I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,27\text{m/s}$).....	168
Figura 4.139	Espectro de potência na fluidização borbulhante (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,33\text{m/s}$).....	169
Figura 4.140	Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC III, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,26\text{m/s}$).....	169
Figura 4.141	Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC III, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,24\text{m/s}$, leito de 14cm).....	169
Figura 4.142	Espectro de potência na fluidização borbulhante (Alumina, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,057\text{m/s}$).....	170
Figura 4.143	Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,045\text{m/s}$).....	170

Figura 4.144	Espectro de potência na fluidização borbulhante (FCC regenerado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,023\text{m/s}$).....	171
Figura 4.145	Espectro de potência na fluidização borbulhante (FCC usado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,036\text{m/s}$).....	171
Figura 4.146	Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC IV, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,02\text{m/s}$).....	171
Figura 4.147	Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (CMC I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,1\text{m/s}$).....	172
Figura 4.148	Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (CMC I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,1\text{m/s}$, leito de 14cm).....	172
Figura 4.149	Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (CMC II, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,098\text{m/s}$).....	173
Figura 4.150	Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (CMC II, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,074\text{m/s}$, leito de 14cm).....	173
Figura 4.151	Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (FCC regenerado I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,073\text{m/s}$).....	173
Figura 4.152	Espectros de potência dos diferentes regimes de fluidização analisados.....	176
Figura 4.153	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla, bico atomizador desligado..... (CMC 300-400 μm , $H_0 = 11,5\text{cm}$ e $U_0 = 0,148\text{m/s}$).....	179
Figura 4.154	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla, bico atomizador ligado (CMC 300-400 μm , $H_0 = 11,5\text{cm}$ e $U_0 = 0,148\text{m/s}$).....	180

Figura 4.155	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla, bico atomizador desligado (CMC 300-400 μm , $H_0 = 11,5\text{cm}$ e $U_0 = 0,148\text{m/s}$).....	180
Figura 4.156	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla, bico atomizador ligado (CMC 300-400 μm , $H_0 = 11,5\text{cm}$ e $U_0 = 0,148\text{m/s}$).....	180
Figura 4.157	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla normal, bico atomizador ligado (CMC 300-400 μm , $H_0 = 11,5\text{cm}$ e $U_0 = 0,148\text{m/s}$).....	181
Figura 4.158	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla com parte do leito estagnada, bico atomizador ligado (CMC 300-400 μm , $H_0 = 11,5\text{cm}$ e $U_0 = 0,148\text{m/s}$).....	182
Figura 4.159	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla com parte do leito estagnada, bico atomizador ligado (CMC 300-400 μm , $H_0 = 11,5\text{cm}$ e $U_0 = 0,148\text{m/s}$).....	182
Figura 4.160	Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla com parte do leito estagnada, bico atomizador ligado (CMC 300-400 μm , $H_0 = 11,5\text{cm}$ e $U_0 = 0,148\text{m/s}$).....	182
Figura 4.161	Conjunto de espectros de potência extraídos durante o recobrimento, desde fluidização plenamente desenvolvida até colapso total do leito.....	186

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	Equações de predição da U_{mf} para leitos fluidizados gás-sólido.....	13
Tabela 2.2	Diagramas de fluxos de regimes para contatos gás-sólido.....	23
Tabela 3.1	Características físicas e U_{mf} via curva fluidodinâmica dos sólidos.....	58
Tabela 3.2	Condições experimentais das verificações preliminares.....	60
Tabela 4.1	Desvios percentuais médios dos dois métodos de medida de pressão..	72
Tabela 4.2	Desvios percentuais médios dos locais de realização das medidas de pressão.....	78
Tabela A.1	Rotas dos regimes de fluidização de cada sólido em ordem crescente de velocidade do ar, coluna de fluidização I	208
Tabela A. 2	Rotas dos regimes de fluidização de cada sólido em ordem crescente de velocidade do ar, coluna de fluidização II	210

NOMENCLATURA

Latinas

A_2 = área do orifício (cm^2);

b = altura barométrica (mm Hg)

C_D = coeficiente de arraste (adimensional);

d^* = medida adimensional do diâmetro da partícula ;

d_p = diâmetro de partícula baseado na análise de peneiras (μm);

F = Frequência (Hz);

g = aceleração da gravidade, $9,8 \text{ (m/s}^2\text{)}$;

H_0 = altura do leito fixo;

H_{mf} = altura do leito na condição de mínima fluidização;

$h_1 - h_2$ = queda de pressão (cm de água);

N = número de amostras por janela de tempo;

Q = vazão mássica de ar (kg/min.);

T = intervalo de amostragem (s);

u^* = medida adimensional da velocidade da partícula (Equação 3);

U_0 = velocidade superficial do fluido (m/s)

U_c = velocidade superficial do gás no início da fluidização turbulenta, máximos valores de flutuação de pressão (m/s);

$U_{choking}$ = velocidade superficial do gás no início do arraste de partículas (m/s);

U_{mf} = velocidade de mínima fluidização (m/s)

U_s = velocidade média de queda dos sólidos, (m/s);

$X(f)$ = variável qualquer em função da frequência;

$x(t)$ = variável qualquer em função do tempo;

Símbolos Gregos

ϵ_{mf} = porosidade do leito em condições de mínima fluidização (adimensional);

ϵ_s = fração de volume de sólidos, $1 - \epsilon_f$ (adimensional)

ϵ = porosidade do leito (adimensional);

ρ_p = densidade do sólido (kg/m^3);

ρ_g = densidade do gás (kg/m^3);

μ_g = viscosidade do gás ($\text{kg/m}\cdot\text{s}$).

Subscritos

0 = superficial.

c = crítica.

choking = início do arraste de partículas.

D = arraste.

g = gás.

mf = mínima fluidização.

p = partícula.

s = sólidos

Números Adimensionais

$$\text{Ar} = \text{número de Arquimedes}, \frac{\rho_g \Delta_g g d_p^3}{\mu_g};$$

$$\text{Ga} = \text{número de Galileo}, \frac{d^3 \rho_g^2 g}{\mu^2}$$

$$\text{M}_v = \text{razão entre as densidades}, \frac{(\rho_p - \rho_g)}{\rho_g}$$

$$\text{Re}_p = \text{número de Reynolds de partícula}, \frac{d_p u_0 \rho_g}{\mu_g};$$

$$\text{Re}_{mf} = \text{número de Reynolds na mínima fluidização}, \frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu_g};$$

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

A forma singular de contato entre as fases envolvidas (sólido e gás e/ou líquido), faz do leito fluidizado uma das configurações de leitos de partículas móveis mais eficaz e relativamente barata dentre as existentes (KUNII e LEVENSPIEL, 1991), sobretudo em razão da eficiente mistura proporcionada, o que garante ao processo altas taxas de transferências de calor e de massa, ao mesmo tempo em que apresenta baixas quedas de pressão (GELDART, 1986).

Em suas diferentes configurações, tais como leitos borbulhantes ou leitos fluidizados circulantes (também conhecidos como *risers*), os leitos fluidizados são amplamente adotados em inúmeros processos químicos, quais sejam: sínteses e reações catalíticas, fermentações, combustão e gaseificação de carvão, regeneração catalítica, ativação de diferentes compostos, além do pioneiro processo de craqueamento de petróleo, feito por meio do FCC (*Fluid Catalytic Cracking*), aplicação que motivou a concepção de uma das primeiras versões do que hoje se conhece como leito fluidizado (KUNII e LEVENSPIEL, 1991).

Os leitos fluidizados são empregados também em uma grande variedade de processos físicos, nos quais as características de excelente transferência de calor e massa desses reatores são exploradas, destacando-se: adsorção, aquecimento e resfriamento de sólidos ou fluidos, em processos de aglomeração e granulação de partículas, filtração, na secagem de diferentes materiais, e no recobrimento de partículas (DAVIDSON *et al*, 1985).

Os modos de contato entre as fases, conhecidos como regimes fluidodinâmicos, são caracterizados pelo estado de fluidização do leito, e possuem características típicas próprias (expansão do leito, formação de bolhas e de *slugs*, porosidade do leito, arraste de partículas, etc) e, em se tratando de leitos fluidizados gás-sólido, existem diferentes regimes de fluidização que dependem de certos fatores, destacando-se a velocidade do fluido, as características físicas do sólido (densidade aparente e diâmetro médio da partícula) e a geometria do leito. Em geral, leitos

fluidizados gás-sólido podem ser operados em seis diferentes regimes: fluidização particulada/homogênea (apenas com partículas do tipo A da classificação de Geldart), fluidização borbulhante, *slugging*, turbulenta, fluidização violenta/rápida e transporte pneumático (TRNKA *et al*, 2000).

A fluidização borbulhante apresenta algumas variantes, associadas a como se desenvolvem as bolhas de fluido que se formam dentro do leito de partículas. Três modos diferentes de fluidização borbulhante são descritos por alguns autores (SVENSSON *et al*, 1996; ZIJERVELD *et al*, 1998 e TRNKA *et al*, 2000, entre outros): borbulhante simples, borbulhante múltiplo e borbulhante explosivo. Uma descrição mais detalhada sobre cada um dos regimes de fluidização citados, e de como e por que se desenvolvem, é oferecida no CAPÍTULO II, concernente à Revisão Bibliográfica.

Em todas as aplicações e processos já indicados, o bom desempenho do equipamento proporciona melhores rendimentos, com a obtenção de um produto mais homogêneo e de melhor qualidade. “Bom desempenho” pode ser traduzido como a garantia da estabilidade do regime de fluidização adotado, escolhido de acordo com as exigências do processo em particular, dentre elas as taxas de transferência de calor e de massa, conversão dos reagentes no (s) produto (s) buscado (s), integridade física dos sólidos, e relação custo/benefício oferecida pelo equipamento (KUNII e LEVENSPIEL, 1991).

A quantificação de modos de contato é feita experimentalmente com o uso de uma ou mais técnicas de análise, as quais caracterizam propriedades invariantes de grande relevância do estado fluidodinâmico do leito. Duas referências interessantes neste sentido são os trabalhos de YATES e SIMONS (1994) e WERTHER (1999) que listam uma série de instrumentos e métodos empregados em pesquisas e na indústria, tais como câmeras de vídeo de alta resolução, sondas de fibra ótica, métodos radioativos e sensores de pressão (transdutores).

A técnica experimental de medir flutuações de pressão em leitos fluidizados vem sendo a mais freqüentemente utilizada em pesquisas sobre a caracterização de regimes de fluidização (SCHOUTEN e VAN DEN BLEEK, 1998). Trata-se de uma metodologia simples, não intrusiva, de custo relativamente baixo e aplicável em uma ampla faixa de condições experimentais (VAN DER SCHAAF *et al*, 2002). Outra

característica – e certamente a mais importante – é a grande vantagem do uso de sinais de pressão visando quantificar o estado fluidodinâmico de leitos fluidizados; isto porque os sinais de pressão comportam os efeitos de diferentes fenômenos dinâmicos que acontecem dentro do leito quando em estado de fluidização, como turbulência, formação, coalescência, deslocamento e erupção de bolhas, expansão do leito e efeitos provocados pela propagação de ondas de pressão através da fase de emulsão (BI e CHEN, 2003).

As medidas de pressão são registradas na forma de séries de tempo, uma coleção de dados discreta, obtida com o emprego de uma taxa de amostragem apropriada e dentro de um certo intervalo de tempo, e que trazem consigo todas as informações sobre a dinâmica da fluidização. As propriedades invariantes de uma série de tempo podem ser avaliadas lançando mão de diferentes metodologias. A princípio, são três as formas adotadas: por análise estatística, que é feita no domínio do tempo; via análise espectral, efetuada sob o ponto de vista do domínio da frequência, ou domínio de Fourier; e por intermédio de caos determinístico, que possibilita avaliar o comportamento da fluidização no “espaço estado” (JOHNSSON *et al*, 2000).

Após todo o exposto, realizou-se nesta tese um estudo experimental da caracterização de alguns dos regimes de fluidização típicos de leitos fluidizados gás-sólido (sobremaneira aqueles que não apresentam arraste de partícula), objetivando desenvolver uma metodologia que permita a monitorização *on line* do fenômeno de fluidização, por meio de uma medida física (pressão) que indique por si só a estabilidade e o regime corrente. Em outras palavras, através de um procedimento simples e de resposta rápida, intentou-se diagnosticar o estado fluidodinâmico de um leito fluidizado gás-sólido, partindo de medidas de flutuação de pressão.

Para tanto, as séries de tempo de pressão captadas foram analisadas no domínio da frequência, sendo aplicada nelas a Transformada de Fourier Rápida (FFT), a partir da qual foram gerados os espectros de potência. A largura, amplitude e frequência dominante dos espectros demonstraram ser fortes indicativos do que estava acontecendo dentro do leito, no que tange à formação de bolhas de fluido, tamanho e velocidade com que estas se movimentavam, bem como a ocorrência de *slugs* ou a proximidade com o regime turbulento.

É importante salientar que apesar de alguns pesquisadores já terem se utilizado da Transformada de Fourier na tentativa de caracterizar estados de fluidização, nenhum deles empregou a variedade de sólidos com que se trabalhou nesta pesquisa. Além disso, não foi encontrado nenhum trabalho que tenha sido criterioso o suficiente nas discussões acerca das características dos espectros de potência em relação às condições experimentais, que aqui foram exploradas em situações diversas, em termos não só de propriedades físicas dos sólidos, mas também altura do leito fixo, diâmetro da coluna, velocidade do fluido, local de medida de pressão, entre outras variáveis operacionais. Ademais, poucos realmente apostaram na análise espectral como uma forma objetiva de se obter informações relativamente detalhadas sobre o que estaria acontecendo dentro do leito, sem a necessidade de visualizá-lo. É oportuna a lembrança de que a maioria dos reatores de leitos fluidizados é construído de materiais opacos, o que não permite uma observação interna.

Os resultados obtidos da aplicação da FFT nas séries de tempo de pressão possibilitaram a diferenciação de sete regimes de contato gás-sólido, a partir da identificação dos espectros de potência de cada um deles, os quais foram extraídos em condições de regime de contato plenamente estabelecido. As formas de contato estudadas foram: fluidização particulada, canais preferenciais, regime borbulhante simples, borbulhante múltiplo e borbulhante explosivo, *flat lugging* e *wall slugging*.

Outro aspecto estudado concernente à análise espectral e seu emprego na caracterização e monitorização de regimes de fluidização, diz respeito à verificação da estabilidade de cada estado fluidodinâmico. Constatou-se que os espectros demonstraram de forma fidedigna a estabilidade dos regimes de contato. Encontrando-se o leito fluidizado em um regime plenamente desenvolvido, o aumento ou diminuição da velocidade do fluido não provocou qualquer alteração na conformação dos espectros. Mudanças nas características dos espectros só eram percebidas ao se aproximar da transição para um novo estado fluidodinâmico: deste ponto em diante (ou seja, seguindo-se a variação da velocidade do ar) os espectros iniciavam uma modificação no seu perfil, até que alcançassem forma definitiva, correspondente ao novo regime de fluidização atingido.

Testes objetivando a monitorização do processo de recobrimento de microgrânulos em leito fluidizado confirmaram a potencialidade da análise espectral

como uma forma objetiva de monitorização de leitos fluidizados. Em uma situação experimental em que se forçou a aglomeração gradativa do leito de partículas, foi possível constatar a sensibilidade da metodologia estudada em perceber a alteração no comportamento da fluidização. O acompanhamento do desempenho de tal processo por meio da análise espectral possibilitaria antever um colapso do leito a tempo de ser tomada alguma medida corretiva.

Além dos objetivos citados acima, concernentes à análise espectral, outras duas metas foram atingidas nesta tese. Uma diz respeito à verificação preliminar do comportamento da pressão no tempo, antes da aplicação da Transformada de Fourier nas séries de pressão, o que proporcionou uma análise prévia sobre as diferenças observadas entre os regimes estudados. Em alguns casos, como na passagem de regime particulado para borbulhante, a mudança no perfil das flutuações foi marcante. Em outros, a diferença não foi tão evidente, como por exemplo, a comparação do regime borbulhante múltiplo com o borbulhante explosivo.

Estudou-se detalhadamente também a predição da velocidade de mínima fluidização (U_{mf}) através de metodologia alternativa, a qual explora a relação linear existente entre o desvio padrão das flutuações de pressão e a velocidade do fluido (PUNCOCHAR *et al*, 1985). A grande vantagem oferecida por esta metodologia reside no fato de não ser necessário defluidizar o leito, ao contrário da forma tradicional (curva fluidodinâmica). As mesmas séries de pressão obtidas para a análise espectral foram utilizadas para este propósito.

Os experimentos referentes a todas as etapas desta pesquisa foram realizados em duas colunas cilíndricas, uma de 11cm e outra de 14cm de diâmetro interno, com distribuidores do tipo placa perfurada. Foram empregados nas corridas diferentes sólidos dos tipos A, B e C da classificação de GELDART (1973).

Foi concebido no laboratório onde se desenvolveu este trabalho, um sistema de aquisição de dados composto dos seguintes itens: sondas de Polietileno Masterflex®, transdutores diferenciais e absolutos de pressão, um bloco conector e condicionador dos sinais elétricos dos transdutores, placa de aquisição de 12 bits de resolução, computador e software de aquisição e gerenciamento dos dados. Tal sistema permitiu a captação e tratamento dos sinais relativos às flutuações de pressão, via Análise de Fourier, com a

obtenção *on line* de espectros de potência, além da gravação das séries de tempo de cada experimento na forma de arquivos individuais, para posterior tratamento e análise.

Por se tratar de um trabalho de cunho experimental, as etapas listadas a seguir foram necessárias para o alcance dos objetivos da pesquisa:

- Seleção e caracterização de partículas dos grupos A, B e C de Geldart, com o uso de diferentes métodos de análise;
- Projeto e confecção das colunas de fluidização;
- Concepção de um sistema de aquisição de dados;
- Testes preliminares, que permitiram um planejamento das faixas de operação do equipamento para cada tipo de regime de contato;
- Criação dos Instrumentos Virtuais, ou programas, adotados na aquisição dos sinais de pressão;
- Definição da taxa de amostragem, do número de pontos por janela de tempo e do número de janelas de tempo por experimento, do tipo de janela e do uso de filtro *anti-aliasing*;
- Constatação do método de medida de flutuação de pressão mais adequado à identificação dos regimes de fluidização, medidas absolutas ou diferenciais, bem como a melhor localização das sondas de pressão no equipamento, com respeito à posição axial, considerando inclusive medidas na câmara plena.

CAPÍTULO II

REVISÃO DA LITERATURA

1 - SOBRE A FLUIDIZAÇÃO

1.1 – REGIMES DE FLUIDIZAÇÃO TÍPICOS

O fenômeno da fluidização é observado quando um leito de partículas de pequeno tamanho (de poucas dezenas de micras a algumas unidades de milímetros) é submetido à passagem vertical e ascendente de um fluido, líquido ou gasoso. Para tanto, o leito de sólidos é acomodado em uma coluna, que pode ter seção transversal circular, quadrada ou retangular, e sustentado na base por uma placa perfurada ou microporosa, que desempenha o papel de distribuir uniformemente o fluido (DAVIDSON, 1985).

A descrição dos estados de fluidização que se segue é importante, haja visto que o cerne deste trabalho é exatamente o de encontrar uma forma prática e eficaz de diferenciar alguns dos regimes de fluidização existentes. Compreender a dinâmica de cada um, ainda que de forma geral, torna a interpretação e discussão dos resultados experimentais obtidos mais objetiva, lógica e crítica, por parte de quem proceder a análise do presente texto. Destaque é dado às diferentes formas de contato gás-sólido, conquanto se trate da situação estudada e descrita.

A velocidade do fluido (gás ou líquido) estabelece a dinâmica do leito de partículas dentro da coluna (presença de bolhas de fluido ou agrupamentos de sólidos, grau de homogeneidade, perfil dos sólidos, arraste de partículas, etc.), que por sua vez, muda consideravelmente de um regime para outro (ARNALDOS e CASAL, 1996). Segundo KUNII e LEVENSPIEL (1991) quando um fluido passa ascendentemente através de um leito de partículas finas (como mostrado na Figura 2.1), a uma vazão baixa, o fluido apenas percola pelos espaços entre as partículas estacionadas, ocorrendo um pequeno aumento no distanciamento entre elas e uma singela vibração e movimentações em regiões restritas, ao se acrescer a velocidade do fluido. Nesta condição temos apenas um leito fixo (Figura 2.1 a).

Com vazão um pouco maior, atinge-se uma condição em que todas as partículas são suspensas pelo fluxo ascendente do gás ou líquido. Neste ponto as forças de fricção entre as partículas e o fluido contrabalançam o peso das partículas, a componente vertical das forças compressivas entre partículas adjacentes desaparece e a queda de pressão através de qualquer seção no leito torna-se igual ao peso do fluido somado às partículas nesta seção. A partir deste momento o leito é considerado como sendo fluidizado (Figura 2.1 b).

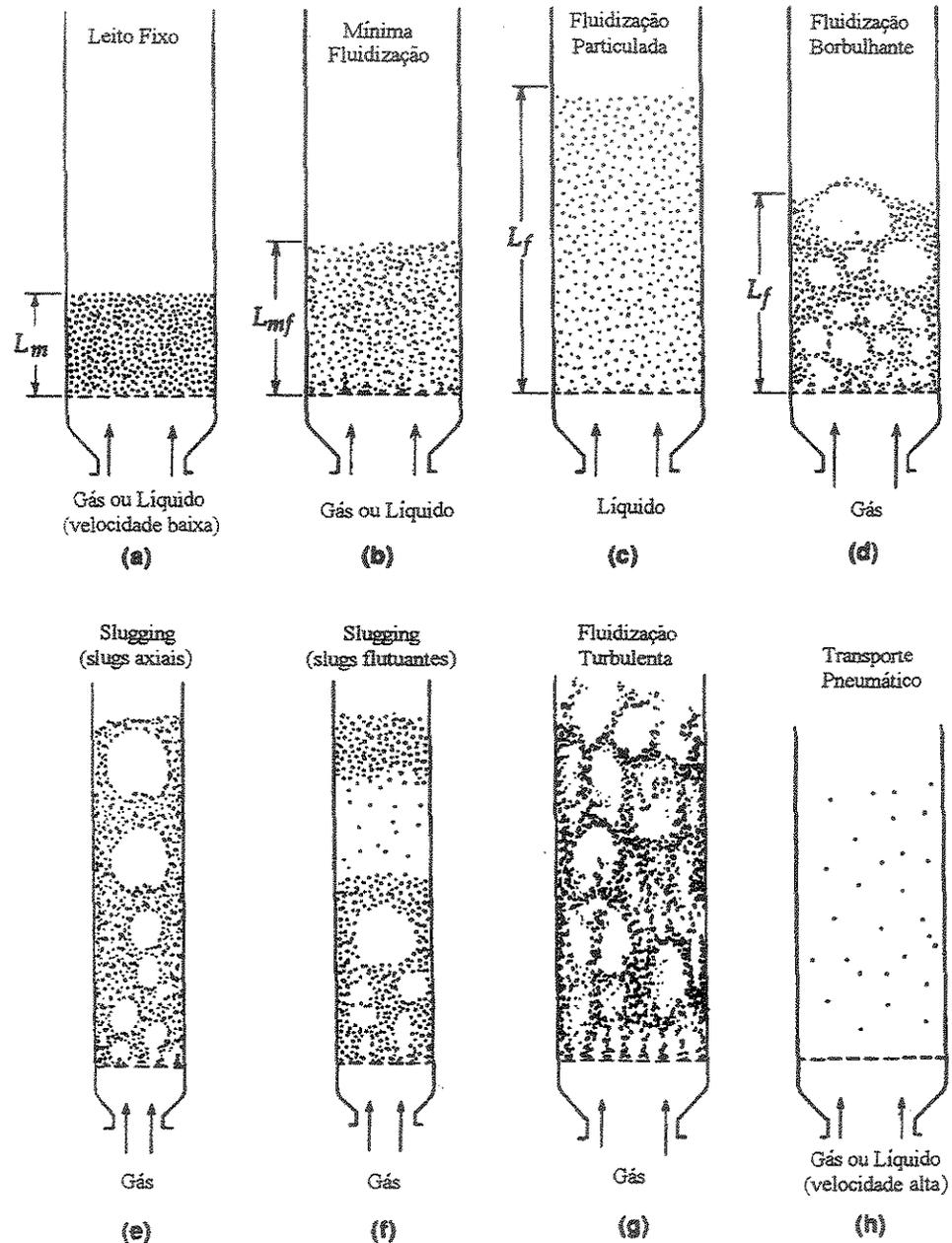


Figura 2.1 – Diferentes modos de contato observados em leitos fluidizados

O padrão, na descrição da fluidização a partir deste ponto de velocidade do fluido, a velocidade de mínima fluidização (U_{mf}) é, costumeiramente, separar entre dois comportamentos diferentes, correspondentes aos sistemas líquido-sólido e gás-sólido. Em geral, sistemas líquido-sólido resultam em operações estáveis, sendo observados leitos com comportamento homogêneo, sem formação de bolhas de fluido, e com uma distribuição espacial uniforme de concentração e partículas sólidas. O fenômeno de expansão é regular, com um aumento contínuo da distância entre as partículas. Este modo de contato, ilustrado na Figura 2.1 c, recebe a denominação de fluidização particulada.

Um caso especial de contato gás-sólido proporciona comportamento semelhante, a fluidização de partículas do tipo A da classificação de GELDART (1973) de sólidos (trabalho essencial sobre fluidização, brevemente discorrido nesta revisão), que acontece em uma limitada faixa de velocidade do fluido, entre U_{mf} e a velocidade de início de formação de bolhas, ou de mínimo borbulhamento (U_{mb}).

Em sistemas gás-sólido, com um aumento da velocidade acima da mínima de fluidização, observa-se uma grande instabilidade no sistema, com formação de bolhas e canais preferenciais de gás na base do leito, que se originam dos jatos de ar provenientes dos orifícios da placa distribuidora. Vazões ainda maiores provocam agitações mais violentas e o movimento dos sólidos torna-se vigoroso. Não ocorre essencial arraste de sólidos; se uma fração de finos existe, estes podem ser arrastados em um período transitório inicial em sistemas em batelada, no entanto, logo em seguida ele cessa. Semelhante leito é chamado de leito fluidizado heterogêneo ou borbulhante (Figura 2.1 d).

O comportamento de leitos fluidizados em regime de fluidização borbulhante, comum em sistemas gás-sólido, é dominado pela subida de vazios de gás, usualmente chamados de bolhas. Nesse regime de fluidização, distinguem-se duas fases no leito, a fase bolha, que compreende os vazios de gás que não contém virtualmente nenhuma partícula do leito, e a fase particulada (também chamada fase densa ou emulsão), que consiste das partículas sólidas fluidizadas pelo gás intersticial. Como sugerido por CLIFT (1986), um leito fluidizado em regime de fluidização borbulhante pode ser definido como um leito em que a fase bolha é conhecida como dispersa e a fase particulada a contínua. As bolhas subindo através do leito provocam o movimento da

fase particulada; esta dinâmica é a principal causa da mistura dos sólidos nos leitos borbulhantes.

Bolhas em um leito borbulhante podem ser bastante irregulares na forma e principalmente no tamanho, e a característica física do sólido fluidizado (tamanho e densidade) é um fator extremamente importante na conformação das bolhas. Daí a razão de a fluidização borbulhante apresentar uma subdivisão em três categorias diferentes (Figura 2.2), de acordo com a maneira como as bolhas se desenvolvem dentro do leito. ZIJERVELD *et al* (1998) descrevem da seguinte forma esta divisão: fluidização borbulhante propriamente dita, ou borbulhante múltipla, com bolhas de diferentes tamanhos e velocidades de deslocamento, que sobem e explodem na superfície do leito muitas vezes simultaneamente (Figura 2.2 a). Borbulhante simples, caracterizada pela formação de grandes bolhas que, a partir de uma determinada altura do leito, sobem individualmente; as bolhas que se formam não chegam a ocupar toda a seção transversal do leito, e por este motivo não são consideradas *slugs* (Figura 2.2 b). E, finalmente, a fluidização borbulhante explosiva, que se caracteriza por bolhas de fluido de formas irregulares, as quais sobem quase continuamente através do leito, e explodem vigorosamente na extremidade do mesmo, lançando grande quantidade de partículas acima da superfície do leito (Figura 2.2 c).

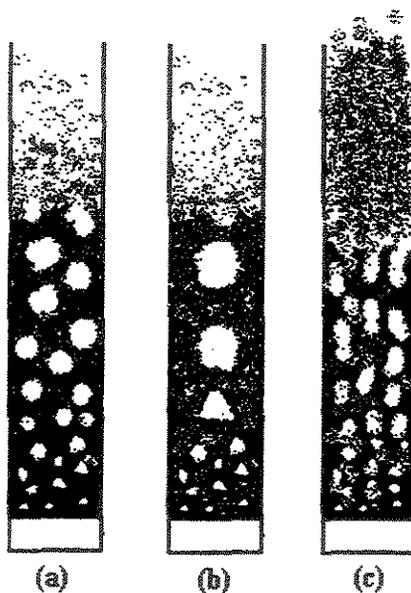


Figura 2.2 – Tipos de regimes borbulhantes em leitos fluidizados gás-sólido: (a) borbulhante múltiplo (b) borbulhante simples e (c) borbulhante explosivo

Em sistemas gás-sólido, bolhas de gás coalescem e aumentam conforme sobem, e em um leito consideravelmente profundo e de diâmetro pequeno, elas podem eventualmente se tornarem grandes o suficiente para se expandirem pela célula. Quando o leito é formado por partículas finas, estas caem suavemente, deslizando pelas paredes em volta das elevações das grandes bolhas de gás. Esta característica de comportamento é conhecida como *slugging* com *slugs* axiais (Figura 2.1 e). No caso de partículas maiores, a porção do leito acima das bolhas é empurrada para cima, como um pistão; partículas “chovem” para o *slug* de baixo, e conforme vão subindo, estas porções de sólidos desaparecem. Após este tempo outros *slugs* formam-se, e o movimento oscilatório repete-se continuamente. Este é o chamado *slug* flutuante (Figura 2.1 f). A altas velocidades do gás e com a presença de partículas angulares ou paredes do recipiente áspera, o pistão em elevação tende a se aderir e a deslizar ascendentemente pela parede, de acordo com CLIFT e GRACE (1985). Estes recebem o nome de pistões de parede, demonstrados na Figura 2.3 b, juntamente com os outros dois tipos de fluidização *slugging*.

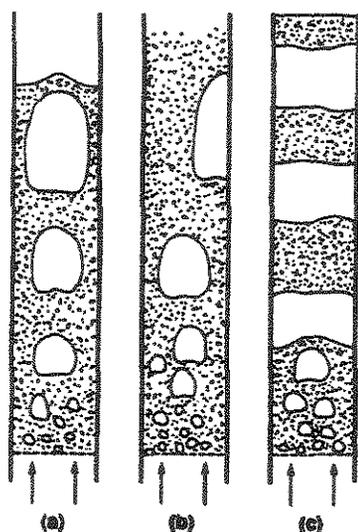


Figura 2.3 – Tipos de *slugs* formados em leitos fluidizados: (a) *slugs* axiais, (b) *slugs* de parede e (c) *slugs* flutuantes

A uma vazão de gás suficientemente alta, a velocidade terminal dos sólidos é excedida, a superfície superior do leito desaparece, suspensões de partículas tornam-se mais firmes e a formação de bolhas passa a se apresentar instável, onde se observa um

movimento turbulento de agrupamentos de sólidos e vazios de gás de vários tamanhos e formas. Este é o leito fluidizado turbulento (Figura 2.1 g). Com um adicional aumento na velocidade do gás, os sólidos são arrastados do leito com o fluido. Neste estado tem-se um leito fluidizado disperso ou diluído, com transporte pneumático de sólidos (Figura 2.1 h).

1.2 - PONTOS DE TRANSIÇÃO

1.2.1 – MÍNIMA FLUIDIZAÇÃO

A estimativa confiável da velocidade que marca o início da fluidização é extremamente importante, por se tratar de um parâmetro que tem papel decisivo em cálculos de projeto na engenharia de fluidização. A velocidade de mínima fluidização (U_{mf}) pode ser obtida experimentalmente por pelo menos três métodos diferentes: o método da porosidade, da transferência de calor, e o mais difundido, o método da queda de pressão. É possível também prever teoricamente a U_{mf} , lançando mão de correlações empíricas existentes na literatura, cada uma delas limitada a condições experimentais restritas, como tamanho de partícula, fluido, etc. (GUPTA e SATHIYAMOORTHY, 1999).

1.2.1.1 - Obtenção de U_{mf} Através de Correlações Empíricas

Em virtude de ser a primeira condição de transição de regimes de fluidização (em ordem crescente de velocidade do fluido), a U_{mf} foi e segue sendo assunto de muitas investigações, existindo um considerável volume de trabalhos a respeito na literatura (LIM *et al*, 1995). Baseada em um balanço de queda de pressão requerida para suportar o peso do leito, menos a força de arraste sendo incidida nas partículas pelo fluido no ponto de mínima fluidização, corresponde a uma situação de fluidização homogênea, em que praticamente não há formação ou influência de bolhas de fluido.

O método usado para o desenvolvimento de correlações, no caso da velocidade de mínima fluidização de sistemas gás-sólido, envolve duas situações: a primeira parte de uma equação de queda de pressão em um leito fixo (normalmente a conhecida

equação de Ergun para leitos porosos serve como ponto de partida). Na segunda, o procedimento é puramente empírico (COUDERC, 1985). LIPPENS e MULDER (1993) apresentam uma discussão interessante que demonstra a superioridade da equação de Ergun na predição de U_{mf} .

Tabela 2.1 – Equações de predição da U_{mf} para leitos fluidizados gás-sólido

Autor (es)	Gás	Diâmetro de Partícula (mm)	Equação
LEVA (1959)	Ar, He, CO ₂	0,05 – 0,097	$U_{mf} = \frac{7,169 \times 10^{-4} d_p^{1,82} (\rho_p - \rho_g)^{0,94} g}{\rho_g^{0,06} \mu_g^{0,88}}$ (2.1)
BAEYENS e GELDART (1973)	Ar	0,05 – 4	$GaMv = 1823Re_{mf}^{1,07} + 21,27Re_{mf}^2$ (2.2)
BROADHURST e BECKER (1975)	Ar, Freon 12	0,07 – 1	$Re_{mf} = \left[\frac{GaMv}{2,42 \times 10^5 (GaMv)^{-0,85} (\rho_p / \rho_g)^{0,13} + 37,7} \right]^{0,5}$ (2.3)
BABU <i>et al</i> (1978)	-	0,05 – 2,87	$Re_{mf} = [25,25^2 + 0,0651GaMv]^{0,5} - 25,25$ (2.4)
RICHARDSON e JERONIMO (1979)	-	-	$Re_{mf} = [25,7^2 + 0,0365GaMv]^{0,5} - 25,7$ (2.5)
DOICHEV e AKHMAKOV (1979)	Ar	0,09 – 2,2	$Re_{mf} = 1,08 \times 10^{-3} (GaMv)^{0,947}$ (2.6)
THONGLIMP (1981)	Ar	0,11 – 2,12	$Re_{mf} = [31,6^2 + 0,0425GaMv]^{0,5} - 31,6$ (2.7)

Na Tabela 2.1 tem-se algumas das correlações para a estimativa de U_{mf} disponíveis e que, de acordo com TONGLIMP (1981), foram as que apresentaram os menores desvios percentuais em uma comparação numérica feita por ele, dentre muitas estudadas. Das equações apresentadas na Tabela 2.1, apenas a correlação de LEVA (1959), a Equação (2.1), foi obtida de forma estritamente empírica, como pode ser verificado na sua forma.

1.2.1.2 - A Relação “Queda de Pressão no Leito – Velocidade do Fluido”, ou Curva Fluidodinâmica

A relação existente entre a queda de pressão no leito e a velocidade do fluido, conhecida como curva fluidodinâmica, é a metodologia experimental normalmente empregada para se obter a U_{mf} de um sólido, principalmente em colunas de fluidização em escala laboratorial, já que o procedimento é bastante simples e rápido. Dá-se mais crédito ao resultado de U_{mf} obtido nesta forma do que por meio de correlações, as quais normalmente são obtidas em condições experimentais restritas e com algumas simplificações.

A Figura 2.4 é um gráfico idealizado da relação “velocidade do fluido – queda de pressão” verificada em leito fixo e em leito fluidizado. A Região AB corresponde a um leito fixo onde as partículas sólidas mantêm-se estáticas no fundo da coluna: a queda de pressão aumenta com o aumento da velocidade, em uma relação aproximadamente linear. No ponto B a fluidização tem início: a superfície superior do leito torna-se plana e horizontal, e as partículas movimentam-se lentamente. Após um acréscimo na velocidade do fluido, a queda de pressão estabiliza e mantém-se constante. A altura do leito, ao contrário, cresce, como exemplificado na Figura 2.1.

Quando a taxa de fluxo de fluido é diminuída, partindo do ponto C, uma nova curva CDE é observada. Esta diferença resulta da variação na porosidade do leito fixo, que toma agora um particular e reproduzível valor de porosidade de mínima fluidização (ϵ_{mf}), ao passo que na curva AB ela exibe um valor diferente de ϵ , dependente do procedimento tomado para introduzir as partículas sólidas na coluna.

A velocidade de mínima fluidização é definida como o ponto de transição D entre o leito fixo e o estado fluidizado observado na taxa decrescente de fluido (Figura 2.4).

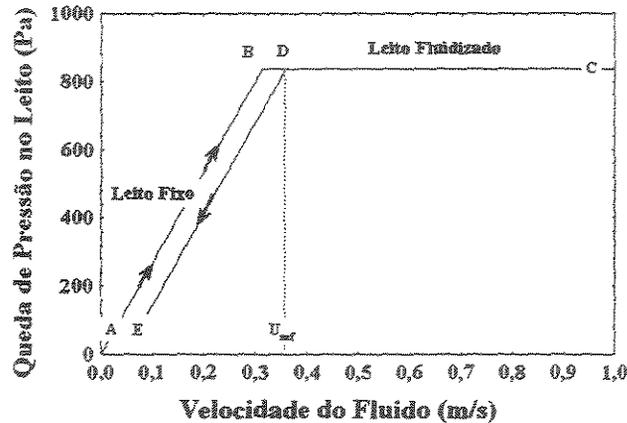


Figura 2.4 - Relação queda de pressão *versus* velocidade do fluido

1.2.2 - MÍNIMO BORBULHAMENTO

Em um leito fluidizado gás-sólido o peso das partículas é balanceado pela força de arraste do gás na fluidização incipiente (KUNII e LEVENSPIEL, 1991). À medida que a velocidade do gás é acrescida as partículas ordenam-se de forma a minimizar a força de arraste e bolhas começam a aparecer. De acordo com a teoria das duas fases, o gás em excesso ($U_0 - U_{mf}$) passa através do leito na forma de bolhas (GANZHA e SAXENA, 1999).

Em sistemas gás-sólido formados por partículas finas (Geldart tipo A), é observada, acima da U_{mf} , a fluidização particulada. Nestes sistemas, é possível obter-se expansão homogênea sem bolhas. O limite superior de velocidade para o estado particulado corresponde à aparição das primeiras bolhas e é denominado de velocidade de mínimo borbulhamento (U_{mb}).

Esta velocidade de início do borbulhamento é difícil de ser determinada de forma precisa. De fato, o leito expandido é um estado metaestável e, um procedimento experimental muito cuidadoso e lento é necessário para se conhecer este ponto de transição. Quando a U_{mb} é alcançada e as primeiras bolhas aparecem, a altura da superfície do leito às vezes decresce a um nível inferior ao previamente alcançado um

pouco antes deste ponto, indicando que ocorre uma mudança na estrutura e nas propriedades de expansão. Em outros casos, a porosidade do leito como um todo não diminui, demonstrando que a porosidade da fase emulsão permanece em um valor próximo do alcançado pela expansão particulada, exatamente antes de as primeiras bolhas aparecerem.

Sistemas líquido-sólido geralmente apresentam, da mínima fluidização ao início do transporte pneumático, a fluidização particulada e, portanto, U_{mb} não existe. Por outro lado, em leitos gás-sólido de partículas grandes (tipo B e D de Geldart) bolhas aparecem logo após a velocidade do gás exceder U_{mf} , portanto $U_{mb} \cong U_{mf}$.

1.2.3 – TRANSIÇÃO PARA A FLUIDIZAÇÃO TURBULENTA

Quando um leito fluidizado em regime borbulhante (ou *slugging*) tem a velocidade do gás gradualmente aumentada, a turbulência originada pelas bolhas cresce, refletindo diretamente nas oscilações da queda de pressão. A magnitude das oscilações atinge um valor máximo em uma velocidade do gás denominada U_c (Figura 2.5) e então, à velocidades maiores, ela (a magnitude das oscilações) começa a diminuir. Deste ponto, se a velocidade do gás seguir sendo acrescida, a homogeneidade do leito passa a crescer. Como descrito por YOSHIDA e MINEO (1989), "... grandes bolhas e *slugs* se desfazem e os movimentos do gás e dos sólidos tornam-se mais vigorosos do que na fluidização borbulhante". Finalmente, uma velocidade é alcançada (U_k), a partir da qual acréscimos na velocidade do gás não provocam mais variação na oscilação da queda de pressão. Nesta condição ocorre uma contínua formação e colapso de bolhas. Alguns autores consideram que um novo regime, a fluidização turbulenta, inicia-se nesta velocidade, e que a faixa entre U_c e U_k seria então uma transição do borbulhante para a fluidização turbulenta (ARNALDOS e CASAL, 1996).

No entanto, um grande número de pesquisadores considera que não existe transição entre o regime borbulhante e a fluidização turbulenta, e que esta última inicia-se já em U_c . Para os autores, U_k não serve como um parâmetro de demarcação entre os dois regimes, pois ele depende fortemente de como se dá o reciclo de sólidos (necessário em virtude da grande quantidade de partículas arrastadas), ao contrário de U_c que independe deste fator (BI e GRACE, 1995).

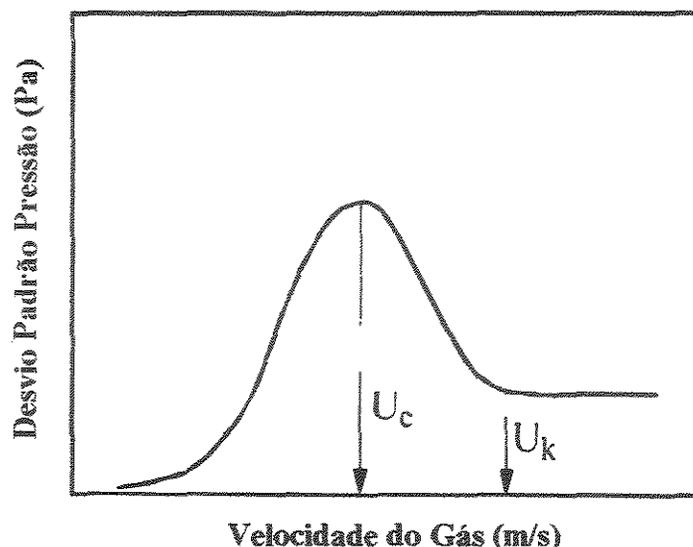


Figura 2.5 – Definições das velocidades de transição, U_c e U_k , baseadas no desvio padrão de flutuações de pressão

A verdade é que ainda não se chegou a um consenso sobre quando exatamente a fluidização turbulenta tem seu início, e mesmo se ela realmente existe, embora em muitas aplicações o leito fluidizado seja operado dentro da faixa de velocidade do fluido em que, teoricamente, ela se encontra (BI *et al*, 2000).

1.3 – A CLASSIFICAÇÃO DE GELDART DE PARTÍCULAS

Observando cuidadosamente a fluidização de sólidos de diferentes densidades e tamanhos médios, e tomando dados experimentais publicados até aquele momento, GELDART (1973) identificou quatro tipos de comportamento de partículas. Das menores às maiores, elas foram agrupadas da seguinte forma:

Grupo C – Partículas coesivas e muito finas. Normalmente, a fluidização é extremamente difícil para estes sólidos porque as forças interpartículas são maiores que a resultante da ação do gás.

Em leitos de pequeno diâmetro, partículas deste grupo tendem a elevar-se como um único bloco de sólidos, ao passo que em leitos de grande diâmetro, canais preferenciais formam-se do distribuidor à superfície do leito, não havendo fluidização dos sólidos.

Uma forma possível de se obter fluidização de qualidade com estes sólidos é introduzir no leito partículas do mesmo material, mas com tamanho maior, preferencialmente Geldart B. Um sistema de vibração da coluna de fluidização (leitos vibro-fluidizados) também permite que se obtenha fluidização de razoável qualidade (SILVA-MORIS, 2002).

Grupo A – Compreende tamanhos de partículas de médio para pequeno (tipicamente por volta de $80\mu\text{m}$), com baixa densidade ($< \cong 1,4 \text{ g/cm}^3$). Estes sólidos fluidizam facilmente, com fluidização particulada em baixas velocidades do gás e borbulhamento com pequenas bolhas a velocidades do gás altas. Catalisador de FCC é representativo destes sólidos.

Quando estes sólidos são fluidizados, o leito se expande consideravelmente antes do aparecimento de bolhas. Em velocidades do gás maiores que U_{mb} , o leito muda para o modo borbulhante, apresentando o seguinte comportamento: bolhas de gás elevam-se mais rapidamente que o fluxo de gás, percolando pela emulsão; as bolhas de gás aparecem como brechas e coalescem freqüentemente com a sua elevação através do leito; circulação ruim de sólidos ocorre mesmo quando apenas poucas bolhas estão presentes. Esta circulação é um pouco melhor em leitos grandes; quando as bolhas crescem até o diâmetro da célula, elas tornam-se *slugs* axiais, embora não seja muito comum este tipo de regime de fluidização; finos atuam como lubrificante tornando mais fácil a fluidização do leito. Assim, a relação U_{mb}/U_{mf} aumenta com a adição de finos.

Grupo B – São aqueles sólidos que possuem características físicas semelhantes às da areia, ou seja, partículas de tamanho entre $40 \mu\text{m} < d_p < 500 \mu\text{m}$ e densidade $1,4 \text{ g/cm}^3 < \rho_p < 4 \text{ g/cm}^3$. Estes particulados fluidizam bem com ocorrência de borbulhamento vigoroso e bolhas que crescem bastante.

Em leitos de sólidos classificados como do tipo B de Geldart, bolhas formam-se tão logo a velocidade do gás excede U_{mf} . Desta maneira $U_{mb}/U_{mf} \cong 1$, em oposição aos sólidos do tipo A de Geldart. A altas velocidades do gás o leito comporta-se como se segue:

- Bolhas pequenas formam-se no distribuidor e crescem e coalescem conforme vão subindo pelo leito;

- O tamanho das bolhas aumenta linearmente com a distância acima do distribuidor e com o excesso de velocidade do gás ($U_0 - U_{mf}$);
- Borbulhamento vigoroso estimula a circulação violenta dos sólidos.

Grupo D – Partículas grandes e/ou densas. Leitos profundos destes sólidos são difíceis de fluidizar. Eles comportam-se imprevisivelmente, apresentando grandes explosões de bolhas e canais preferenciais ou comportamento de jorro se a distribuição do gás é muito desigual. Fluidização com sólidos D de Geldart apresenta as seguintes características:

- Bolhas coalescem rapidamente e crescem de tamanho, subindo mais lentamente que o fluxo de gás;
- Fase densa com baixa porosidade;
- Quando o tamanho das bolhas aproxima-se do diâmetro do leito, são observados *slugs* flutuantes;
- Estes sólidos jorram facilmente, ao passo que sólidos de Geldart B não.

A classificação de GELDART (1973) é clara e fácil de usar, e é lida na Figura 2.6 para fluidização com ar em condições ambiente. Para alguns sólidos de densidade (ρ_p) e tamanho médio de partícula (d_p) conhecidos, este gráfico permite uma estimativa do tipo de fluidização esperada. Pesquisadores que estudam o fenômeno da fluidização invariavelmente recorrem ao diagrama de Geldart para classificar o sólido utilizado no trabalho. Trata-se de uma referência clássica e até os dias de hoje não superada, a despeito da simplicidade em termos de suporte matemático e experimental para o desenvolvimento da referida classificação.

Na Figura 2.7 são demonstradas as chamadas rotas de fluidização ou sucessões de estados de fluidização (ZIJERVELD *et al*, 1998), com a velocidade do gás sendo progressivamente acrescida, para cada tipo de sólido da classificação de GELDART (1973).

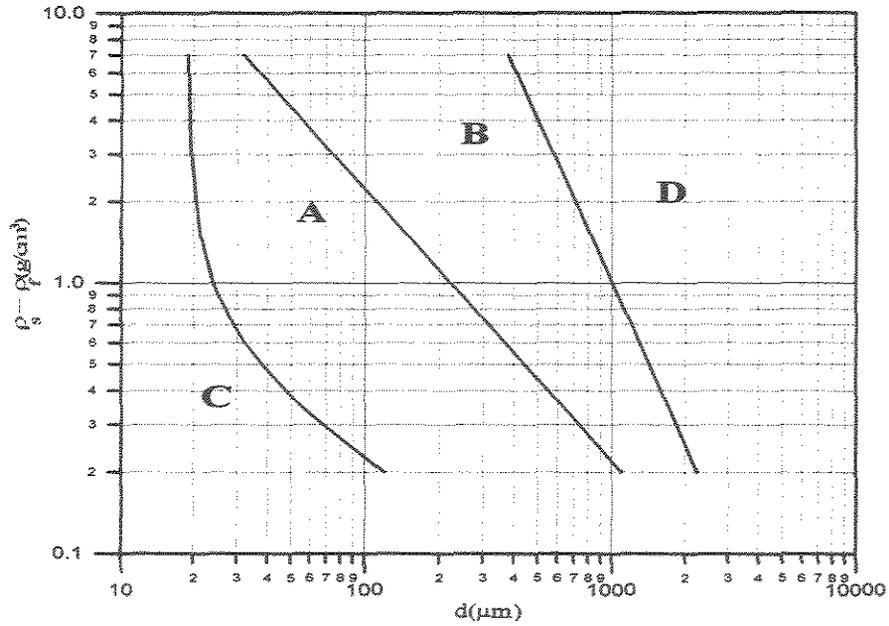


Figura 2.6 – Classificação de Geldart de partículas fluidizadas com ar e em condições ambiente (SILVA, 2003)

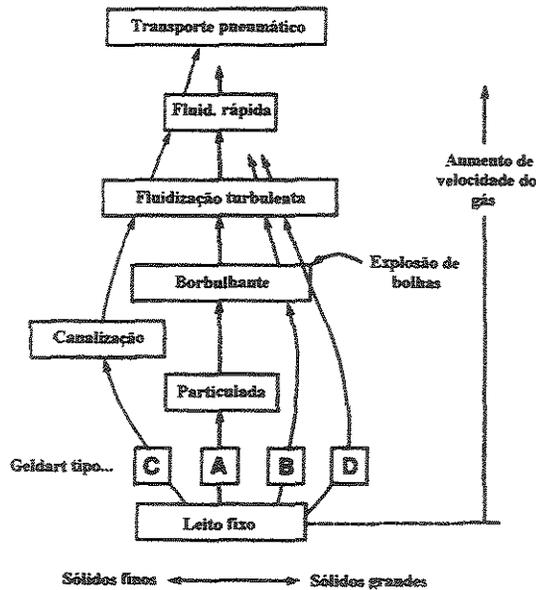


Figura 2.7 – Trocas progressivas em contatos gás-sólido com mudança na velocidade do gás (KUNII e LEVENSPIEL, 1991)

1.4 – O MAPEAMENTO DOS REGIMES DE FLUIDIZAÇÃO

Vários pesquisadores desenvolveram cartas visando mapear os regimes de contato existentes na fluidização (ver Tabela 2.2). Cada diagrama tem seu uso

particular, mas o que foi desenvolvido por GRACE (1986), adotando as coordenadas inicialmente usadas por ZENS e OTHMER (1960), é um dos mais adequados para aplicações na engenharia. Os eixos do diagrama (Figura 2.8) são montados com as variáveis adimensionais d_p^* e u^* definidas nas Equações (2.8) e (2.9).

$$d_p^* = d_p \left[\frac{\rho_g (\rho_p - \rho_g) g}{\mu^2} \right]^{1/3} = Ar^{1/3} = \left(\frac{3}{4} C_D Re_p^2 \right)^{1/3}, \quad [-] \quad (2.8)$$

$$u^* = u \left[\frac{\rho_g^2}{\mu_g (\rho_p - \rho_g) g} \right]^{1/3} = \frac{Re_p}{Ar^{1/3}} = \left(\frac{4 Re_p}{3 C_D} \right)^{1/3}, \quad [-] \quad (2.9)$$

A Figura 2.8 representa o diagrama original de GRACE (1986), acrescido com informações experimentais de outros pesquisadores:

- O diagrama demonstra o início da fluidização e a velocidade terminal das partículas do leito;
- Aponta as delimitações da classificação de GELDART (1973) de sólidos. Assim, para representar de outra forma que não na condição ambiente, e para outros gases além do ar, a fronteira AB é definida por:

$$(d_p^*)_{AB} = 101 \left(\frac{\rho_g}{\rho_s - \rho_g} \right)^{0.425} \quad (2.10)$$

A fronteira CA é incerta e é afetada pelas forças coesivas entre as partículas. Assim, intensas forças de superfície transportarão o limite para a direita, e o aumento do conteúdo de umidade do gás para a esquerda.

- Mostra que jorro é característico de sólidos D de Geldart e pode ocorrer a velocidades do gás mesmo menores que U_{mf} ;
- Leitos borbulhantes normais são operados em uma ampla faixa de condições e tamanho de partículas, de sólidos de Geldart do tipo A e B. Para partículas grandes,

estes leitos operam apenas dentro de uma faixa relativamente estreita de velocidades do gás. Com partículas pequenas, entretanto, o início da formação de bolhas se dá a uma velocidade do fluido coincidente com a U_{mf} e continua desenvolvendo-se até próximo da velocidade terminal das partículas;

- O início do regime turbulento é gradual e, portanto, não é claramente mostrado neste gráfico. No entanto, pode ser observada sua ocorrência acima de U_t para sistemas de partículas muito pequenas. Para partículas grandes, ocorre próximo de U_{mf} ;

- Fluidização rápida (em que ocorre transporte com reciclo) é apenas praticável para partículas muito pequenas e a altas velocidades do gás, próximo de $1000U_{mf}$.

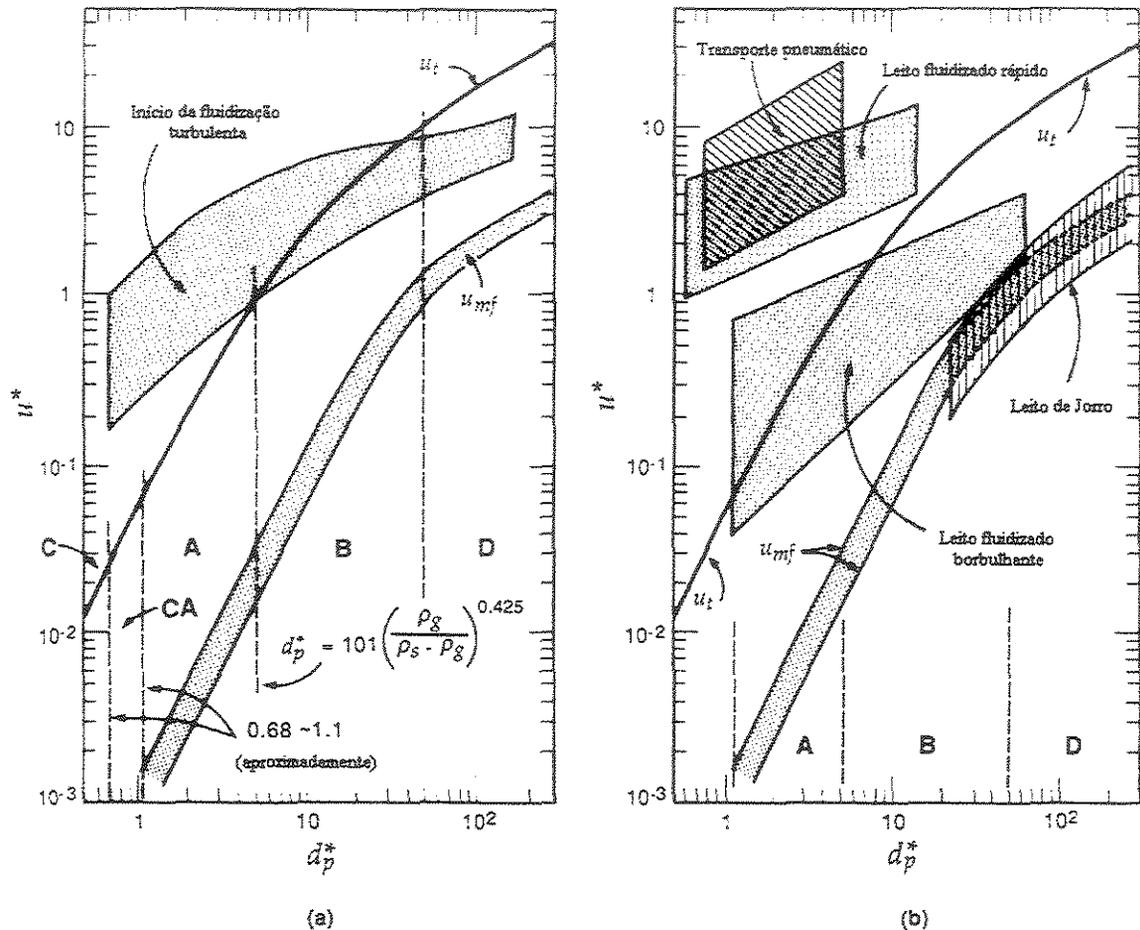


Figura 2.8 – Diagrama geral de regimes de fluxos para todas os modos de contato gás-sólido (GRACE, 1986)

Tabela 2.2 – Diagramas de fluxos de regimes para contatos gás-sólido

Autor	Abcissa	Ordenada
REH, (1968,71)	Re_p	$1/C_D$
CATIPOVIC <i>et al</i> (1978,79)	U_0	d_p
YERUCHALMI e CANKURT, (1978,79)	$\varepsilon_s = 1 - \varepsilon_f$	Velocidade de arraste, $U_p = U_0 - U_s$
VAN DEEMTER, (1980)	U_0	d_p
WERTHER, (1980)	Re_p	$1/C_D$
LI E KWANK, (1980)	U_0	ε_f
AVIDAN e YERUSHALMI, (1982)	U_0	ε_f
MATSEN, (1982, 83)	U_0	U_s
SQUIRES <i>et al</i> , (1985)	U_0	$\varepsilon_s = 1 - \varepsilon_f$
HORIO <i>et al</i> , (1986)	Re_p	Ar
GRACE, (1986)	d_p^*	u^*

Fonte: KUNII e LEVENSPIEL (1991)

Este mapa de fluxos representa dados experimentais de vários trabalhos em diferentes condições experimentais, quais sejam:

Gases – ar, N_2 , CO_2 , He, H_2 , Freon-12 e CCl_4

Temperatura - 20° - 300°C

Pressão – 1 – 85 bar

GRACE (1986) mostrou que geralmente é possível estender as várias operações bem acima das condições indicadas na Figura 2.8. Entretanto, muitos reatores industriais são projetados para operar dentro das regiões indicadas.

2 - A TRANSFORMADA DE FOURIER

2.1 - INTRODUÇÃO

Fenômenos físicos aplicados na engenharia são muitas vezes analisados em termos de uma função amplitude *versus* tempo, sendo resgatados como um registro do comportamento do fenômeno no tempo. A amplitude instantânea dos dados pode representar alguma quantidade física importante, por exemplo: deslocamento, velocidade, aceleração, pressão, ângulo, temperatura, entre outras. De forma similar, a escala de tempo do registro pode representar algumas variáveis independentes apropriadas, cita-se, tempo relativo, localização espacial, posição angular, etc. (BENDAT e PIERSOL, 1980).

Há certos tipos de fenômenos onde o comportamento no tempo de medidas futuras pode ser prognosticado com razoável precisão, baseado em um conhecimento mecanístico e/ou prévia observação de resultados experimentais. Estes são os chamados fenômenos determinísticos, e muitos métodos para analisar seu comportamento no tempo são largamente conhecidos. Outros fenômenos na engenharia, entretanto, não são determinísticos, isto é, cada experimento produz um único registro do comportamento no tempo, o qual provavelmente não se repetirá e não pode ser predito de forma confiável em detalhes. Estes dados e os fenômenos físicos que eles representam são chamados aleatórios (BENDAT e PIERSOL, 1980).

O método da Transformada de Fourier é uma das ferramentas matemáticas que pode ser adotada para se trabalhar com dados provenientes de fenômenos físicos aleatórios. A transformada de Fourier é muito utilizada na análise de sistemas lineares, como por exemplo: transmissão de sinais, ótica, modelagem de processos aleatórios, teoria de probabilidade, física quântica e problemas de valor no contorno (BRIGHAM, 1988), e vem sendo aplicada com bastante sucesso na restauração de dados astronômicos. Por se tratar de uma ferramenta eficaz e versátil, é usada em diferentes campos da ciência como um artifício matemático que possibilita modificar um problema a uma forma que permita a sua solução ou visualização mais facilmente (BRACEWELL, 1965).

A análise de flutuações de pressão em leitos fluidizados no domínio da frequência tem sido uma forma usual de caracterização de regimes fluidodinâmicos (HONG *et al*, 1990; BAI *et al*, 1999; KAGE *et al*, 2000; TRNKA *et al*, 2000, BROWN e BRUE, 2001). A Transformada de Fourier Discreta é aplicada nas séries de tempo de pressão, extraídas em leitos fluidizados, com o intuito de se obter como resposta (seja *on line* ou posteriormente) espectros de potência das flutuações. Estes permitem a identificação de componentes das séries de tempo de pressão que se destacam, sendo representados através da frequência com que variam. Em leitos borbulhantes e *slugging*, a frequência em um espectro de potência é aquela na qual as bolhas / *slugs* viajam através do leito (VERLOOP e HEERTJES, 1974, FAN *et al*, 1981). Transição de regimes são identificados por uma mudança na distribuição de frequência no espectro de potência.

Uma das premissas na aplicação da transformada de Fourier é a de que o processo em questão seja avaliado em regime permanente, ou estacionário. No caso das medidas de flutuação de pressão em leitos fluidizados, tal hipótese é verdadeira, visto que a velocidade do fluido é mantida constante durante a obtenção de cada série de tempo (JOHNSSON *et al*, 2000).

2.2 - DEFINIÇÃO E FUNDAMENTOS

A Transformada de Fourier, na sua essência, decompõe ou separa uma forma de onda ou função em senóides de diferentes frequências, as quais somam-se para compor a forma de onda original. Ela permite identificar ou distinguir as senóides de diferentes frequências e suas respectivas amplitudes, conforme representação simplificada na Figura 2.9.

A integral de Fourier é representada matematicamente como:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-j2\pi ft} dt \quad -\infty < f < \infty \quad (2.11)$$

Onde $X(f)$ existirá se:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)| dt < \infty \quad (2.12)$$

A quantidade $X(f)$ definida pela Equação (2.11) é denominada a Transformada de Fourier direta (ou espectro) de $x(t)$. Ao contrário, se $X(f)$ é conhecida, então a Transformada de Fourier inversa de $X(f)$ fornecerá $x(t)$ pela Equação (2.13):

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f) e^{j2\pi ft} df \quad -\infty < f < \infty \quad (2.13)$$

O par $x(t)$ e $X(f)$ e a associação entre os dois componentes nas Equações (2.11) e (2.13) são conhecidos como os Pares da Transformada de Fourier. A primeira expressa a quantidade física no domínio do tempo, e a segunda no domínio da frequência.

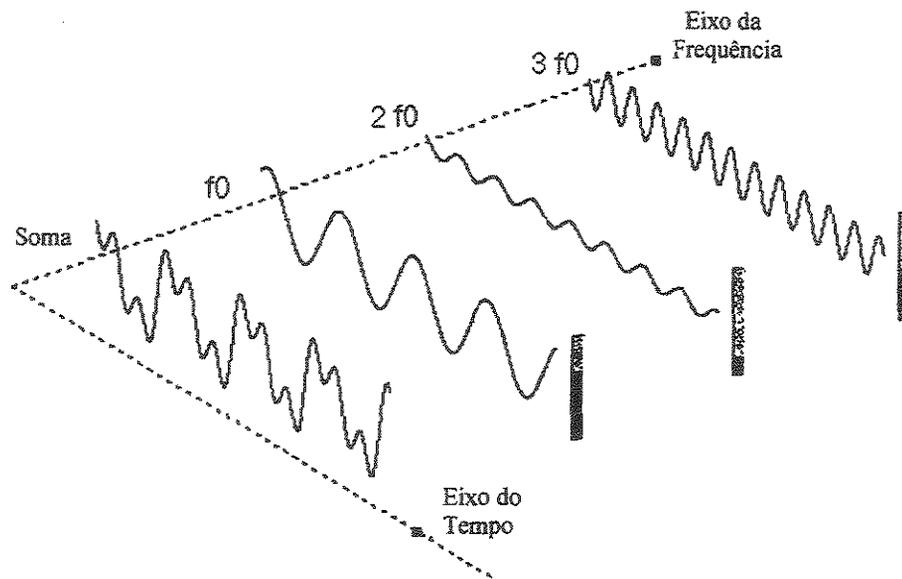


Figura 2.9 – Sinal formado a partir da soma de três componentes de frequência

2.3 - TRANSFORMADA DE FOURIER FINITA

Considerando agora um registro aleatório e estacionário no tempo $x(t)$, que existe ao longo de todo intervalo de tempo considerado, a integral da Equação (2.12) fica:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)| dt = \infty \quad (2.14)$$

Portanto, sua Transformada de Fourier, conforme definida pela Equação (2.11) não existirá. No entanto, é impossível para alguém medir qualquer registro na forma $x(t)$ em um intervalo entre $-\infty$ e $+\infty$. Na prática o que sucede: mede-se uma grandeza $x(t)$ qualquer apenas dentro de um intervalo finito T , de forma que $X(f)$ seja estimada computando-se a Transformada de Fourier Finita.

A Transformada de Fourier em um intervalo de tempo finito (0 a T) do registro $x(t)$ é definida como:

$$X(f, T) = \int_0^T x(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (2.15)$$

Supondo que $x(t)$ seja amostrado a N pontos igualmente espaçados em uma distância entre eles de Δt , onde Δt é selecionado de forma a produzir uma frequência de corte suficientemente alta. O tempo de amostragem é $tn = n\Delta t$. No entanto é conveniente iniciar com $n = 0$. Desta forma teremos:

$$x_n = x(n\Delta t) \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots, N-1 \quad (2.16)$$

E assim, para f arbitrária, a versão discreta da Equação (13) é:

$$X(f, T) = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} x_n \exp[-j2\pi fn\Delta t] \quad (2.17)$$

A seleção usual dos valores de frequência discretas na computação de $X(f, T)$ é:

$$f_k = \frac{k}{T} = \frac{k}{N\Delta t} \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots, N-1 \quad (2.18)$$

Nestas frequências, os valores transformados fornecem os componentes de Fourier, definidos por:

$$X_k = \frac{X(f_k)}{\Delta t} = \sum_{n=0}^{N-1} x_n \exp\left[-j \frac{2\pi kn}{N}\right] \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots, N-1 \quad (2.19)$$

Os resultados oferecidos pela Equação (2.19) são disponibilizados somente até $k=N/2$, em virtude da frequência de Nyquist ocorrer neste ponto.

O método da FFT é capacitado para computar as quantidades de X_k , que aparecerão em maior ou menor amplitude, de acordo com a característica do processo analisado, sendo esta a propriedade explorada, em diferentes áreas de pesquisa, na descrição, caracterização e distinção dos mais diversos fenômenos (BENDAT e PIERSOL, 1986).

3 - A TÉCNICA DE MEDIDAS DE FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO APLICADA EM LEITOS FLUIDIZADOS GÁS-SÓLIDO

3.1 – INTRODUÇÃO

Existem diferentes métodos experimentais que permitem a caracterização de estados de fluidização e obtenção de pontos de transição de regimes: observação visual, estudo do comportamento de diferentes parâmetros no tempo, como perfil de concentração axial de sólidos, expansão do leito e interpretação de sinais de medidas físicas. Para uma classificação qualitativa de regimes, observações visuais são importantes, mas subjetivas na natureza: o que, por exemplo, para um observador pode ser interpretado como um regime turbulento, para outro muitas vezes é considerado como um regime borbulhante (YATES e SIMON, 1994).

Uma descrição quantitativa de regimes de fluidização pode ser obtida da análise de séries de tempo de sinais de diferentes medidas físicas, como temperatura, concentração de sólidos local, porosidade local (obtida através de sondas de fibra ótica e de capacitância), análise de imagens, e principalmente por meio de medidas de pressão. A chave para a quantificação dos modos de contato é a escolha de um método de

medida apropriado para a situação estudada, bem como métodos adequados de análise de séries de tempo das flutuações de pressão (JOHNSSON *et al*, 2000).

Medidas de pressão em leitos fluidizados possuem uma forte ligação com o comportamento do leito e da mistura gás-sólido. As bolhas geradas logo acima do distribuidor, a coalescência, elevação e erupção na superfície do leito destas mesmas bolhas, bem como de *slugs*, a movimentação de grupos de sólidos, e a oscilação do leito como um todo, apresentam uma complexa relação com o comportamento no tempo das flutuações de pressão, ou melhor, com as séries de tempo de pressão registradas, e estas representam, com as suas características, o que ocorre dentro da coluna de fluidização (DHODAPKAR e KLINZING, 1993).

Os primeiros trabalhos divulgados sobre medidas de flutuação de pressão em leitos fluidizados datam da década de sessenta do século passado, sendo provavelmente TAMARIN (1964) o pioneiro a abordar este tema. Alguns anos depois, LIRAG e LITTMAN (1971) com o seu artigo *Statistical Study of the Pressure Fluctuations in a Fluidized Bed*, deixaram bem clara a serventia do uso de medidas de flutuação de pressão na caracterização de modos de contato de leitos fluidizados. Desde então, foram muitas as pesquisas desenvolvidas neste sentido, as quais enfatizaram diferentes aspectos, desde as causas das flutuações de pressão (FAN *et al*, 1981) até, mais recentemente, as diferentes metodologias de tratamento das séries de tempo de pressão (JOHNSSON *et al*, 2000) e a forma mais adequada de coleta das medidas de pressão com sistemas de aquisição de sinais (BROWN e BRUE, 2001).

Neste item é apresentada uma análise crítica sobre algumas das publicações mais importantes encontradas na literatura, que tratam da metodologia de medidas de flutuações de pressão em leitos fluidizados. Os tópicos abordados nos trabalhos, que são aqui divididos em sub-itens consideram, na ordem, cuidados nos procedimentos de aquisição dos sinais, estudos teóricos e experimentais sobre as causas das variações de pressão, e o emprego de medidas de pressão visando a obtenção de pontos de transição de regimes de contato.

3.2 - DIMENSÕES DOS SENSORES DE PRESSÃO

ATKINSON e CLARK (1988) analisaram a importância da escolha dos sensores de pressão com pequeno volume morto, isto é, o volume do tubo que conecta o transdutor ao leito, com a exploração do diâmetro e o comprimento dos sensores e o volume morto do transdutor. Foi constatado que os sistemas sensor-transdutor, com alto volume morto, podem causar ruídos no sinal de pressão e também grandes fases de atraso entre a ocorrência do evento no leito (variação da pressão) e a captação do sinal por parte do transdutor de pressão.

Alguns anos depois, XIE e GELDART (1997) exploraram teórica e experimentalmente o efeito do diâmetro da sonda no tempo de resposta de flutuações de pressão, e os resultados obtidos mostraram que o tempo de resposta das flutuações de pressão é inversamente proporcional ao diâmetro da sonda na quarta potência. Por exemplo, uma sonda de 4 mm de diâmetro apresentou resultados consideravelmente melhores que uma de 1,5 mm.

Por sua vez, VAN OMMEN *et al* (1999) estudaram a validação experimental de modelos matemáticos de respostas dinâmicas de sistemas de medidas de pressão, existentes na literatura. Eles verificaram também os efeitos das dimensões do sistema sonda-transdutor nas principais técnicas de análise das séries de tempo que são aplicadas neste tipo de estudo, que são as análises espectral, estatística e de caos. Com o suporte dos cálculos do modelo matemático mais adequado, os pesquisadores buscaram otimizar a escolha do comprimento e diâmetro das sondas de pressão. Dentre todos os modelos matemáticos testados, inclusive os clássicos no campo da fluidização, que são o de ATKINSON e CLARK (1988) e o de XIE e GELDART (1997), o modelo que apresentou previsões mais confiáveis das características de resposta frequência de sistemas sensor-transdutor, dentro de uma ampla faixa de comprimento e diâmetro do sensor foi o de BERGH e TIJDEMAN (1965). Os experimentos em um leito fluidizado em escala laboratorial, efetuados com partículas Geldart B, mostraram que um sistema sensor-transdutor pode distorcer um sinal de pressão medido. Em resumo, em uma faixa de volume do transdutor definida (de 500 a 2500 mm³), um sensor com um diâmetro interno entre 2 e 5 mm ocasionaria mínima distorção nos sinais de pressão.

Ficou evidente, nos trabalhos publicados posteriormente, o grande impacto provocado pelas constatações feitas acima, no que se refere à escolha das dimensões dos tubos empregados nas medidas de flutuações de pressão em leitos fluidizados. ATKINSON e CLARK (1988) e VAN OMMEN *et al* (1999) são as principais referências citadas, quando se justifica a dimensão dos sensores de pressão utilizada. O trabalho de VAN OMMEN *et al* (1999) foi realizado por um grupo que contemporaneamente mais contribuições têm dado aos estudos sobre fluidodinâmica de leitos fluidizados (VAN DER SCHAAF, 1999, VAN OMMEN *et al*, 1999, JOHNSON *et al*, 2000, VAN OMMEN *et al*, 2000, VAN DER SCHAAF, 2002).

3.3 - APROXIMAÇÕES TEÓRICAS SOBRE A ORIGEM DAS FLUTUAÇÕES DE PRESSÃO E PROPAGAÇÃO DE ONDAS DE PRESSÃO

Com base em uma investigação detalhada, FAN *et al* (1981) concluíram que flutuações de pressão observadas na parte superior do leito são causadas pelo movimento das bolhas. Na região inferior, flutuações ocorrem devido aos efeitos combinados de bolhas grandes (formada na parte central do leito), pequenas bolhas (próximo do distribuidor) e jatos de ar (imediatamente acima do distribuidor).

Pesquisadores têm verificado que flutuações de pressão em leitos fluidizados são causadas pela flutuação da densidade do leito em uma dada altura. Além do mais, os componentes periódicos em sinais de flutuação de pressão estariam associados às bolhas que escapam na superfície do leito. Neste caso assume-se que cada sinal contém um componente determinístico, ou em forma de onda, assim como um componente estocástico ou aleatório (M'CHIRGUI *et al*, 1997).

Os mais proeminentes modelos ou mecanismos gerais que descrevem as flutuações de pressão em leitos fluidizados foram classificados por ROY *et al* (1990) em cinco categorias:

- (1) Oscilações oriundas de auto-excitações em um leito fluidizado raso na condição incipiente, descritas por TAMARIN (1964), HIBY (1967) e VERLOOP e HEERTJES (1974a), seriam provocadas pelas forças envolvidas em um balanço entre a força ascendente de arraste provocada pelo fluido e a ação descendente do campo gravitacional nas partículas.

(2) Com um distribuidor de baixa resistência, o leito inteiro oscilaria verticalmente, com cada partícula possuindo a mesma amplitude e fase: o gás na câmara plena abaixo do distribuidor seria comprimido e expandido pela oscilação (DAVIDSON, 1968 e WONG e BAIRD, 1971).

(3) Oscilações da superfície do leito – tal como ondas na superfície da água em um tanque – foram consideradas por SUN *et al* (1988) como a causa das flutuações. Uma análise neste sentido foi realizada por BASKAKOV *et al* (1986), que compararam o leito fluido à oscilação do fluido manométrico em um “tubo em U”.

(4) Flutuações de pressão regulares seriam causadas pela passagem de bolhas próximo do sensor de pressão (normalmente instalada rente à parede da coluna), ou pelo rompimento das bolhas na superfície do leito. Tais flutuações foram medidas por LITTMAN e HOMOLKA (1973) e FAN *et al* (1981).

(5) Em leitos profundos contidos em tubos de pequeno diâmetro, ocorre o regime *slugging*, fluxo de gás na forma de uma sucessão de *slugs* de parede, resultando em grandes oscilações de pressão. Estas oscilações foram analisadas por KEHOE e DAVIDSON (1973) e BAEYENS e GELDART (1974).

Até aquele momento, não havia sido publicado nenhum trabalho que abordasse oscilações ocasionadas por ondas de pressão. Estas seriam transmitidas ao se deslocarem através do leito de partículas, podendo ser captadas por sensores instalados afastados do local onde eram geradas, e de certa forma, explicariam as características dos sinais obtidos, por exemplo, no plenum. Entendem alguns pesquisadores que flutuações de pressão em leitos fluidizados são geradas pela incidência não só de bolhas, como também de ondas de pressão. Estas últimas ocorrem quando algum tipo de distúrbio é provocado no leito, como pulsos de injeção do gás, placa distribuidora de baixa resistência, sistemas de vibração e mesmo, o movimento natural da fluidização.

Um dos primeiros trabalhos de destaque encontrados na literatura a estudar a propagação de ondas de pressão em leitos fluidizados é exatamente o de ROY *et al* (1990), que consideraram o leito quando em estado de fluidização como um tubo de um órgão (*organ pipe*), que é fechado de um lado e aberto do outro ou, analogamente no leito fluidizado, com uma fronteira delimitada no fundo (distribuidor) e uma fronteira

livre no topo (na sua superfície). Nesta análise, as ondas são refletidas pela fronteira fixa, formada pelo distribuidor de ar, e podem ser parcialmente refletidas pela fronteira livre (topo da superfície). O comprimento de onda fundamental de um *organ pipe* com uma fronteira fixa perfeita seria igual a quatro vezes a profundidade do leito, ou seja, $\lambda = 4H_0$. A frequência de onda de ressonância pode ser escrita então como:

$$f_w = \frac{1}{t_n} = \frac{U_w}{4H_0} = \frac{U_w(1-\varepsilon)}{4H_{mf}(1-\varepsilon_{mf})} \quad (2.20)$$

Onde:

f_w = frequência da onda de pressão;

t_n = período da oscilação harmônica forçada ;

U_w = velocidade de propagação da onda de pressão;

H_0 = altura do leito fixo;

H_{mf} = altura do leito na mínima fluidização;

ε = porosidade do leito;

ε_{mf} = porosidade do leito na mínima fluidização.

A Equação (2.20) previu com sucesso os dados experimentais de frequência natural do leito obtidos por ROY *et al* (1990), e também os dados de frequência de ressonância de RYZHKOV e TOLMACHEV (1983).

BI *et al* (1995) examinaram a propagação e a atenuação de ondas de pressão em um leito fluidizado de partículas descritas como do tipo A, através de sensores de pressão e de sensores de fibra ótica, os quais possibilitaram medir a variação das flutuações de pressão e porosidade local com a passagem das ondas. Os pesquisadores concluíram que ondas de pressão, geradas essencialmente do movimento natural do leito (formação, crescimento, deslocamento e erupção de bolhas), propagam-se através da fase emulsão. muito embora, a amplitude dos sinais seja atenuada durante a sua propagação.

Em um estudo experimental mais metucioso, VAN DER SCHAAF *et al* (1997) verificaram que as ondas de pressão se dividem em dois tipos, lentas e rápidas. Ondas de pressão com altas velocidades de propagação (maiores que 20m/s) são identificadas como ondas de compressão, e se movem ascendentemente e descendentemente. As ascidentes coincidiriam com a formação de bolhas de gás, e a amplitude destas seria linearmente dependente da profundidade do leito. Quanto às ondas de compressão, que se deslocariam descendentemente, seriam causadas pela erupção de bolhas de gás na superfície do leito e por mudanças locais na porosidade do leito. Neste caso, a amplitude das ondas de pressão seria independente da profundidade do leito, não sendo nem amortecidas nem amplificadas.

Ondas de pressão com velocidades de propagação menores que 2m/s (as denominadas ondas lentas) seriam causadas pela subida de bolhas. Estas ondas se moveriam apenas ascendentemente, com amplitude proporcional ao tamanho das bolhas (VAN DER SCHAAF *et al*, 1997).

Conforme foi destacado pelos autores citados acima, as ondas de pressão não são nem as únicas nem as principais causadoras de flutuações de pressão em leitos fluidizados mas, entretanto, caracterizam-se como um dos componentes das séries de tempo de pressão porventura obtidas, dependendo a sua contribuição, da localização em que os sensores são instalados, e até mesmo, da forma como são realizadas as medidas (se diferencial ou absoluta).

Por exemplo, ROY *et al* (1990) utilizaram um leito fluidizado com duas seções, no qual a seção inferior foi mantida na condição de fluidização particulada, ao passo que fluidização *slugging* foi gerada na seção superior, ocasionando movimentações periódicas do leito de partículas. As flutuações, medidas de forma absoluta em ambas as seções, mostraram que praticamente as mesmas informações de flutuações foram obtidas, indicando desta feita que ondas de pressão geradas na parte superior do leito (reflexos da movimentação mais afastada), foram capazes de se propagar descendentemente através da fase de emulsão.

Ainda com referência ao local de medida e da captação de sinais em diferentes locais em colunas de fluidização, DRAHOS *et al* (1990) verificaram, por intermédio de *cross-correlation function*, *cross-spectral density function* e função coerência

(aproximações não paramétricas que permitem avaliar as características de espaço tempo entre dois sinais), forte correlação entre as séries de pressão obtidas nos dois locais de medida estudados (10 e 20cm acima do distribuidor de ar), indicando que os diferentes fenômenos que sucedem durante a fluidização eram propagados através da fase emulsão, possivelmente na forma de ondas de pressão (embora em nenhum momento neste trabalho tenha sido sugerido tal fenômeno). Na verdade as medidas de pressão absolutas captaram sinais que refletiam a movimentação do leito como um todo (características globais da dinâmica), em consonância com ROY *et al* (1990). Os regimes estudados foram borbulhante, transição e turbulento, e os sensores de pressão foram instalados rente à parede da coluna, e acima do distribuidor de ar.

Um outro exemplo é dado por BI *et al* (1995). Eles realizaram um trabalho experimental sobre a propagação e atenuação de ondas de pressão em leitos fluidizados. Tal pesquisa foi estendida para a determinação da metodologia de medidas de flutuação de pressão que eliminasse o efeito das ondas de pressão, a fim de se assegurar condições experimentais que indiquem apenas a influência da passagem de bolhas e vazios pela borda do sensor de pressão (isto é de extrema importância no estudo específico da dinâmica de crescimento de bolhas). Foram avaliados dois tipos de sensores (sensor de pressão e sensor de fibra ótica), bem como a forma de coleta dos dados (pressão absoluta e pressão diferencial).

Em resumo, sensores de fibra ótica, tendo um volume de medida pequeno, captaram comportamento local dentro do leito. Sensores de pressão absoluta, por possuírem um grande volume de medida (provavelmente todo o leito de partículas), foram afetados pela sobreposição de ondas de pressão de diferentes direções, semelhante ao verificado por ROY *et al* (1990), resultando em sinais muito difíceis de interpretar, quando o objetivo era o de avaliar comportamento local. Medidas de pressão diferencial, com pontos de medida bem próximos (10cm ou menos) melhoraram a visibilidade das bolhas, reduzindo os distúrbios das ondas de pressão e assegurando a similaridade de sinais medidos em dois pontos. Como resultado, a visibilidade de bolhas locais era alcançada. Ao contrário, quando o objetivo era o de proceder a análise global dos sinais de pressão por medidas diferenciais, um espaçamento superior a 10cm entre os pontos era suficiente para que as ondas de pressão não fossem filtradas.

3.4 - IDENTIFICAÇÃO DE PONTOS DE TRANSIÇÃO DE REGIMES

Um dos parâmetros mais importantes a ser verificado quando da fluidização de um sólido é o da localização do ponto onde esta se inicia. A condição de um leito de partículas sólidas em estado de fluidização estabelece-se quando a velocidade do fluido é suficiente para proporcionar o equilíbrio de forças entre o peso das partículas e a tendência de arraste proporcionada pela passagem ascendente do fluido. Deste ponto em diante a queda de pressão no leito passa a ser constante, mesmo com o adicional aumento da velocidade do fluido, e a velocidade que demarca o início desta condição recebe o nome de velocidade de mínima fluidização (U_{mf}). A forma usual de obtenção da U_{mf} se dá por meio do levantamento da curva fluidodinâmica de um sólido.

Atribui-se às bolhas de fluido as flutuações de pressão dentro de leitos fluidizados. O desvio padrão das flutuações é tanto maior quanto maiores forem as bolhas de ar, que por sua vez estão relacionadas à velocidade do fluido. E, ao contrário, o desvio padrão é menor quanto menores forem aquelas (FAN *et al*, 1981). Baseados no fato de que leitos borbulhantes só se desenvolvem acima da velocidade de mínima fluidização, PUNCOCHAR *et al* (1985) publicaram um trabalho em que propuseram metodologia alternativa de determinação da velocidade de mínima fluidização, fundamentando esta na relação entre a velocidade do fluido e o desvio padrão de flutuações de pressão, com a vantagem de que neste método, diferentemente da forma clássica por meio de curva fluidodinâmica, a fluidização não precisa ser interrompida. PUNCOCHAR *et al* (1985) verificaram que tal relação pode ser considerada linear dentro de uma faixa definida de velocidade do fluido, e que, quando o desvio padrão das flutuações de pressão é zero, o leito fluidizado encontra-se na condição de mínima fluidização. Para avaliar U_{mf} usando o método de PUNCOCHAR *et al* (1985), o desvio padrão das flutuações de pressão, σ_p , é obtido por meio da realização de medidas de pressão em um ponto dentro do leito, em várias velocidades do fluido (Equação 2.21) sem, no entanto, sair do estado de fluidização borbulhante.

$$\sigma_p = a + b \cdot U \quad (2.21)$$

Os dois parâmetros a e b da Equação (2.21), específicos da reta formada pela referida relação, são calculados usando análise de regressão linear, e U_{mf} é obtida no encontro da linha extrapolada com o eixo de U ($\sigma_p = 0$), de acordo com a Equação (2.22):

$$U_{mf} = -\frac{a}{b} \quad (2.22)$$

HONG *et al* (1990) e WILKINSON (1995) testaram a metodologia proposta por PUNCOCHAR *et al* (1985), e verificaram que alguns parâmetros experimentais afetam a precisão da obtenção de U_{mf} por este método, sendo eles: a posição de medida do sensor, que, segundo os autores, não deve ficar muito próximo do distribuidor de ar, fugindo, deste modo, dos distúrbios provocados pelos jatos provenientes dos orifícios; altura do leito estático, sendo considerada as que apresentaram melhores resultados as menores que 2 vezes o diâmetro do leito; velocidade do fluido, onde a relação entre velocidade e desvio padrão deixa de ser linear à medida que U_0/U_{mf} aumenta. O ponto aproximado a partir do qual esta relação deixa de ser linear, independente da altura do leito e das características das partículas, é de $U_0/U_{mf} > 2$.

WILKINSSON (1995) verificou ainda que o número mínimo de medidas de pressão no tempo para a estimativa do desvio padrão, e que resultaram na obtenção de U_{mf} confiável, flutua em torno de 10.000 pontos por experimento.

Os três trabalhos supracitados foram realizados em leitos fluidizados providos de distribuidores de ar de placa porosa. WILKINSON (1995) sugeriu a verificação da metodologia alternativa em leitos com placa distribuidora de ar do tipo perfurada, além da realização de medidas de pressão na câmara plena.

Outro ponto de transição importante: o da passagem de fluidização borbulhante ou *slugging* para a turbulenta. Na estimativa da referida transição, também é usual o emprego da relação entre a magnitude da flutuação de pressão média, ou o desvio padrão das flutuações, e a velocidade superficial do gás como referência. Através desta relação obtêm-se a velocidade crítica (U_c) definida como a velocidade correspondente ao pico da curva (item 2.3 e Figura 2.4), e que demarcaria, segundo o que alguns autores defendem, a transição da fluidização borbulhante para turbulenta.

CAI *et al* (1990) e CHEHBOUNI *et al* (1994), entre outros, conduzindo experimentos em colunas transparentes (que permitiram visualizar melhor o comportamento da fluidização) e de diferentes geometrias e tamanhos, ao trabalharem com sólidos dos tipos A e B, determinaram, com base em medidas de flutuação de pressão, no gradual aumento da velocidade do fluido e em observações visuais, a transição para a fluidização turbulenta, obtendo U_c , conforme definição acima e no item 2.3.

BRERETON e GRACE (1992) estudaram o efeito da distribuição de tamanho de partículas na transição de regimes borbulhante ou *slugging* para turbulento, com três distribuições diferentes: ampla, estreita e bimodal, as três com mesmo diâmetro médio de partícula ($d_p = 60\mu\text{m}$). Os resultados mostraram que valores maiores de U_c foram obtidos para o leito de partículas de distribuição estreita, comparados com as das demais distribuições.

BAI *et al* (1996) estudaram o efeito da distribuição de tamanho de partícula na obtenção de U_c . Para tanto, estes autores trabalharam com misturas de partículas de areia e FCC, sendo a primeira constituída de partículas grossas e a segunda de partículas finas. A fração em peso de areia na mistura foi variada de 0 a 100%. De acordo com os resultados obtidos, a velocidade de transição U_c cresceu com o aumento da proporção de sólidos grossos na mistura binária.

Os métodos de medida e de análise dos sinais de flutuação de pressão também influenciam na determinação da velocidade de transição de leito fluidizado borbulhante ou *slugging* para turbulento. BI e GRACE (1995) estudaram o efeito destes dois fatores tanto em U_c como também em U_k . Constatou-se que a velocidade de transição U_c tem uma forte dependência com o método de medida, enquanto que U_k (velocidade observada quando o desvio padrão das flutuações de pressão estabiliza-se após atingir U_c) subordina-se ao sistema de reciclo de sólidos e é, portanto, inviável como um meio de caracterização hidrodinâmica de regime turbulento. A velocidade de transição U_c por meio de medidas de flutuação de pressão absoluta apresentou valores menores que os obtidos através de medidas diferenciais, e não variou com a posição axial do sensor de pressão na coluna. Os resultados de flutuação de pressão por medidas diferenciais identificaram U_c variando com a posição axial, sendo maior próximo do fundo do leito,

sugerindo que a transição ocorre a princípio no topo do leito, e após desenvolve-se descendentemente.

A velocidade U_c também variou com o método de tratamento dos dados. Por intermédio de medidas de flutuações de pressão absolutas, o desvio padrão normalizado via pressões locais médias alcançou um máximo a uma velocidade do gás menor que por desvio padrão dimensional. Através de flutuações de pressão diferenciais, uma velocidade de transição mais alta foi obtida com o desvio padrão normalizado.

CAPÍTULO III

MATERIAIS E MÉTODOS

1 - SISTEMA EXPERIMENTAL

O sistema experimental, instalado no Laboratório de Fluidodinâmica e Secagem (LFS), laboratório este pertencente ao Departamento de Termofluidodinâmica da Faculdade de Engenharia Química/UNICAMP, foi especialmente construído para o desenvolvimento deste trabalho. Os recursos disponibilizados pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), por meio de Reserva Técnica / Bolsa de Doutorado, possibilitaram a aquisição de boa parte dos acessórios que compõem o equipamento, sobretudo uma das colunas de fluidização e o sistema de captura dos dados. A montagem experimental era dividida em três partes: coluna de fluidização, sistema de fornecimento e controle de ar e sistema de aquisição de dados. A seguir alguns detalhes sobre cada um destes itens.

1.1 – COLUNAS DE FLUIDIZAÇÃO

Duas colunas diferentes foram empregadas para a realização dos experimentos, ambas cilíndricas e construídas em acrílico. O acompanhamento visual do fenômeno era muito importante na classificação qualitativa das formas de contato gás-sólido, em virtude dos regimes de fluidização possuírem características próprias, o que justificou o importante fato de terem sido as colunas feitas de material transparente.

A maior parte dos testes foi efetuada na coluna de fluidização I (por ter sido a coluna inicialmente construída para a realização da pesquisa), de 1,5m de altura e 11cm de diâmetro interno, conforme ilustrado na Figura 3.1. Os pontos de instalação dos sensores de pressão, furos de 8mm de diâmetro interno, estão indicados na figura de acordo com a distância em relação ao distribuidor de ar. Na discussão dos resultados, os locais de medida são citados de acordo com esta distância. Além deles, há um outro ponto de medida situado abaixo da coluna, na câmara plena.

Na extremidade interna de cada furo, rente à parede do leito, instalou-se uma tela suficientemente fina ($10\mu\text{m}$), visando impedir que partículas penetrassem nos sensores de pressão que ligavam o local de medida aos transdutores.

O distribuidor de fluido deste primeiro leito, de placa perfurada, foi projetado de acordo com GELDART e BAEYENS (1985), GHOSH e SAHA (1987) e KUNII e LEVENSPIEL (1991): constituído de furos, distribuídos em arranjo triangular, com 1mm de diâmetro cada um e área livre total de 2,5%. A mesma tela empregada para proteger os sensores de pressão foi instalada também acima do distribuidor de ar, no intuito de assim impedir que partículas “vazassem” pelos orifícios até o plenum.

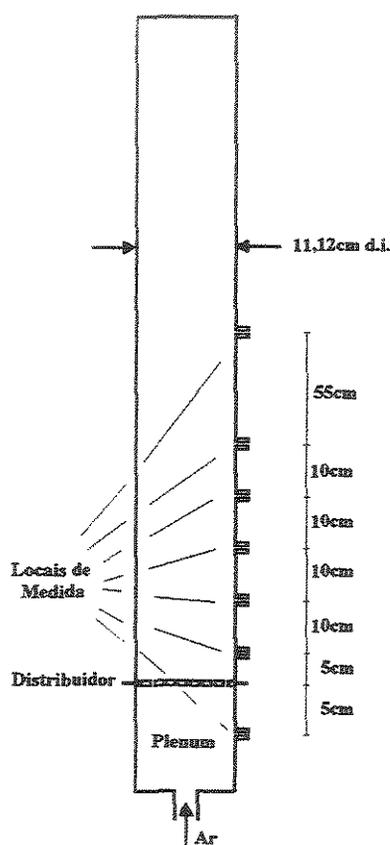


Figura 3.1 - Coluna de fluidização I

As influências do percentual de área livre e de queda de pressão na placa distribuidora, na frequência de flutuações de pressão, em um leito fluidizado exclusivamente em regime borbulhante, foi analisada por Kage et al (1993), os quais empregaram função densidade espectral de potência, obtida por análises de FFT de séries

de tempo de flutuações de pressão. Os pesquisadores constataram inicialmente a ocorrência de três frequências distintas de variação de pressão, sendo elas as frequências de geração e erupção de bolhas, F_g e F_e respectivamente, e uma terceira denominada frequência natural do leito (F_b). O resultados obtidos demonstraram que o percentual de área livre (trabalhada dentro da faixa de 0,36% a 27,5%) afetou particularmente a frequência de geração de bolhas F_g , sendo que esta inicialmente cresceu com o aumento da área livre, estabilizou-se entre 2% e 3% de área livre, e a partir deste ponto ela passou a diminuir. As outras duas frequências não foram afetadas. A respeito da queda de pressão na placa, obteve-se um valor que representou um divisor de águas no mecanismo de geração de bolhas. Explica-se: acima de 200 Pa de queda de pressão na placa, bolhas foram geradas homoganeamente, com a participação de todos os orifícios na formação das mesmas. Abaixo deste valor, Kage et al (1993) constataram a formação localizada de bolhas de ar.

A segunda coluna de fluidização utilizada nesta tese foi concebida inicialmente visando o desenvolvimento de outra pesquisa no LFS. Em virtude de esta segunda coluna apresentar dimensões diferenciadas da coluna I, pontos de instalação dos sensores de pressão adequados, e por ter sido construída de acrílico, a tornavam de grande potencial para a realização de testes experimentais em outras condições de trabalho. Era importante a obtenção de resultados nesta outra coluna, pois se tratava de uma ótima oportunidade de ter em mãos mais dados experimentais, que certamente enriqueceriam (como vieram a enriquecer) as discussões sobre o estudo proposto.

A coluna de fluidização II está esquematizada na Figura 3.2, onde são mostrados as dimensões do leito e os pontos possíveis de tomada de pressão. Cumpre esclarecer que apenas os localizados a 15 e 26cm acima do distribuidor (segundo e quarto de baixo para cima) e o situado no plenum foram empregados.

A coluna de fluidização II permitia a entrada de ar pela base e pela lateral do plenum (Figura 3.2). No entanto, e após a verificação em ensaios preliminares, trabalhou-se com a alimentação de ar da base do leito, por proporcionar melhor distribuição do fluido.

Na lateral superior direita do segundo leito foi acoplado um ciclone Lapple, de 10 cm de diâmetro, para coletar partículas que porventura fossem arrastadas.

A placa distribuidora deste leito, construída em aço inox e também perfurada, possuía orifícios de 1 mm de diâmetro, em arranjo triangular, com 5 % de área livre,

segundo os mesmos critérios de projeto da primeira. Igualmente instalou-se uma tela fina visando impedir a queda de partículas no plenum.

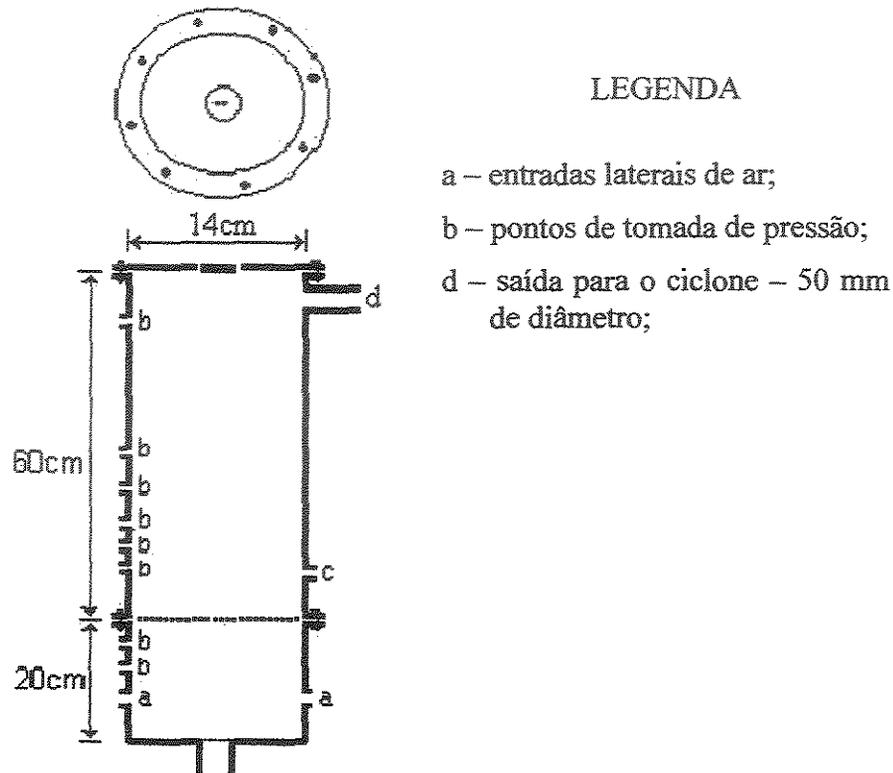


Figura 3.2 - Coluna de fluidização II

1.2 – FORNECIMENTO DE AR

O fornecimento de ar até as colunas foi garantido por dois sopradores diferentes, um de 7,5cv e outro de 2cv, e a escolha do uso de um ou outro dependeu do leito empregado ou do sólido trabalhado.

Optou-se por medir a velocidade do fluido com o auxílio de uma placa de orifício, método prático e suficientemente preciso de medida de vazão de ar. Em virtude da variedade de sólidos empregados e, conseqüentemente, da ampla faixa de vazão de ar adotada considerando todos os experimentos deste trabalho, foram projetadas e construídas várias placas, de diferentes diâmetros de orifício.

Por meio da Equação (3.1) efetuava-se o cálculo da vazão de ar na tubulação (OWER e PANKHURST, 1977), sendo ela função da perda de carga nas placas de orifício. A Equação (3.1) fornece o valor da vazão em kg por minuto de vazão do fluido:

$$Q = K \varepsilon \alpha a_2 \sqrt{\left[\frac{1}{1 - m^2} \times (h_1 - h_2) \times \frac{b}{K_1 + t} \right]} \quad (3.1)$$

Em que:

a_2 = área do orifício em centímetros quadrados;

$(h_1 - h_2)$ = queda de pressão em centímetros de água;

t = temperatura do ar na entrada do orifício (°C);

b = altura barométrica (mm Hg);

$K = 0,0573$;

$K_1 = 273$;

$$m = \frac{a_2}{a_1} \frac{\text{área do orifício}}{\text{área da tubulação}}$$

Por sua vez, α é definido na Equação (3.2) como:

$$\alpha = 0,5959 + 0,0312m^{1,05} - 0,184m^4 \quad (3.2)$$

E ε segundo a Equação (3.3):

$$\varepsilon = 1 - \frac{\beta(P_1 - P_2)}{(P_1 + b)} \quad (3.3)$$

O termo $(P_1 - P_2)$ indica a queda de pressão na placa de orifício, P_1 a pressão estática na linha e $(P_1 + b)$ a pressão absoluta. O parâmetro β é função da relação entre os

diâmetros do orifício e diâmetro da tubulação (m), e pode ser encontrado em OWER e PANKHURST (1977).

1.3 - SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

O sistema de aquisição de sinais empregado era composto dos seguintes componentes: transdutores de pressão (absolutos e diferenciais), bloco conector, condicionadores de sinais, placa de aquisição, computador e software LabVIEW.

Dois tipos de transdutores foram utilizados, ambos Cole Parmer. O primeiro deles realizava medidas absolutas, modelo *Sealed Stainless Steel* E-07356-01, sinal de saída de 1 a 5 V e correspondente faixa de medida de 0 a 30 psig, com precisão de $\pm 0,4\%$ no fundo de escala e tempo de resposta inferior a 5 milissegundos. O outro efetuava medidas diferenciais, modelo NEMA 2 P-68014-18, sinal de saída de 4 a 20 mA para uma capacidade de medida de 0 a 25 pol de coluna de água, e precisão nas medidas de $\pm 0,5\%$.

Os transdutores necessitavam de alimentação externa para trabalhar, com especificações definidas, quais sejam, tensão contínua de 10 a 36V e corrente elétrica de aproximadamente 100 mA. Para isso, foi construído um pequeno painel de controle com dois transdutores diferenciais e dois absolutos, duas chaves seletoras, ligadas cada uma delas a uma fonte de alimentação, com saída de 12V e 100mA. Neste painel, instalado ao lado do leito fluidizado, os transdutores foram apropriadamente fixados, de forma a facilitar a conexão dos sensores (tubos de polietileno) entre aqueles e a coluna de fluidização.

Os sinais analógicos provenientes dos transdutores de pressão, antes de serem convertidos para o sistema binário na placa de aquisição, recebiam um pré-tratamento denominado de condicionamento dos sinais. Este condicionamento visava reduzir as impurezas presentes nos sinais (ruídos), amplificar os sinais elétricos a uma faixa de trabalho adequada por parte do sistema de aquisição, e proteger a placa de sobretensões que pudessem ocorrer durante a realização dos experimentos, garantindo que os sinais de saída dos transdutores permanecessem sempre dentro de determinada faixa.

O conjunto de condicionamento de sinais analógicos utilizado era composto por um bloco conector de sinais modular portátil, e por módulos de condicionamento, devidamente encaixados no bloco. Um dos módulos condicionadores realizava a transformação dos sinais de saída oriundos dos transdutores diferenciais, de corrente (4 a

20mA) para tensão (0 a 5V), através de um resistor de alta precisão, e o outro, condicionava os sinais de saída dos transdutores absolutos (1 a 5V), eliminando ruídos e sobretensões. Cada módulo condicionador permitia a conexão de dois transdutores. Os condicionadores eram encaixados no bloco conector, de maneira que a sua posição no bloco definia em que canal na placa de aquisição os seus sinais eram lidos.

A placa de aquisição de dados transformava os sinais analógicos já condicionados, em digitais, de forma que pudessem ser lidos e tratados no computador, por meio do software de medida. Empregou-se uma placa do modelo PCI-6024 da *National Instruments* de 12 bits de resolução, ou seja, a faixa do sinal analógico era dividida em $2^{12} = 4096$ partes. Por exemplo, a resolução do sinal emitido pelos transdutores diferenciais, que depois de condicionados encaixavam-se em uma faixa de valores de tensão entre 0 e 5V, era de aproximadamente 0,00122V.

A placa de aquisição e o software foram instalados em um microcomputador, adquirido também com recursos da reserva técnica. O computador permitiu monitorar os experimentos com a metodologia de Transformadas de Fourier, e o armazenamento de todas as informações das corridas em arquivos.

2 – SOFTWARE DE AQUISIÇÃO

O LabVIEW é um software bastante útil e de fácil manuseio, tanto em laboratórios de pesquisa como na indústria, porquanto utilize linguagem de programação gráfica que não requer do usuário conhecimento minucioso acerca de códigos e rotinas típicas de programação convencional. A elaboração de programas se dá por intermédio de ícones que representam, cada um, uma função específica, como estruturas, operações matemáticas, gerenciamento de arquivos, e mesmo o controle de sistemas de aquisição (canais de placas). Cada uma destas operações é representada por simbologia padrão a engenheiros e cientistas: para a criação e funcionamento de um programa, basta que se conecte um ícone a outro, e as tarefas serão executadas de acordo com a arquitetura do programa, obedecendo à lógica do software.

Com o LabVIEW é possível criar uma interface com o usuário, denominada de Painel de Controle, que permite monitorar em tempo real e até mesmo controlar um dado

processo, alterando uma ou mais variáveis de controle. O usuário pode criar os seus próprios programas, os chamados Instrumentos Virtuais (IV), de acordo com a sua exigência.

No caso deste trabalho, a necessidade era a construção de Instrumentos Virtuais que permitissem o tratamento matemático e a apresentação dos resultados de sinais provenientes da placa de aquisição, que recebia estes sinais dos transdutores. O propósito era o de visualizar o fenômeno físico estudado no equipamento, e interpretá-lo na forma de parâmetros e gráficos, instantaneamente, no computador, o que caracterizaria a monitorização *on line* do processo em questão. Ao mesmo tempo estas informações deveriam ser guardadas para uma posterior análise mais detalhada.

Para os propósitos do presente trabalho, foi suficiente a criação de dois instrumentos virtuais diferentes. O primeiro deles foi usado tanto para as medidas de pressão na linha de ar (pressão estática e queda provocada pela placa de orifício) e assim se determinar a vazão do fluido, bem como nos experimentos preliminares que tiveram como objetivo a obtenção da velocidade de mínima fluidização. Inicialmente fez-se uma análise sobre os dois métodos de medidas de pressão (diferencial e absoluto) e sobre os locais de instalação dos sensores, com o escopo de se averiguar as vantagens e desvantagens do emprego de um ou outro método e o local de medida. Esta etapa foi realizada com o primeiro IV. O programa obtinha os dados de pressão e ao final da coleta dos pontos, fornecia a média, desvio padrão e variância da seqüência de medidas. O diagrama de blocos deste primeiro IV é representado na Figura 3.3.

O segundo IV (Figura 3.4) foi concebido com o propósito de realizar o cálculo da Transformada de Fourier. O programa foi arquitetado de forma que permitisse que os espectros de potência fossem acompanhados *on line*, além de registrar as séries de tempo de pressão, na forma de arquivos .txt. Deste modo, foi possível a manipulação dos dados após a realização dos experimentos, visando à construção de gráficos e a realização de cálculos estatísticos (média, variância e desvio padrão das flutuações de pressão).

A criação do instrumento virtual para o cálculo dos espectros de potência exigiu maiores cuidados e critérios na escolha dos ícones adequados. São listadas a seguir todas as tarefas executadas por ele:

- O programa permitiu a aquisição dos sinais de pressão provenientes da placa de forma contínua. Para isso, foi escolhido um ícone de aquisição de sinais do tipo qualificado como forma de onda;
- Os sinais oriundos dos sensores de pressão eram adequados a séries de tempo, ou processo estocástico;
- O comportamento da pressão no tempo era apresentado *on line* em um gráfico, e estas mesmas informações salvas em arquivo após o término do experimento;
- As séries de tempo de pressão eram tratadas matematicamente pela análise de Fourier, visando transformar os sinais do domínio do tempo para o domínio da frequência;
- A aplicação do algoritmo da FFT nas séries de tempo possibilitava o cálculo dos espectros de potência, apresentados em tempo real, e os eram dados salvos em arquivos do tipo .txt, visando a construção de figuras que pudessem ser melhor trabalhadas;
- As séries de tempo eram passadas em um filtro tipo *low-pass* objetivando eliminar *aliasing*;
- O programa permitia a escolha do tipo de janela de tempo.

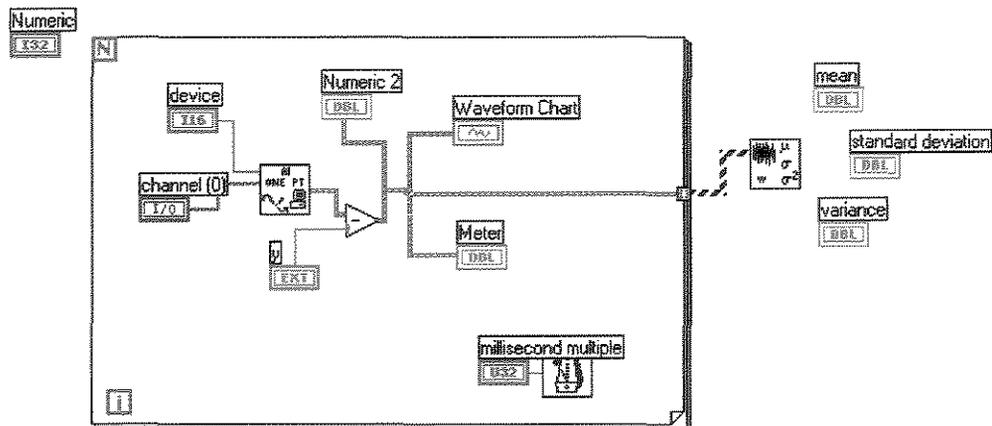


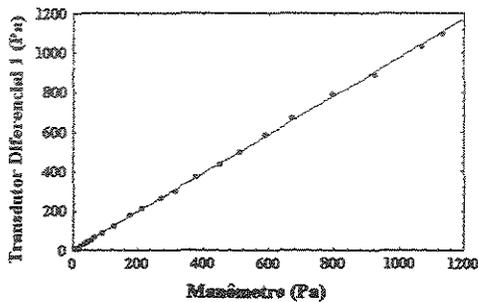
Figura 3.3 – Diagrama de blocos do instrumento virtual das medidas de pressão

O Diagrama de Blocos do Instrumento Virtual, criado para realizar todas estas tarefas, é apresentado na Figura 3.4, onde são identificados todos os ícones.

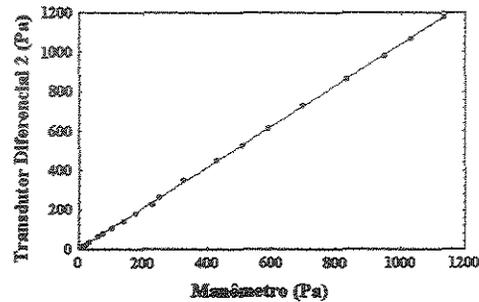
Este programa permitia o controle da taxa de amostragem, do número de pontos por corrida e do tipo de janela de aquisição, que elimina a possibilidade de *leakage* nos

analógico de saída era condicionado, convertido para o sistema binário na placa de aquisição, e só então apresentado pelo software.

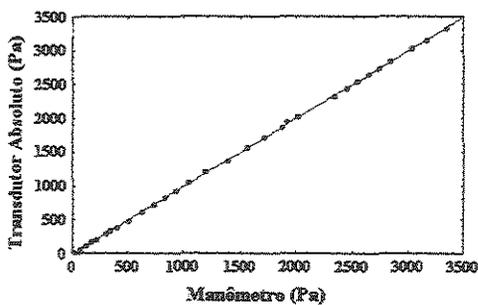
Em razão de o sinal transpor tantas etapas, considerou-se prudente verificar se a precisão inicial do medidor de pressão não era corrompida. Isto foi feito periodicamente, durante toda a fase de laboratório da Tese. Na Figura 3.5 são mostrados exemplos de testes de verificação, onde são confrontadas as informações físicas captadas pelo sistema de aquisição de dados (transdutor - condicionador de sinais - placa de aquisição – software) com os fornecidos por um manômetro contendo tetracloreto de carbono.



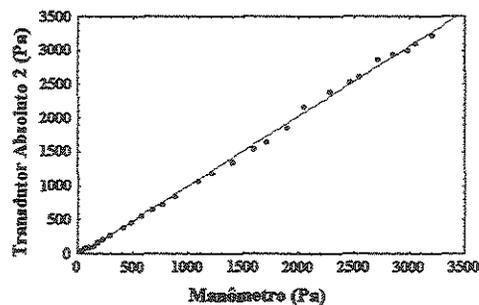
(a) Transdutor Diferencial I



(b) Transdutor Diferencial II



(c) Transdutor Absoluto I



(d) Transdutor Absoluto II

Figura 3.5 – Verificação das medidas dos transdutores após sistema de aquisição

Percebe-se de forma evidente na Figura 3.5, a boa concordância entre as medidas obtidas pelo sistema de aquisição e aquelas oriundas do manômetro de tetracloreto, ou seja, o condicionador de sinais e a placa de aquisição que convertia o sinal analógico em digital, preservavam a precisão de medida do transdutor de pressão. Cabe reforçar que em todas as verificações realizadas a concordância entre as medidas dos transdutores e do manômetro permaneceu inalterada, reproduzindo o observado na Figura 3.5.

A análise de regressão linear dos dados resultou em coeficientes de correlação nunca inferiores a 0,99. As equações lineares resultantes das regressões foram inseridas na configuração de cada um dos canais da placa de aquisição de seus respectivos transdutores de pressão, para fins de calibração das medidas.

Em relação à presença de excesso de ruídos nos sinais de pressão oriundos dos transdutores, era importante verificar a sua magnitude e se eles poderiam interferir nos resultados da análise espectral. Para isso, captou-se séries de tempo de pressão em condições de pressão ambiente (branco) ou seja, em ausência de qualquer tipo de perturbação nos arredores dos sensores, a fim de conferir se os transdutores apresentavam ruído inicial considerável. Aplicou-se nas séries de pressão coletadas desta forma a transformada de Fourier, para assim obter-se os espectros de potência nestas condições. Isto foi feito para os quatro transdutores periodicamente, sempre antes de realizar os testes, durante toda a fase de laboratório.

Temos nas Figuras 3.6, 3.7, 3.8 e 3.9 exemplos representativos de como se comportaram os transdutores durante a realização dos experimentos da tese. Percebe-se nos quatro casos, ausência de componentes de frequência com amplitude destacada, o que caso houvesse, poderiam mascarar os espectros determinados para as diferentes condições experimentais trabalhadas. Uma comparação destas figuras com os espectros de potência apresentados neste texto no CAPÍTULO IV ilustra melhor o satisfatório comportamento dos brancos dos transdutores. Naqueles casos, os componentes de frequência presentes podem ser atribuídos exclusivamente aos efeitos da flutuação da pressão dentro da coluna de fluidização.

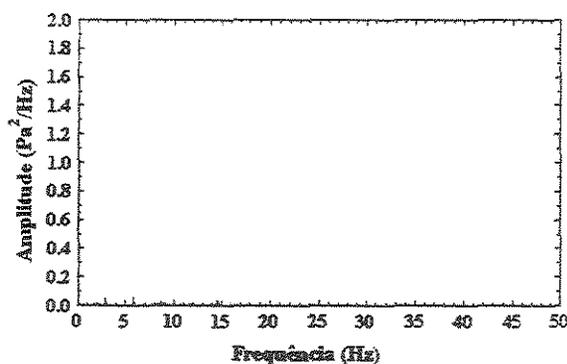


Figura 3.6 – Branco do transdutor de pressão diferencial 1

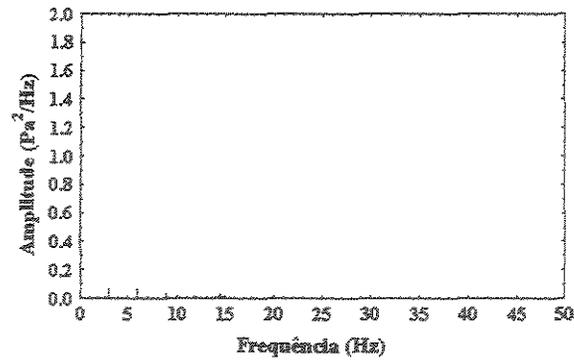


Figura 3.7 – Branco do transdutor de pressão diferencial 2

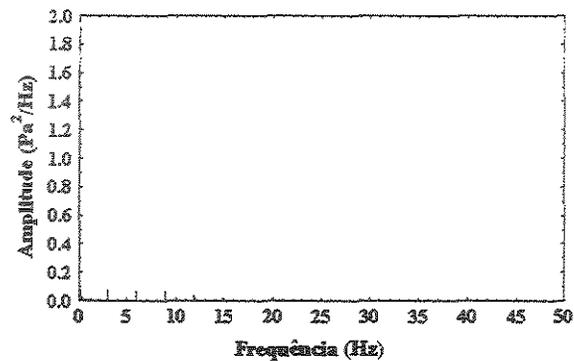


Figura 3.8 – Branco do transdutor de pressão absoluto 1

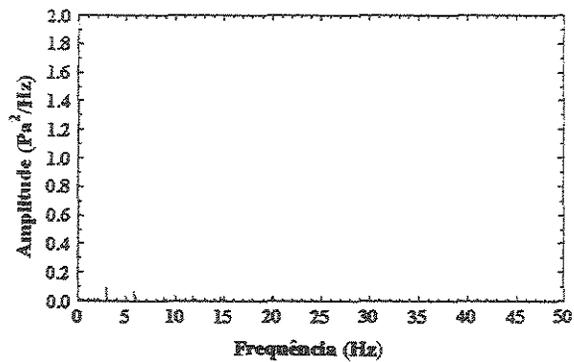


Figura 3.9 – Branco do transdutor de pressão absoluto 2

4 - TAXA DE AMOSTRAGEM E TEMPO DE CADA CORRIDA

Em leitos fluidizados, o conteúdo de frequência de flutuações de pressão de interesse localiza-se normalmente abaixo de 10Hz. Portanto, para se determinar frequências dominantes, amostragem com 20Hz seria suficiente para uma análise dos dados

(JOHNSSON *et al*, 2000). No entanto, a maioria dos pesquisadores desta linha de pesquisa adota em seus trabalhos experimentais taxas de amostragem na faixa de 50 a 100Hz, as quais são suficientes para evitar *aliasing* nos sinais de frequência (BROWN e BRUE, 2001), e para garantir uma margem segura em relação à região espectral onde aparecerão os componentes de frequência de interesse. Em função destes aspectos, empregou-se uma taxa de aquisição de dados de pressão de 100 Hz, que é o valor mais comumente utilizado na literatura.

No que tange ao número de pontos por experimento, inicialmente trabalhou-se com janelas de tempo de 1.024 pontos, usadas em alguns experimentos que trataram da discussão sobre local e método de medida de pressão adequados para a obtenção dos espectros de potência.

Após a realização de experimentos com as três diferentes granulometrias de areia (mais detalhes sobre os sólidos adotados nesta pesquisa no próximo item), fez-se uma verificação sobre o número mais adequado de pontos por janela de tempo, que garantisse a obtenção de espectros de potência de suficiente resolução. Em regime fluidodinâmico borbulhante e estável (com a Areia I como sólido) captou-se séries de tempo com 1.024, 2.048, 4.096, 8.192, 16.384 e 32.768 pontos por janela, das quais obteve-se os espectros de potência. A partir da análise dos espectros resultantes, verificou-se melhora significativa na resolução dos mesmos até 8.192 pontos. Acima disso não se vislumbrou mudança na qualidade dos espectros que exigisse o emprego de um maior número de pontos. Vale lembrar que quanto maior o número de pontos, mais tempo é exigido para a realização de cada experimento.

Temos nas Figuras 3.10, 3.11 e 3.12 a seguir exemplos de espectros resultantes de experimentos com 1.024, 8.192 e 16.384 pontos, respectivamente. Enquanto que da Figura 3.10 para 3.11 nota-se uma significativa melhora na resolução do espectro, o mesmo não é verificado quando se compara a Figura 3.11 com a 3.12. Ou seja, não acrescentaria muito na qualidade dos resultados, utilizar mais de 8.192 pontos na captação dos sinais de pressão, para se realizar uma avaliação segura dos resultados experimentais. Desta forma, optou-se por adotar, a partir deste estágio da pesquisa, janelas de tempo com 8.192 medidas de pressão.

Outro cuidado que a partir daqui passou a ser tomado disse respeito ao número de janelas de tempo que deveriam ser adquiridas para a construção dos espectros médios. Após a fase de verificação de locais de medida e método de tomada de pressão, os espectros de potência finais passaram a ser composto por uma média de no mínimo 6 sub-espectros de 8.192 medidas de pressão no tempo (ou 49.152 pontos no total), garantindo suficiente consistência estatística dos dados obtidos (BROWN e BRUE, 2001). Tal modificação resultou em espectros de potência de maior resolução.

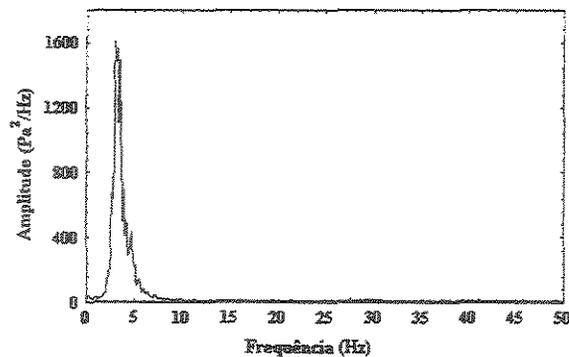


Figura 3.10 - Espectro de potência resultante de 1.024 pontos

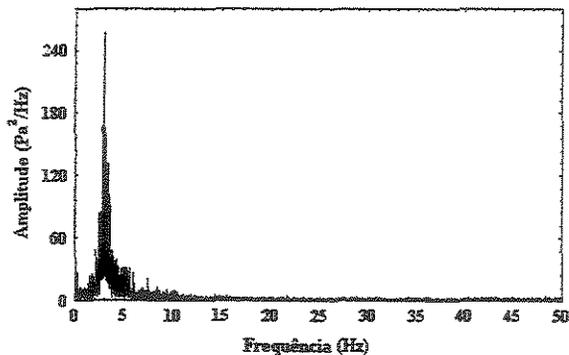


Figura 3.11 - Espectro de potência resultante de 8.192 pontos

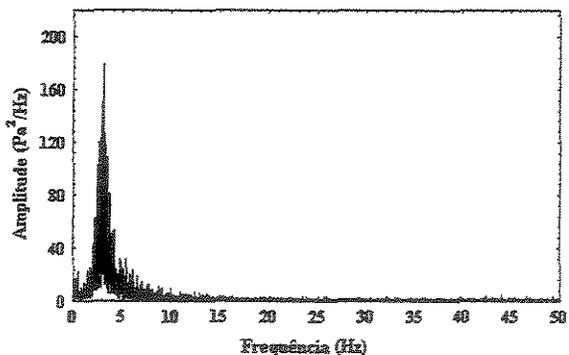


Figura 3.12 - Espectro de potência resultante de 16.384 pontos

Escolheu-se intencionalmente para este exemplo um caso típico de regime de fluidização borbulhante múltiplo. Como discorrido na Revisão Bibliográfica, o referido regime é caracterizado pela formação de bolhas de fluido de diferentes tamanhos e velocidades de deslocamento, comportamento que se reflete na formação de espectros de potência de banda bem larga, quando comparados, por exemplo, com os formados em regimes do tipo *slugging* ou borbulhante simples. Evidencia-se ao se observar as figuras anteriores, que o espectro resultante de um maior número de pontos (Figuras 3.11 e 3.12) representa o regime fluidodinâmico de maneira muito mais detalhada, captando uma frequência dominante destacada, o que não aconteceu quando se empregou um número ainda pequeno de pontos (Figura 3.10). Esta mudança foi especialmente importante para os sólidos de menor granulometria e mais leves, que resultaram em espectros com banda mais larga. Seria muita mais difícil a análise dos espectros com uma resolução menor.

Outra razão que determinou o aumento no número de medidas de pressão por experimento é a de um eventual tratamento das séries de tempo das flutuações de pressão por análise de caos. BAI *et al* (1999) recomendam a necessidade de haver no mínimo 3.000 pontos por experimento para a estimativa dos parâmetros fractais que caracterizam esta técnica (dimensão da correlação, expoente Hurst e entropia Kolmogorov) de forma confiável, com vetores suficientemente grandes.

5 – OS SÓLIDOS EMPREGADOS E SUAS CARACTERÍSTICAS FÍSICAS

A escolha dos sólidos empregados na pesquisa obedeceu aos seguintes critérios: diversidade de regimes de fluidização propiciados; capacidade de proporcionar regimes típicos, que ficassem bem distribuídos dentro da classificação de GELDART (1973); que facilitassem a comparação dos resultados com outros trabalhos da literatura (o uso de materiais “populares” na linha de pesquisa); disponibilidade do material. Com base nestes itens os sólidos escolhidos/obtidos foram: areia, com três diâmetros médios; celulose microcristalina (CMC), esta com quatro granulometrias diferentes; catalisador de FCC usado, em dois tamanhos; FCC regenerado, também em dois tamanhos; e Alumina.

Alguns dos sólidos, como a areia e a alumina, o Laboratório de Fluidodinâmica e Secagem já possuía. A CMC vem sendo utilizada em outros trabalhos de pesquisa. SILVA

(2004) estudou o processo de recobrimento de microgrânulos, empregando este sólido como matéria prima. As duas amostras de FCC foram obtidas por meio de doação.

O clássico trabalho de GELDART (1973) trouxe uma enorme contribuição no campo de pesquisa relacionado ao fenômeno da fluidização, visto ter conseguido resumir em uma simples carta previsão aproximada sobre o comportamento fluidodinâmico de qualquer sólido fino, com base nas suas características físicas, quais sejam, densidade aparente e diâmetro de partícula. Desde então, o conhecido diagrama de Geldart é indubitavelmente a referência mais empregada para classificar sólidos finos.

Na referida classificação, foi considerado como diâmetro médio de partícula o obtido por meio de peneiramento, utilizando a definição de diâmetro médio superficial, ou de Sauter, obtido da distribuição granulométrica. Foi empregado um jogo de peneiras Tyler para a realização do peneiramento de todos os sólidos com os quais se trabalhou. Na Tabela 3.1 são apresentados os resultados de diâmetro médio de partículas de todos os sólidos utilizados no trabalho.

A outra propriedade física dos sólidos necessária para se classificar o material, a densidade aparente das partículas, foi determinada por meio de picnometria simples. Para tanto, um picnômetro comum e água destilada foram suficientes. Na Tabela 3.1 tem-se a densidade dos sólidos.

De posse das duas características físicas das partículas percorridas acima, determinou-se em que tipo se enquadrava cada sólido no diagrama de Geldart (Tabela 3.1).

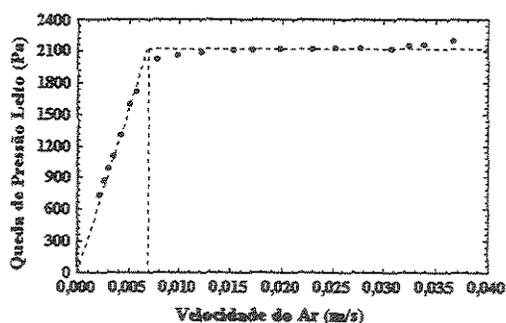
No presente trabalho discute-se a possibilidade da estimativa da velocidade de mínima fluidização (U_{mf}), por meio de medidas de flutuação de pressão. E um ponto importante nesta discussão é exatamente o valor de U_{mf} de referência, obtida através do método experimental tradicional da queda de pressão no leito, ou curva fluidodinâmica.

Para cada sólido efetuaram-se quatro experimentos de levantamento da curva fluidodinâmica, colimando estimar um valor médio de U_{mf} confiável. A determinação das U_{mf} por meio da curva fluidodinâmica (intersecção das retas correspondentes a leito fixo e leito fluidizado) foi realizada considerando a velocidade decrescente do fluido, visto se tratar da condição que se reproduz (ϵ_{mf}) independentemente da porosidade inicial do leito (item 2.1 Revisão Bibliográfica e KUNII E LEVENSPIEL, 1991). Na Figura 3.13 tem-se as curvas fluidodinâmicas representativas de alguns dos sólidos, e na Tabela 3.1 os valores

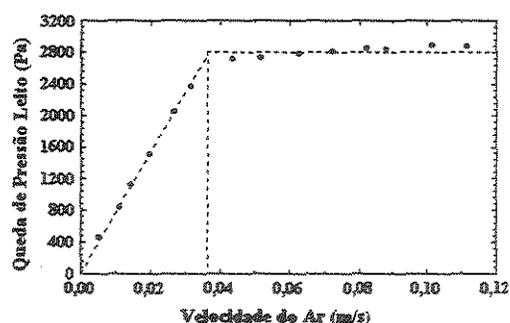
médios de U_{mf} estimados para cada material, juntamente com o desvio padrão correspondente à variabilidade observada após a obtenção das quatro curvas fluidodinâmicas.

Tabela 3.1 – Características físicas e U_{mf} via curva fluidodinâmica dos sólidos

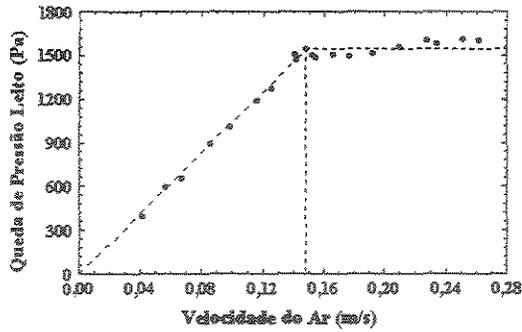
Sólido	d_p (μm)	ρ (g/cm^3)	Geldart	U_{mf} / σ (m/s)
Areia I	193	2,48	B	0,04 / 0,0021
Areia II	373	2,48	B	0,145 / 0,006
Areia III	727	2,45	B/D	0,48 / 0,025
CMC I	$53 < d_p < 180$	0,98	A	0,0105 / 0,0003
CMC II	$75 < d_p < 180$	0,98	A	0,016 / 0,0005
CMC III	329	0,98	B	0,06 / 0,002
CMC IV	13 - 59	0,98	C	-
Alumina	106	2,72	B	0,007 / 0,0001
FCC regenerado I	92	1,38	A	0,0038 / 0,00015
FCC regenerado II	22	1,38	C/A	-
FCC usado I	76	1,42	A	0,0035 / 0,00014
FCC usado II	143	1,42	A	0,007 / 0,00012



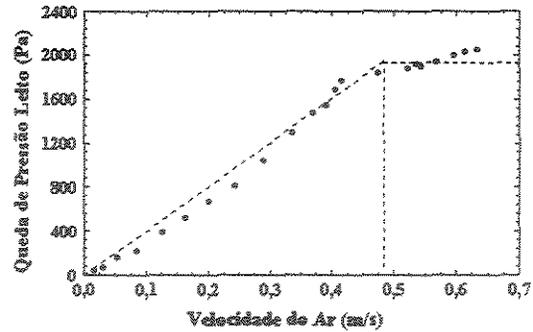
(a) Alumina



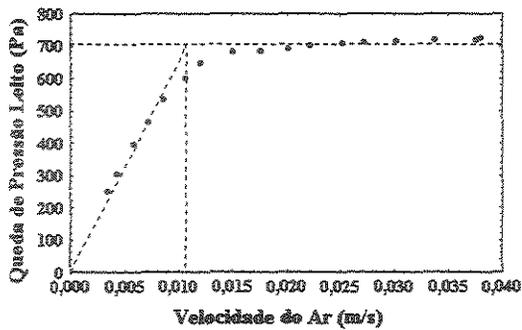
(b) Areia I



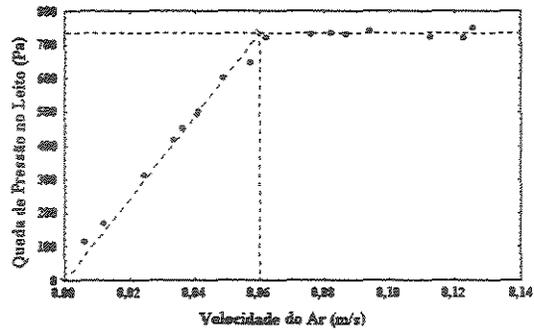
(c) Areia II



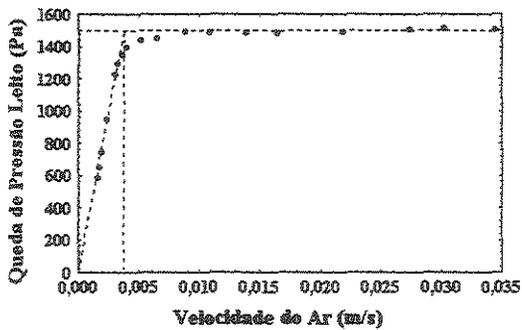
(d) Areia III



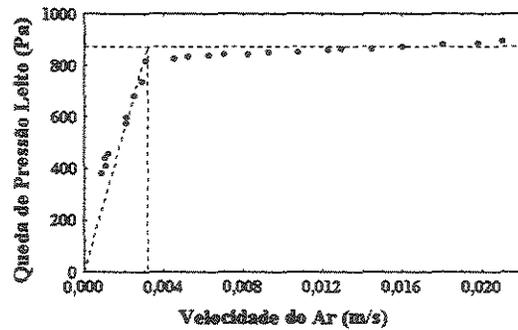
(e) CMC I



(f) CMC III



(g) FCC regenerado



(h) FCC usado I

Figura 3.13 – Curvas fluidodinâmicas representativas de alguns dos sólidos

6 - CONDIÇÕES DE TRABALHO E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

As condições experimentais foram definidas de forma distinta para duas etapas da pesquisa. Em um primeiro momento, foram verificados os locais mais apropriados de instalação das sondas de pressão na coluna de fluidização, e se um dos métodos de medida (diferencial e absoluto) oferecia vantagens em relação ao outro na qualidade das medidas

de pressão. Estes dois fatores foram averiguados tanto na determinação de U_{mf} pelo método alternativo estudado nesta tese, como na caracterização dos regimes de fluidização.

Escolheu-se para este propósito uma altura de leito fixo que ao mesmo tempo permitisse a verificação de um número razoável de pontos de medida na coluna, e que proporcionasse uma queda de pressão inferior ao fundo de escala do transdutor diferencial. Desta forma adotou-se uma altura de 28cm de leito fixo para a etapa de averiguação dos locais mais adequados de instalação dos sensores e na verificação sobre os métodos de medida de pressão.

Alguns experimentos foram efetuados também em uma altura menor de leito fixo. Na Tabela 3.2 são apresentados as condições de trabalho e os sólidos empregados nesta primeira etapa.

Tabela 3.2 – Condições experimentais das verificações preliminares

Verificação	Sólidos	Altura de Leito Fixo
Locais e método de medida de pressão adequados na estimativa de U_{mf}	Areia I, CMC III e FCC regenerado I	22cm – 28cm
Locais e método de medida de pressão adequados na caracterização dos regimes de fluidização	Areia I, Areia II, Areia III, FCC regenerado I e CMC III	22cm – 28cm

Os experimentos resumidos na Tabela 3.2 foram feitos exclusivamente na coluna de 11cm, e os locais de medida testados foram os localizados a 5, 15, 25 e 35 cm acima do distribuidor e o situado na câmara plena.

Verificados os locais adequados de instalação dos sensores e o método de medida de pressão apropriado, definiu-se as condições de trabalho que possibilitassem a obtenção do maior número possível de regimes de fluidização, proporcionados pela combinação dos sólidos disponíveis com as colunas de fluidização empregadas, classificadas como do tipo borbulhante (sem sistema de reciclo).

Em anexo na Tabela A.1 são apresentadas as rotas de regimes de contato de cada um dos sólidos trabalhados na coluna de fluidização I, e na Tabela A.2 os casos estudados no leito II. As alturas de leito fixo foram inicialmente escolhidas de maneira que se pudesse ter condições características de leito raso ($H/D_c = 1$) e de leito profundo ($H/D_c = 2$), isto valendo para a coluna de 11 cm de diâmetro, onde a relação $H/D_c = 2$ garantiu a obtenção de regime *slugging*, quando assim permitiu o sólido. Posteriormente, nos experimentos efetuados na segunda coluna, em alguns casos a carga de partículas empregada assegurou novamente as duas relações “altura do leito – diâmetro da coluna” acima, e em outros foi adotada mesma altura de leito fixo verificada na primeira coluna (11 e 22cm).

Os experimentos que tiveram como objetivo a caracterização dos regimes de fluidização foram conduzidos em ordem decrescente de velocidade do fluido, tendo sido utilizado ar à temperatura ambiente. O critério adotado foi o mesmo para todos os sólidos: alcançava-se sempre uma condição de velocidade do ar próxima da fluidização turbulenta, ainda na condição de fluidização borbulhante explosiva e, partindo deste ponto, a velocidade do fluido era reduzida em intervalos aproximadamente regulares, sendo realizadas aquisições de séries de tempo em cada ponto, até que se chegasse a leito fixo. Desta forma percorria-se todos os regimes de fluidização situados entre a fluidização explosiva e o leito fixo. A cada variação de velocidade, eram coletadas duas séries de tempo de 8×8.192 pontos, sendo ao mesmo tempo monitorizada *on line* a análise espectral (o que auxiliou deveras no acompanhamento das corridas e na interpretação dos resultados) e salvo os arquivos das séries de tempo.

Os arquivos resgatados das séries tempo foram empregados também no estudo da estimativa de U_{mf} , sendo calculado o desvio padrão de cada ponto, e posteriormente efetuada a análise de regressão do conjunto de pontos de desvios padrões contra as suas respectivas velocidades do ar, seguindo a metodologia de PUNCOCHAR *et al* (1985).

CAPÍTULO IV

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados apresentados e discutidos nesta tese estão divididos em três partes: a primeira trata da estimativa da velocidade de mínima fluidização (U_{mf}) por meio da relação entre o desvio padrão das flutuações de pressão que ocorrem no seio do leito de partículas e a velocidade do fluido; a segunda está relacionada à monitorização dos regimes de fluidização por intermédio do acompanhamento do comportamento da pressão no tempo; o terceiro diz respeito à caracterização de alguns dos regimes de contato gás-partícula típicos de leitos fluidizados, lançando mão da mesma técnica experimental, medidas de flutuação de pressão, com a adoção da Transformada de Fourier como ferramenta matemática.

As séries de tempo de pressão, extraídas de diferentes sólidos e modos de contato, são utilizadas para os três propósitos: visando o cálculo do desvio padrão das séries de cada ponto; na representação no domínio do tempo, objetivando uma análise preliminar dos dados; no domínio da frequência, forma que permitiu uma interpretação objetiva sobre o fenômeno de fluidização e suas particularidades.

1 - OBTENÇÃO DA VELOCIDADE DE MÍNIMA FLUIDIZAÇÃO

1.1 - INTRODUÇÃO

Um importante parâmetro fluidodinâmico foi detalhadamente estudado neste trabalho: a velocidade de mínima fluidização (U_{mf}), com vistas à verificação da possibilidade de sua estimativa confiável por meio de medidas de flutuação de pressão.

PUNCOCHAR *et al* (1985) introduziram um novo método experimental para a determinação da U_{mf} , baseado na relação entre o desvio padrão de medidas de pressão no leito e a velocidade do fluido. A partir de medidas de pressão realizadas em um leito borbulhante de diferentes partículas, eles constataram que tal relação apresentava forte linearidade, dentro de um limitado intervalo de velocidade do fluido (entre 1 e 3 vezes a U_{mf}), o que permitiu a estimativa do referido parâmetro via regressão linear, onde

desvio padrão zero (ausência de bolhas e movimentação de sólidos no leito) corresponderia à U_{mf} . A verificação da viabilidade do novo método foi efetuada por simples comparação dos resultados de U_{mf} dos sólidos fornecidos pelo método com aqueles obtidos por intermédio das formas tradicionais (correlações empíricas e, principalmente, curva fluidodinâmica).

Posteriormente, HONG *et al* (1990), WILKINSON (1995), LEU e WU (2000) e FELIPE *et al* (2002) chegaram a constatações experimentais semelhantes. Nestes outros quatro trabalhos, novamente o método da curva fluidodinâmica foi tomado como referência, com a mesma observação de baixos desvios percentuais entre as duas formas.

Em todos os casos supracitados, apenas sólidos classificados como do tipo B de Geldart foram analisados, com destaque para a areia. Deste fato sobreveio a motivação de se verificar se realmente o método é viável, porquanto se trate de um procedimento prático e vantajoso em relação à forma tradicional, em virtude de não ser necessário “defluidizar” o leito de partículas. Na indústria o uso de sensores de pressão é bastante comum, o que por si só tornou importante oferecer dados obtidos em laboratório, os quais foram adquiridos por meio de procedimentos experimentais criteriosos, no que tange à viabilidade da metodologia em questão. Outra razão para o feito foi a oportunidade de se averiguar o método com diferentes sólidos do tipo B de Geldart, além de sólidos com os quais nunca se estudou o método antes, os do tipo A de Geldart, que apresentam um diferencial no comportamento logo após U_{mf} , a fluidização particulada.

No entanto, antes da avaliação propriamente dita da metodologia proposta por PUNCOCHAR *et al* (1985), como forma alternativa de se estimar U_{mf} , fez-se a verificação dos efeitos de alguns dos procedimentos de medida de pressão, visando determinar as formas mais apropriadas de se realizar tais aferições, no que concerne ao método de medida (diferencial e absoluto) e local mais adequado de instalação das sondas (considerando tanto acima do distribuidor como na câmara plena). Averiguou-se também a reprodutibilidade dos resultados em uma mesma situação experimental.

Os dados resgatados para estes propósitos foram obtidos com Areia I, CMC III e FCC regenerado I, sendo que para os dois primeiros, foi mantida a faixa de velocidade

do ar considerada apropriada por PUNCOCHAR *et al* (1985) de se trabalhar com a fluidização (aproximadamente 1 a 3 vezes U_{mf}). Nesta etapa foi utilizado unicamente o leito de 11cm de diâmetro.

Definido o método de medida e local de instalação das sondas mais adequado na coluna de fluidização, partiu-se para a etapa seguinte, que foi a da avaliação do método em questão, considerando maior número de sólidos, e em faixas de velocidade do ar mais amplas. Alguns experimentos foram realizados em uma segunda coluna, a de 14cm de diâmetro.

Na Tabela 3.1 do item Materiais e Métodos, estão indicados os valores de U_{mf} dos sólidos adotados nesta análise, obtidas via curva fluidodinâmica, e que servirão como referência nas discussões que seguem.

1.2 - REPRODUTIBILIDADE DAS MEDIDAS

Procedeu-se a verificação da reprodutibilidade dos resultados, visando constatar se existia variabilidade significativa na resposta fornecida pela metodologia, e também no próprio sistema de captura de dados. Sistemas de aquisição são passíveis não só de interferências externas (ruídos) de equipamentos elétricos em geral, mas também de problemas na própria qualidade do fornecimento de energia local, mesmo por mais bem protegido (blindagem) que o sistema possa estar (BENDAT e PIERSOL, 1986). Os transdutores de pressão utilizados neste trabalho, por possuírem uma faixa de medida relativamente baixa, poderiam oferecer erros de medida além do permissível, principalmente durante a realização de experimentos com sólidos leves, como a CMC I, que apresentou desvios de flutuação, na faixa de velocidade do ar trabalhada, muito pequenos. Isto poderia ocasionar flutuações consideráveis nos resultados obtidos, entre um experimento e outro.

No entanto, salvo alguns casos isolados, a regra foi a concordância no resultado de U_{mf} entre uma primeira corrida e a sua réplica. Os exemplos dados a seguir, nas Figuras 4.1 e 4.2, e 4.3 e 4.4, referem-se respectivamente a CMC III e Areia I. Em cada figura, é apresentada a velocidade de mínima fluidização resultante da equação linear, além do coeficiente de correlação quadrático da análise de regressão. E, na chamada delas são fornecidas informações sobre o sólido, o local de instalação do

sensor (se medidas absolutas ou diferenciais), a altura inicial do leito e o desvio percentual entre o valor de U_{mf} da regressão e o originado da curva fluidodinâmica.

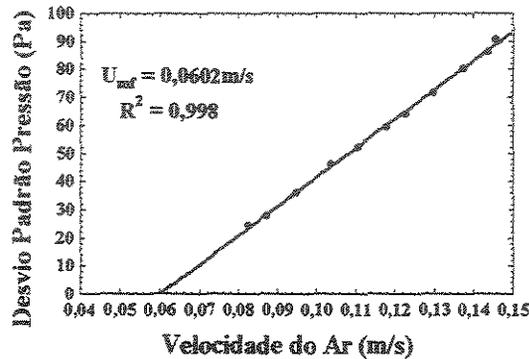


Figura 4.1 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III, $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15 - 25cm, desvio percentual = 0,3%.

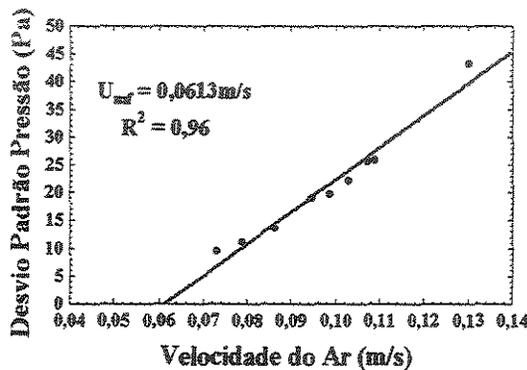


Figura 4.2 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III, $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15cm, desvio percentual = 2,12%.

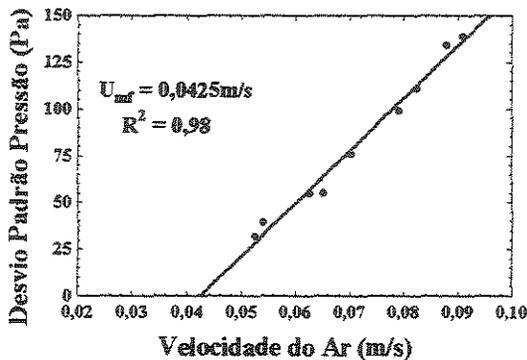


Figura 4.3 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I, $H_0 = 28\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 6,25%.

É evidente a reprodutibilidade no valor de U_{mf} nas duas Figuras (4.1 e 4.2) relativas a CMC III. Os valores estimados, de acordo com as equações resultantes,

foram de 0,0602m/s e 0,0613m/s, que ficaram não só bastante próximos entre si, como também em relação a U_{mf} do sólido, obtida através da curva fluidodinâmica, e que ficou em aproximadamente 0,06m/s (desvios percentuais inferiores a 2,2%).

Com a Areia I também ocorreu um comportamento similar. Da mesma forma, a réplica aproximou-se de maneira acentuada do primeiro resultado, assim como ambas em relação à U_{mf} referência.

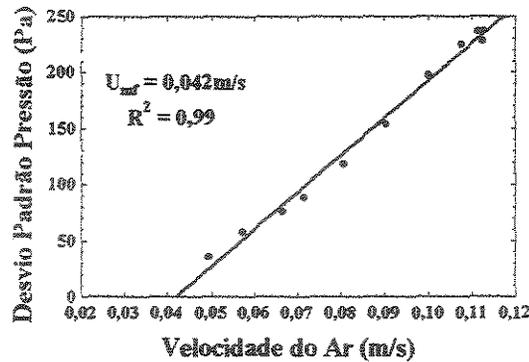


Figura 4.4 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 5%.

As retas resultantes do ajuste linear apresentaram perfis semelhantes, indicando U_{mf} de 0,0425m/s e 0,0420m/s, contra 0,040m/s verificada para este sólido através do método da queda de pressão (Tabela 3.1).

Seguindo a mesma tendência, um dos sólidos do tipo A utilizado para este propósito também reproduziu seus resultados satisfatoriamente. Temos abaixo (Figuras 4.5 e 4.6) o caso do FCC regenerado I como exemplo. Vê-se a recidiva aqui da reprodutibilidade da réplica, como também proximidade com a U_{mf} do sólido.

Os exemplos percorridos acima representam o que se verificou não só nesta análise prévia, como também nas seguintes (método e local de realização das medidas de pressão), em que em muitos casos foram feitas réplicas para cada situação analisada.

Apesar de a discussão sobre o método alternativo de determinação da velocidade de mínima fluidização só se dar mais adiante neste texto, é possível perceber que ele indica a U_{mf} de um sólido com desvio satisfatoriamente pequeno em relação à forma tradicional.

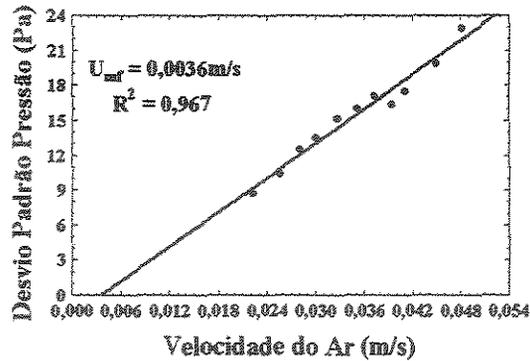


Figura 4.5 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I.

$H_0 = 21\text{cm}$, sensor em 15cm, desvio percentual = 5,26%.

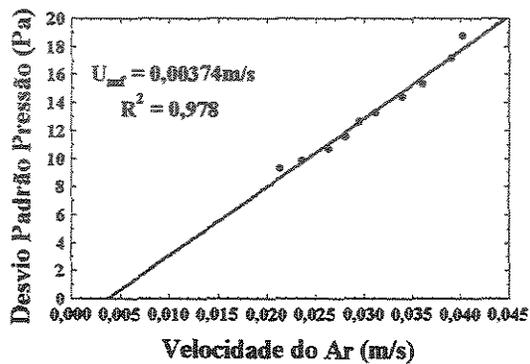


Figura 4.6 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I.

$H_0 = 21\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 1,58%.

1.3 - MÉTODO DE MEDIDA

Em estudos sobre a fluidodinâmica de leitos de jorro e fluidizados, a captação de flutuações de pressão é realizada de duas formas, por meio de medidas absolutas e diferenciais. As medidas absolutas captam a pressão estática no local de medida, e normalmente são feitas com um sensor, instalado na fase densa (sempre abaixo da superfície do leito de partículas). As flutuações de pressão medidas entre dois pontos, ou diferenciais, consideram a diferença de pressão dentro de um intervalo vertical na coluna (desde que ambos fiquem também imersos na fase densa) e refletem, sobretudo, o que ocorre no leito no intervalo de medida considerado (BI *et al*, 1995).

BI e GRACE (1995) constataram que o método de medida influencia na obtenção do valor do parâmetro que demarca o início da fluidização turbulenta (U_c). A U_c redundou menor por medidas absolutas, sendo independente da posição axial da

sonda na coluna, ao passo que com medidas diferenciais, além de resultarem em valores superiores ao primeiro, variou conforme a posição axial de instalação das sondas na parede do leito. Este histórico recomendou que se verificasse com cuidado se os dois métodos forneceriam U_{mf} também diferentes.

Vejamos as Figuras 4.7 e 4.8 a seguir:

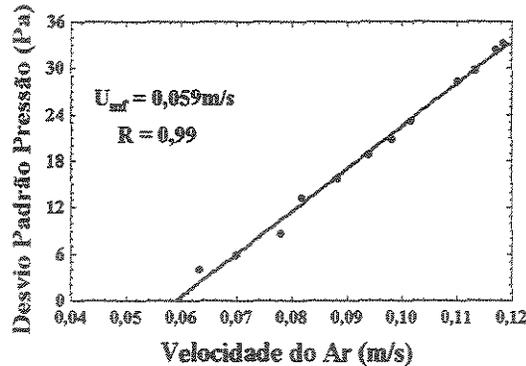


Figura 4.7 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 25cm, desvio percentual = 1,67%.

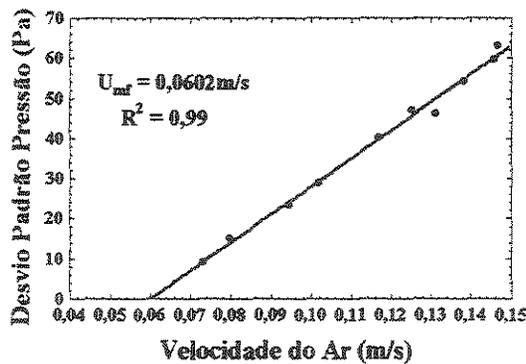


Figura 4.8 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15 - 25cm, desvio percentual = 0,33%.

No presente caso, trata-se de um sólido do tipo B (CMC III). Percebe-se nos exemplos, que a correlação entre o desvio padrão das flutuações de pressão e a velocidade do fluido indicou U_{mf} razoavelmente próximos, quando comparados um com o outro, resultando em 0,059m/s e 0,0602m/s, respectivamente para as medidas absolutas e diferenciais.

Esta discussão não se resumiu unicamente em verificar se a estimativa de U_{mf} pelos dois métodos chegou a resultados próximos entre si e em relação à referência. Foi averiguado se um dos métodos acusou sistematicamente resposta maior que a do outro,

como foi o caso de BI e GRACE (1995), o que não restou comprovado neste trabalho. As Figuras 4.9 e 4.10 compõem uma nova comparação entre os métodos, com o mesmo sólido do exemplo anterior.

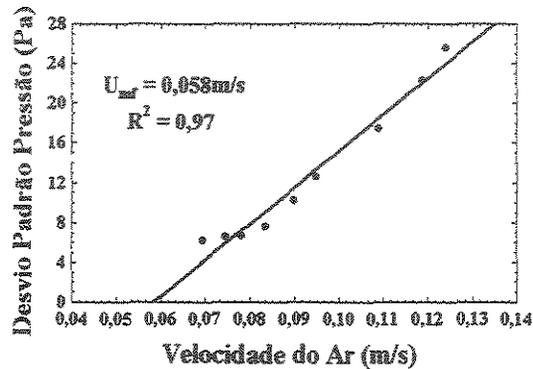


Figura 4.9 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 28 \text{ cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 3,33%.

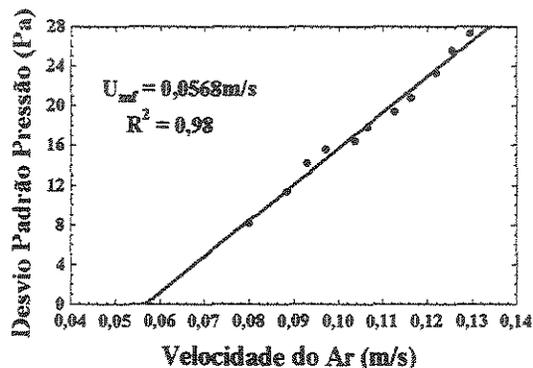


Figura 4.10 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 28 \text{ cm}$, sensor em 15 - 25cm, desvio percentual = 5,33%

Desta vez vê-se que o resultado proveniente de medidas diferenciais foi menor do que o de medidas absolutas.

Os quatro exemplos acima apontam que nenhum dos métodos captou um valor de U_{mf} insistentemente maior. E de posse de todos os resultados obtidos para a discussão sobre os métodos de medida, constatou-se que os dois culminaram com estimativas da resposta fluando em torno do valor apontado na Tabela 3.1 (Materiais e Métodos), ora um sendo superior e ora o outro.

Da mesma forma, em termos de aproximação com o valor de U_{mf} da curva fluidodinâmica, o método de medida absoluto apresentou apenas uma ligeira vantagem em relação ao diferencial, com desvios percentuais, em alguns dos exemplos, menores.

Houve casos em que as diferenças foram significativas, como é possível constatar através daquelas que foram as maiores distâncias observadas entre os dois métodos, de todos exemplos estudados para este propósito, representadas nas Figuras 4.9 e 4.10, e também nas Figuras 4.11 e 4.12 a seguir, resultados observados para a Areia I. Porém os resultados médios para os dois métodos, considerando-se todos os experimentos, indicaram pequena diferença entre os mesmos (Tabela 4.1).

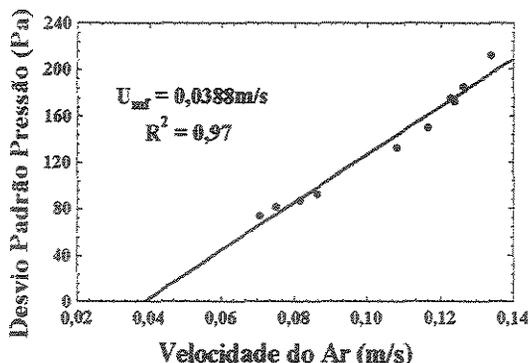


Figura 4.11 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 3%.

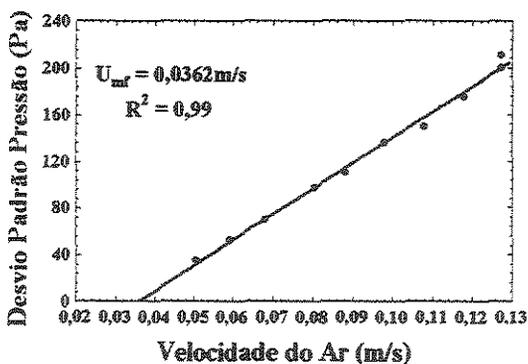


Figura 4.12 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 15 – 25cm, desvio percentual = 9,5%.

Em síntese, os dois métodos se mostraram apropriados para a obtenção de U_{mf} via medidas de flutuação de pressão, tendo apresentado a forma absoluta apenas uma frequência um pouco maior de resultados mais próximos com os dos provenientes do método da queda de pressão-vazão.

Uma demonstração resumida dos dados referentes à determinação de U_{mf} aparece na Tabela 4.1, com os desvios percentuais médios observados para os dois métodos, onde estão incluídos os experimentos não só deste item, mas também dos

subsequentes. Os desvios resultantes incluem os resultados oriundos da totalidade dos sólidos avaliados e também os locais de medida considerados apropriados para o fim (discussão sobre locais de medida no próximo item).

Percebe-se na Tabela 4.1 um desvio médio um pouco menor nos resultados do método de medida absoluto, mas com uma diferença que não chega a ser substancialmente significativa.

Tabela 4.1 – Desvios percentuais médios dos dois métodos de medida de pressão

Método de Medida	Desvio Percentual Médio (%)
Diferencial	3,28
Absoluto	2,85

1.4 - LOCAL DE MEDIDA NA COLUNA

A verificação dos locais de medida de pressão foi feita com medidas tanto diferenciais como absolutas. Foram considerados 3 pontos acima do distribuidor (5, 15 e 25cm acima do mesmo, como detalhado na Figura 3.1 do leito 1, em Materiais e Métodos), além de um quarto ponto localizado na câmara plena.

BAI *et al* (1996), WILKINSON (1995), HONG *et al* (1990) e DHODAPKAR e KLINZING (1993) já haviam alertado sobre a ocorrência de problemas nos resultados de medidas de pressão, quando realizadas com sensores instalados muito próximos do distribuidor. Como descrito por KUNII e LEVENSPIEL (1991), uma zona com forte turbulência se forma na região logo acima do distribuidor de ar, decorrente dos jatos de ar de cada orifício e da formação e coalescência das bolhas de fluido, sucedendo ali um comportamento diferenciado em relação ao restante do leito de partículas. Nos sinais de pressão captados naquela região, se sobressairiam os efeitos da turbulência em relação às bolhas, ondas de pressão, etc. E, exatamente por este motivo, especial atenção foi dada ao ponto mais próximo do distribuidor, aquele localizado a 5cm acima dele.

Foram rigorosamente os resultados oriundos de medidas com a participação daquele ponto os que apresentaram os maiores desvios percentuais em relação ao resultado referência, a U_{mf} da curva fluidodinâmica (chegando em alguns casos a mais de 20%), seja lançando mão de medidas absolutas ou diferenciais. Seguem abaixo

alguns exemplos, nas Figuras 4.13 e 4.14 com medidas absolutas, e 4.15 e 4.16 de medidas diferenciais.

Relembrando, as U_{mf} 's dos dois sólidos citados nas figuras acima são de 0,04m/s e 0,06m/s respectivamente para a Areia I e CMC III. A simples comparação destes valores com as aproximações de U_{mf} indicadas nas Figuras 4.13, 4.14, 4.15 e 4.16 é suficiente para se perceber o quanto os resultados provenientes das medidas de flutuação de pressão fugiram do esperado.

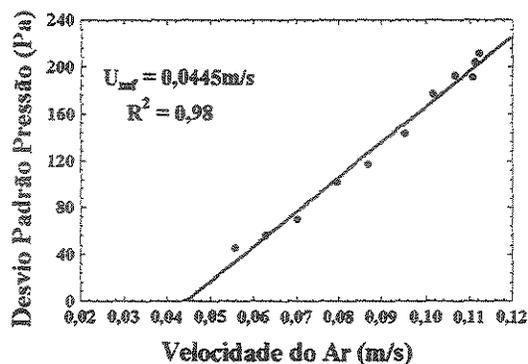


Figura 4.13 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5cm, desvio percentual = 11,25%.

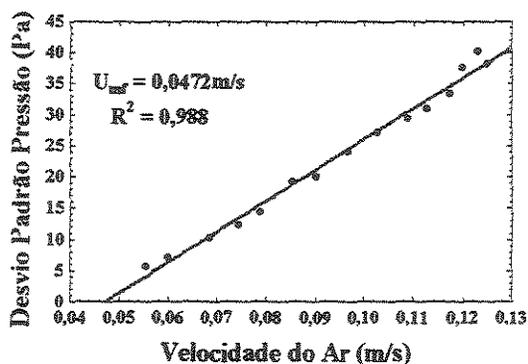


Figura 4.14 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5cm, desvio percentual = 18%.

O sólido CMC III resultou nos menores desvios percentuais dentre todos os materiais estudados. Ainda assim, quando as medidas de pressão para este sólido foram efetuadas em 5cm, os desvios finalizaram também proeminentemente altos, como é possível se verificar na Figura 4.14 acima, e também nas Figuras 4.16, 4.17 e 4.18 a seguir.

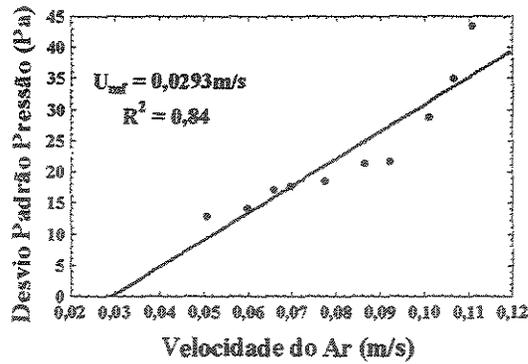


Figura 4.15 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5 – 25cm, desvio percentual = 26,75%.

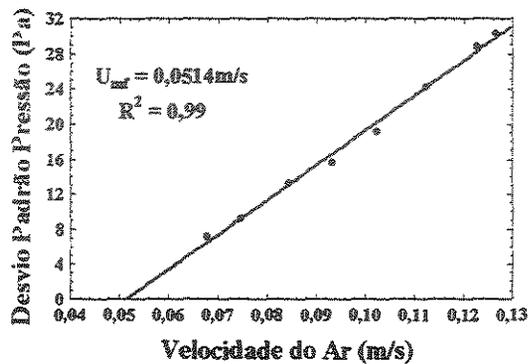


Figura 4.16 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5 - 15cm, desvio percentual = 14,33%

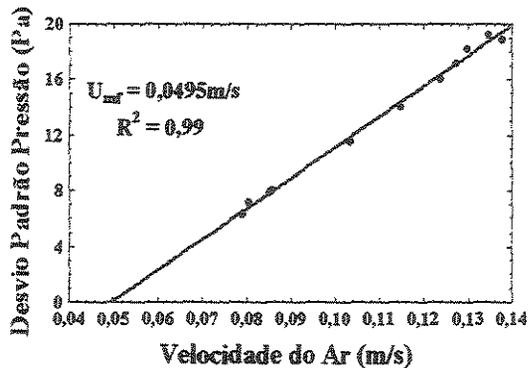


Figura 4.17 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 28\text{cm}$, sensor em 5 - 15cm, desvio percentual = 17,5%

A fim de corroborar a hipótese de que o problema é o local de medida, e não exatamente a metodologia, segue nas Figuras 4.19 e 4.20 resultados obtidos em outros locais acima do distribuidor, que não em 5cm (convém verificar também as figuras já apresentadas).

Os pontos axiais situados a distâncias maiores da placa distribuidora forneceram medidas de maior precisão, com menores desvios. Isso pode ser explicado, pois nesses pontos o regime apresenta-se plenamente estabelecido, sem interferência da turbulência provocada pela placa distribuidora.

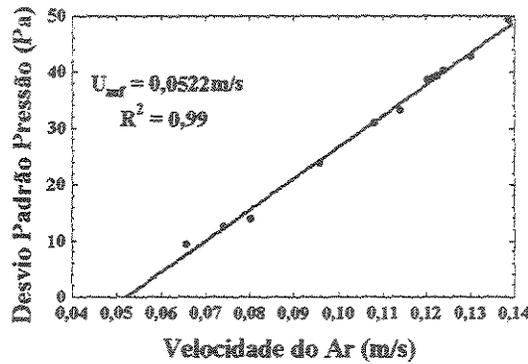


Figura 4.18 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28 \text{ cm}$, sensor em 5 - 25cm, desvio percentual = 13%

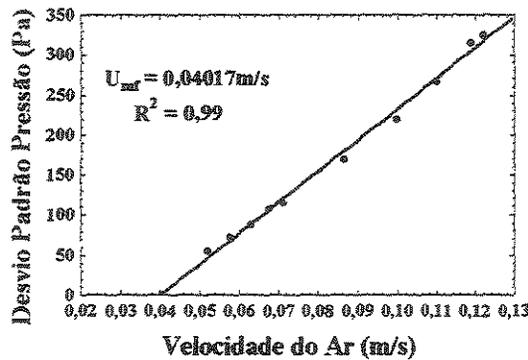


Figura 4.19 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I. $H_0 = 28 \text{ cm}$, sensor em 15cm, desvio percentual = 0,425%.

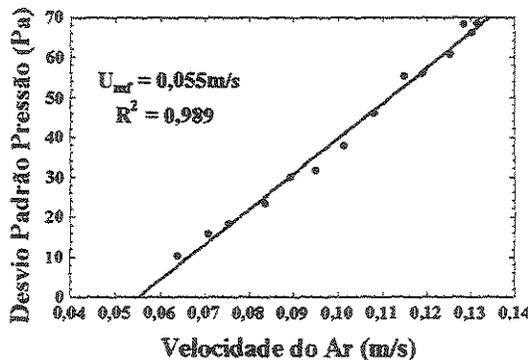


Figura 4.20 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III. $H_0 = 28 \text{ cm}$, sensor em 15cm, desvio percentual = 8,33%.

Com base nestas constatações, considerou-se prudente a não utilização do ponto localizado a 5cm acima do distribuidor para a realização das medidas de flutuação de pressão, não só com o propósito de se chegar a U_{mf} , mas também no estudo que envolveu a caracterização de regimes de fluidização (uma discussão sobre o efeito dos locais de medida de pressão nos espectros de potência é discorrida no item 3.1 a seguir).

Por fim, um local de medida que possibilitou a estimativa da velocidade de mínima fluidização bem próxima da obtida pela curva fluidodinâmica foi a câmara plena, algo também constatado por WILKINSON (1995), trabalhando com distribuidor de ar do tipo placa porosa.

A câmara plena, devido a sua localização, fornece dados de flutuação de pressão que refletem uma soma de todos os movimentos que acontecem no leito de partículas situado acima (bolhas de ar, erupções destas na superfície do leito, subida e descida do leito como um todo, aglomerados de sólidos que se formam, circulação das partículas). Alguns autores (ROY *et al*, 1990; BI *et al*, 1995; VAN DER SCHAAF *et al*, 1998) atribuem à ocorrência de ondas de pressão a capacidade dos sinais captados em uma dada região resgatarem informações provenientes de pontos bem afastados daquela. Assim, o plenum seria um local também adequado à instalação de sensores de pressão, pois seria possível a obtenção de sinais de pressão com características semelhantes aos situados acima do distribuidor, desde que suficientemente afastado deste último.

Uma vantagem da realização de medidas de pressão no plenum é o fato de em nenhum momento o sensor sofrer qualquer tipo de interferência ocasionada por partículas finas, já que não há contato entre o sensor e os sólidos, ao contrário dos medidores localizados acima do distribuidor, que eventualmente podem sofrer bloqueio momentâneo ou até permanente, com imprescindível necessidade de uma limpeza do tubo. A presença de partículas nos tubos provocaria amortecimento nas medidas, vindo a interferir nos registros das flutuações de pressão.

A concordância entre as medidas pode ser constatada ao se verificar as Figuras 4.21, 4.22 e 4.23 quando comparadas às U_{mf} 's dos abaixo referidos sólidos na Tabela 3.1, em Materiais e Métodos.

Novamente, são apresentados os desvios percentuais médios (Tabela 4.2), desta vez com o propósito de efetuar uma comparação entre os resultados obtidos em cada um dos locais de medida utilizados.

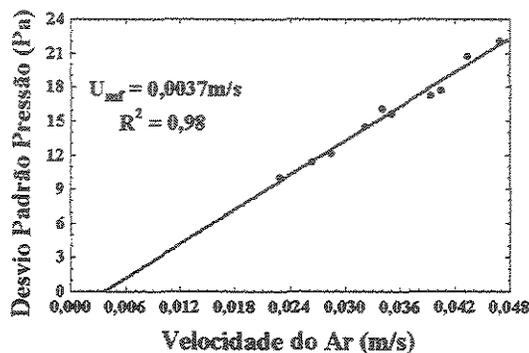


Figura 4.21 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I.

$H_0 = 22\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 2,63%.

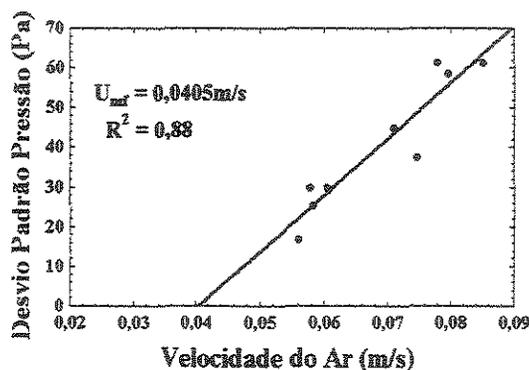


Figura 4.22 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I.

$H_0 = 22\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 1,25%.

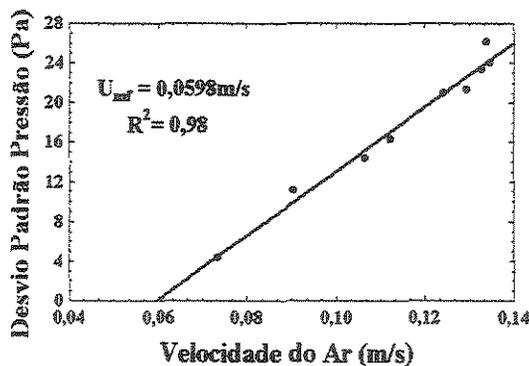


Figura 4.23 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.

$H_0 = 28\text{cm}$, sensor no plenum, desvio percentual = 0,33%.

Destaca-se na Tabela 4.2 os altos desvios percentuais médios verificados quando o ponto localizado a 5cm do distribuidor foi adotado, seja com medidas absolutas seja diferenciais. A recorrente grande diferença entre a U_{mf} originada do método estudado e a obtida da forma clássica reforça a constatação de que medidas de pressão realizadas nas proximidades do distribuidor não são adequadas para a caracterização de estados de fluidização e determinação de pontos de transição de regimes (WILKINSSON, 1995, BAI *et al*, 1996, DHODAPKAR e KLINZING, 1993).

Quanto aos demais pontos localizados acima do distribuidor (15 e 25cm), os resultados obtidos foram bastante satisfatórios, com desvios globais em torno de 3,5%. Para se ter uma idéia da qualidade dos resultados obtidos das medidas realizadas naqueles locais, PUNCOCHAR *et al* (1985), os autores que propuseram a metodologia estudada neste trabalho, chegaram a desvios médios entre as U_{mf} 's superiores a 4%.

Tabela 4.2 – Desvios percentuais médios dos locais de realização das medidas de pressão

Local de Instalação do Sensor	Desvio Percentual Médio (%)
Plenum	3,14
5cm	14,62
15cm	3,75
25cm	3,27
5-15cm	15,91
5-25cm	19,87
15-25cm	3,2

Um dos locais de instalação dos sensores que resultou em desvios inferiores a 4% foi o plenum, apontando entre os locais de realização de medidas, ainda que com uma diferença quase insignificante em relação aos demais que se mostraram satisfatórios, o mais baixo desvio percentual médio. Tal verificação reforça a vantagem da tomada de pressão naquela localidade, pois além da não ocorrência de problemas de ordem operacional (obstrução dos sensores por partículas), os resultados obtidos são bastante apurados.

Assim, foi concluída esta etapa de verificação preliminar sobre os procedimentos de tomadas de pressão na coluna de fluidização, e seus efeitos na metodologia estudada como forma alternativa de obtenção de U_{mf} . Os resultados apresentados aqui (representativos das conclusões obtidas) indicaram que, a exceção do emprego do ponto de medida mais próximo do distribuidor (5cm acima) as demais localidades (inclusive o plenum) mostraram ser adequadas para a instalação dos sensores e aplicação da metodologia estudada.

Em relação aos métodos de medida, diferencial ou absoluto, não foi constatada diferença significativa nos desvios médios, que indicasse a superioridade de um relação ao outro na aplicação do método. Qualquer que seja o método de medida adotado, a precisão dos resultados será essencialmente a mesma.

Para a obtenção dos resultados demonstrados nas discussões seguintes, que tratam da viabilidade da utilização de medidas de flutuação de pressão como forma alternativa de obtenção de U_{mf} , não só com sólidos do tipo B, mas também do tipo A de Geldart, efetuaram-se experimentos exclusivamente com medidas absolutas. Isto se deveu sobretudo pela maior praticidade deste método de medida, visto ser necessário apenas um ponto de tomada de pressão na coluna, ao contrário do outro. Foram utilizados os pontos situados na câmara plena e em 15cm como locais de instalação da sonda.

1.5 - SÓLIDOS DO TIPO B

Dos dados apresentados nos itens precedentes, a maioria diz respeito a sólidos do tipo B de Geldart (Areia I e CMC III). No caso destes sólidos, evidencia-se da análise das figuras, que se limitou a não se afastar muito da faixa de velocidade do ar apontada por PUNCOCHAR *et al* (1985), HONG *et al* (1990) e WILKINSON (1995), como a adequada para a estimativa de U_{mf} por meio de medidas de flutuação de pressão (1 a 3 vezes a mesma). Ao trabalhar desta forma, houve a confirmação de que a metodologia é viável para o propósito. As inovações foram a avaliação com um sólido tipo B diferente dos até então trabalhados, a CMC III, e a realização de medidas de pressão no plenum, em um leito com distribuidor do tipo placa perfurada.

Quanto ao único exemplo de sólido do tipo A mostrado até aqui, o FCC regenerado I, como está bem claro nas Figuras 4.5, 4.6 e 4.21, a faixa de velocidade do ar que possibilitou a estimativa de U_{mf} ficou em um patamar diferente daquele então considerado, superando 10 vezes a velocidade de início de fluidização. No entanto, a discussão sobre este ponto é discorrida no item 1.6 a seguir.

No tocante aos experimentos referentes ao estudo da caracterização de regimes de contato (discussão apresentada mais adiante), obtidos por intermédio de medidas de flutuação de pressão, foram registradas séries de tempo em uma grande faixa de velocidade do fluido, o que possibilitou a visualização da relação “desvio padrão da pressão *versus* velocidade do ar” em um espectro bem mais amplo que o experimentado até então. Seguem abaixo transcritos os dados da CMC III para demonstrar onde se quer chegar (Figura 4.24).

Na presente figura, tem-se uma visão do comportamento do desvio padrão entre o leito fixo e uma situação fluidodinâmica próxima da fluidização turbulenta. À exceção dos pontos correspondentes às menores velocidades, além dos últimos, situados na extremidade direita, a relação entre as duas variáveis suscita uma linearidade, apontando em desvio zero um valor de velocidade do ar próximo de U_{mf} do sólido em questão.

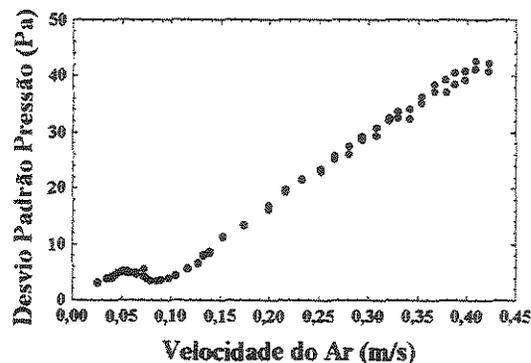


Figura 4.24 - Desvio padrão em função da velocidade do ar para CMC III.
 $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum.

Ao eliminar alguns dos pontos que contribuem negativamente para a linearidade, chega-se a este novo quadro:

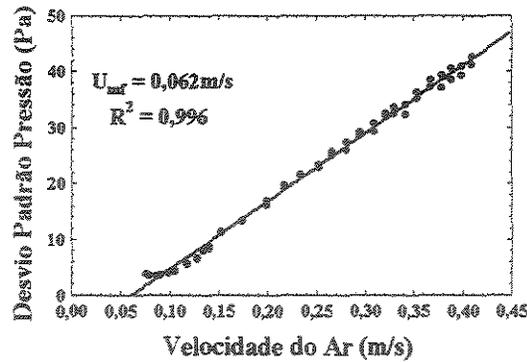


Figura 4.25 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 11 \text{ cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 3,31%.

Nesta situação, vê-se em desvio padrão zero a reta indicando um valor de velocidade realmente muito semelhante não só ao definido por meio da curva fluidodinâmica para este sólido (Tabela 3.1 Materiais e Métodos), todavia, principalmente, em conformidade com o que foi assinalado nas Figuras 4.1, 4.2, 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.20 e 4.23. Como indicado na Figura 4.25, a análise de regressão acusou U_{mf} de 0,062 m/s, e desvio percentual de 3,31%. Ocorre que nesta situação, a faixa de velocidade que permitiu tal feito foi surpreendentemente superior àquela faixa trabalhada com sólidos do tipo B.

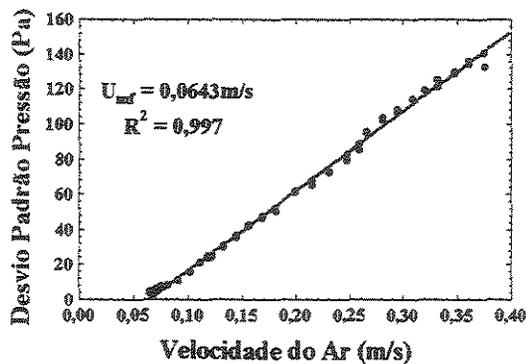


Figura 4.26 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 22 \text{ cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 7,16%.

HONG *et al* (1990) constataram que, à medida que se afastava da faixa de velocidade do fluido considerada adequada para o método (1 a 3 vezes a U_{mf}), a relação entre o desvio padrão das flutuações de pressão e a velocidade do ar deixou de ser linear, sendo mais acentuada e acontecendo mais cedo esta perda de linearidade, quanto maior a relação altura de leito fixo / diâmetro da coluna (H/D_c). No entanto, não é o que

indica o exemplo acima, onde H/D_c foi de 1, nem o exibido na Figura 4.26 ($H/D_c = 2$), também com a CMC III.

De igual maneira, para se chegar ao resultado da Figura 4.26 foram eliminados os pontos extremos.

Nos dois casos a relação linear se estendeu a valores de velocidade superiores que a de início da fluidização, com a passagem ainda por diferentes regimes de contato, que para a Figura 4.25 foram, na ordem, borbulhante múltiplo – borbulhante explosivo – início da fluidização turbulenta, e na Figura 4.26 regimes borbulhante múltiplo – *slugging* – explosivo - início da fluidização turbulenta.

Constata-se então, com base nos resultados da CMC III expostos acima:

1) Que o método analisado parece ser aplicável em uma faixa de velocidade do ar mais ampla que a inicialmente indicada. Os últimos pontos das Figuras 4.25 e 4.26, situados a velocidades do ar ao redor de 0,4m/s correspondem, sustentando-se em observações visuais e no comportamento do desvio padrão, à transição de leito borbulhante explosivo (Figura 4.25) e explosivo (Figura 4.26) para a fluidização turbulenta (proximidade com U_c). Isto quer dizer que as medidas de pressão “válidas” estendem-se não só para todo o regime borbulhante, bem como atingem o regime *slugging* (no caso da Figura 4.26).

2) É possível a estimativa razoável de U_{mf} por intermédio de medidas de flutuação de pressão, sem a necessidade de percorrer uma grande faixa de velocidade do ar, seja em valores baixos da mesma, e neste caso, os resultados mostrados nas Figuras 4.1, 4.2, 4.7, 4.8, etc., correspondentes a CMC III já indicaram isso à exaustão, como também ao se trabalhar em altos valores de velocidade do ar, isso dentro de um dos regimes com formação de bolhas (borbulhante ou *slugging*). Para um melhor entendimento cumpre volver novamente, como exemplo, os pontos com ampla faixa de velocidade do ar da Figura 4.24, considerando somente aqueles com velocidade de, no mínimo, aproximadamente 5 vezes a U_{mf} deste sólido. Este caso está representado na Figura 4.27.

Considerando tais pontos, observa-se que a determinação de U_{mf} não é apenas razoável, mas significa uma estimativa boa, com a apresentação de um desvio

percentual em relação ao método referência de 11,66%. Há que ponderar ainda que, não bastasse a distância dos pontos em relação à U_{mf} , o desvio padrão das flutuações naquele estado de fluidização é bastante alto, resultando em uma maior variabilidade das medidas de pressão. Apesar de todo o exposto, é possível estimar-se a velocidade de mínima fluidização satisfatoriamente.

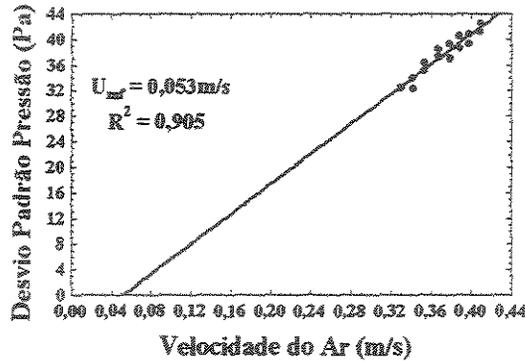


Figura 4.27 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III.
 $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 11,66%.

No intuito de não se ater unicamente a um exemplo de sólido do tipo B, há que se retornar novamente à Areia I. Vê-se a seguir, nas Figuras 4.28 e 4.29, que em uma faixa de velocidade do ar mais ampla, os resultados são também positivos, em consonância com o que foi colocado para a CMC III, de que é possível se estimar a U_{mf} de um sólido mesmo em velocidades já na outra extremidade dos regimes borbulhante/*slugging*, sendo a proximidade com o regime turbulento até onde é possível ir com o método, mesmo porque a partir de U_c passa a ocorrer uma diminuição do desvio padrão de flutuações de pressão, com o aumento da velocidade do ar.

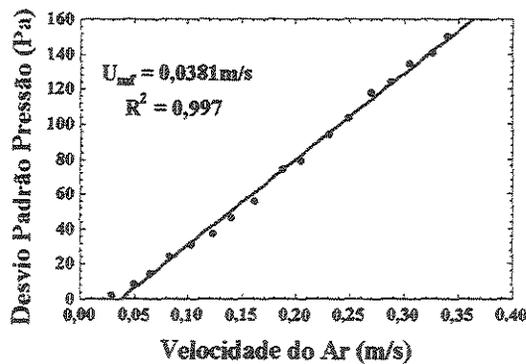


Figura 4.28 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I.
 $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 2,63%.

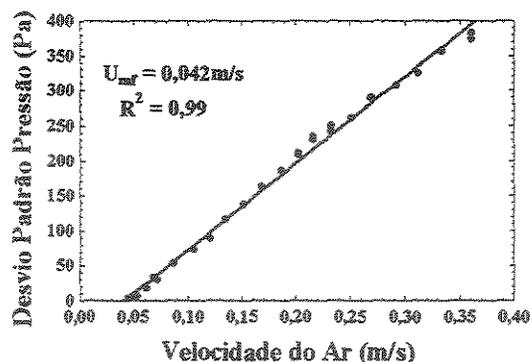


Figura 4.29 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia I.
 $H_0 = 22 \text{ cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 5,35%.

Da mesma forma, as Figuras 4.28 e 4.29 foram construídas após o descarte de alguns pontos das duas extremidades, uma vez que havia originalmente um acompanhamento do desvio padrão desde leito fixo até início de fluidização turbulenta.

Os outros dois sólidos do tipo B que forneceram resultados satisfatórios foram a areia III (Figura 4.30) e a Alumina (Figura 4.31). Os desvios percentuais correspondentes a cada sólido resultaram do mesmo modo bastante baixos, com as suas respectivas U_{mf} próximas da indicada pela curva fluidodinâmica (Tabela 3.1). Igualmente, a faixa de trabalho de velocidade do fluido permitida estendeu-se até próximo do início do aparecimento da fluidização turbulenta.

À guisa de conclusão, seguem nas Figuras 4.32, 4.33 e 4.34 os resultados de experimentos feitos com CMC III no leito de 14cm.

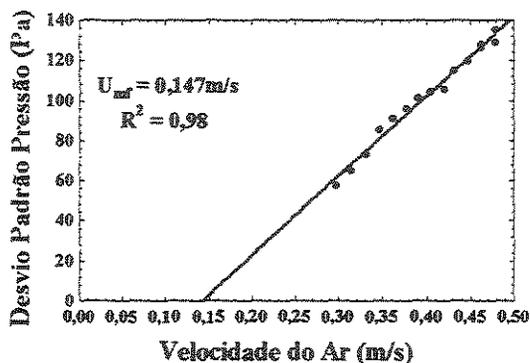


Figura 4.30 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Areia II.
 $H_0 = 11 \text{ cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 1,55%.

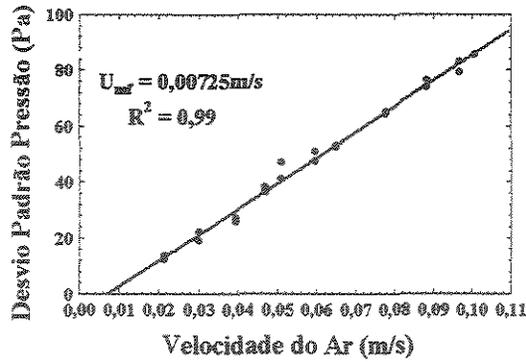


Figura 4.31 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para Alumina.
 $H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 3,57%.

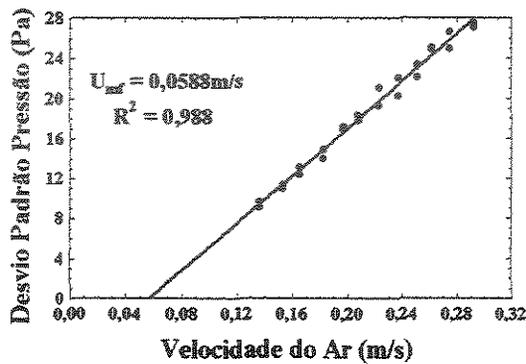


Figura 4.32 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III, leito de 14cm.
 $H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 2%.

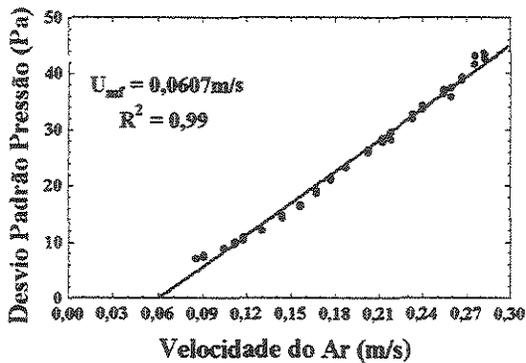


Figura 4.33 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III, leito de 14cm
 $H_0 = 14\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 1,67%.

Os resultados da CMC III obtidos em uma coluna de maior diâmetro que a empregada para os demais ensaios, tão somente reforçaram as observações feitas a respeito dos dados obtidos na coluna de menor diâmetro, e mesmo nos trabalhos

anteriores (PUNCOCHAR *et al*, 1985; HONG *et al*, 1990; WILKINSON, 1995; LEU e WU, 2000; FELIPE e ROCHA, 2002) da viabilidade do método de PUNCOCHAR *et al* (1985) de estimativa da U_{mf} de sólidos do tipo B de Geldart por meio de uma metodologia simples, prática e segura.

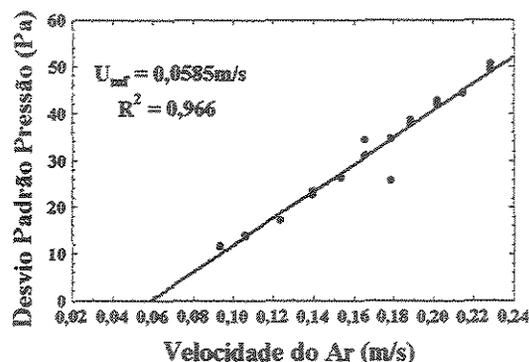


Figura 4.34 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC III, leito de 14cm.

$H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 2,5%.

1.6 - SÓLIDOS DO TIPO A

No tocante aos sólidos do tipo A de Geldart, cabe reforçar que a metodologia estudada neste trabalho não havia sido ainda neles aplicada. Esta classe de partículas é aqui representada por duas amostras de FCC (uma regenerada e outra com resíduos de coque) e duas de Celulose Microcristalina, CMC I e CMC II, de diferentes granulometrias. Informações sobre as características físicas e os resultados de U_{mf} via curvas fluidodinâmicas dos quatro estão listados na Tabela 3.1 de Materiais e Métodos.

Uma característica dos sólidos do tipo A de Geldart em fluidização gás-sólido é a da ocorrência de fluidização particulada, mais corriqueira em contato líquido-sólido. A fluidização particulada ocorre em uma faixa de velocidade do fluido entre a mínima fluidização e o início da formação de bolhas no leito, ou seja, os valores de U_{mf} e U_{mb} não coincidem, ao contrário do que acontece com sólidos B.

Esta análise prévia do comportamento de materiais do tipo A sinaliza que diferenças deveriam ser verificadas entre estes materiais e os do tipo B, em relação aos procedimentos de obtenção de U_{mf} da forma estudada aqui. Enquanto para os sólidos B o registro de flutuações de pressão pode ser feito já a partir de velocidades pouco acima

de U_{mf} (e os resultados apresentados no item anterior mostram bem isso), o mesmo não seria de se esperar das partículas do tipo A, exatamente em virtude da não coincidência entre U_{mf} e U_{mb} . A fluidização particulada acontece entre estas duas velocidades, e tem como características a expansão do leito, e a ausência de bolhas. Como o método estudado aqui depende dos desvios das flutuações de pressão, provocados pela formação de bolhas de fluido, nota-se que neste caso o trecho de velocidade citado não deveria fornecer bons dados para tal fim.

As medidas de pressão extraídas para o estudo dos diferentes regimes revelaram um fato interessante, e que propicia um melhor entendimento acerca da diferença prevista acima: o comportamento das flutuações de pressão na passagem de leito fixo para borbulhante (sólidos B) e de fluidização particulada para borbulhante (tipo A), que foram muito semelhantes. Cumpre examinar primeiro um exemplo de sólido B, voltando à Figura 4.24.

Naquele caso, os pontos situados ainda em leito fixo, e mesmo os primeiros após a U_{mf} , fogem totalmente da relação linear observada pelos demais, tendo sido descartados na hora de se estimar o parâmetro U_{mf} . Por que estes pontos apresentam outra correlação entre desvio padrão e velocidade que não a linear? Provavelmente por se encontrarem em uma faixa de velocidade onde o leito de partículas está abandonando uma condição (leito fixo) e passando para outra bem distinta, a de fluidizado, esta última sendo marcada, no caso do sólido B, pela formação de bolhas de fluido. Até que a formação de bolhas atinja uma condição estável mínima, os desvios observados diminuem, após atingirem um pico, como indicado na Figura 4.24 (curvas fluidodinâmicas típicas apresentam um pico de queda de pressão no trecho de velocidade do fluido onde se encontra U_{mf} , e somente depois de um aumento na mesma, ela encontra o valor de queda de pressão no leito que passa a ser aproximadamente constante). Apenas depois de um adicional incremento na velocidade é que se passa a ter a relação que possibilita a estimativa de U_{mf} . O pico de desvio padrão encontrado para o sólido CMC III (na Figura 4.24) corresponde a um valor de velocidade próximo de U_{mf} daquele sólido.

Segue abaixo um exemplo de sólido do tipo A. Ao se considerar os desvios em uma ampla faixa de velocidade do ar, a situação é a seguinte:

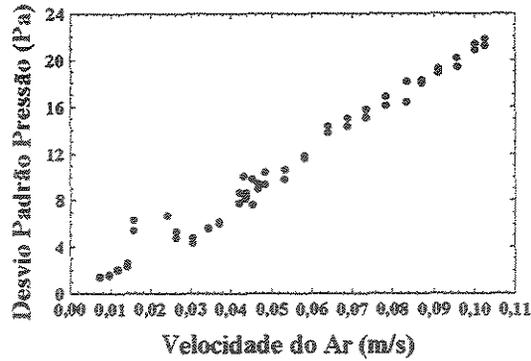


Figura 4.35 - Desvio padrão em função da velocidade do ar da CMC I.

$H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm .

Uma acurada observação revela que a figura acima possui perfil semelhante ao da Figura 4.24, em especial a região dos pontos de baixas velocidades, com a ressalva de que a magnitude dos desvios aqui é bem menor. Novamente nota-se a presença de um pico de desvio seguido de uma queda, para em seguida a relação tomar uma forma que sugere linearidade. Descartando os pontos com velocidade inferior a $0,03\text{m/s}$, os restantes (Figura 4.36) indicaram uma U_{mf} de pleno acordo com a oriunda da curva fluidodinâmica do sólido, que ficou em $0,0105\text{m/s}$.

O pico verificado na Figura 4.35 corresponde a uma velocidade do ar ao redor de $0,02\text{m/s}$, não coincidindo desta vez com U_{mf} . No entanto, este valor está muito próximo de U_{mb} da CMC I, que foi estimado em $0,019\text{m/s}$, por meio de metodologia experimental sugerida por GELDART (1973). Ou seja, para a aplicação desta metodologia, U_{mf} está para os sólidos do tipo B como U_{mb} para os do tipo A.

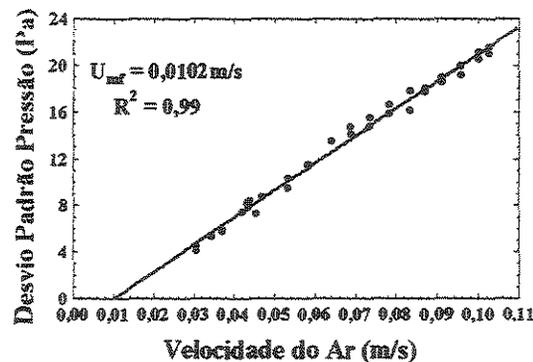


Figura 4.36 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I.

$H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm , desvio percentual = $2,86\%$.

Os desvios de flutuação de pressão só adquirem validade, para fins de estimativa de U_{mf} , a partir do momento em que bolhas de fluido são formadas. Quanto aos sólidos B elas já começam a aparecer logo após U_{mf} , mas quanto aos do tipo A, é necessário que se passe primeiro pela fluidização particulada, para só então os desvios das medidas de pressão apresentarem no seu todo relação linear com a velocidade do ar.

Um segundo exemplo de CMC I reproduziu o que foi verificado na discussão acima. Primeiro, considerando todos os pontos (Figura 4.37).

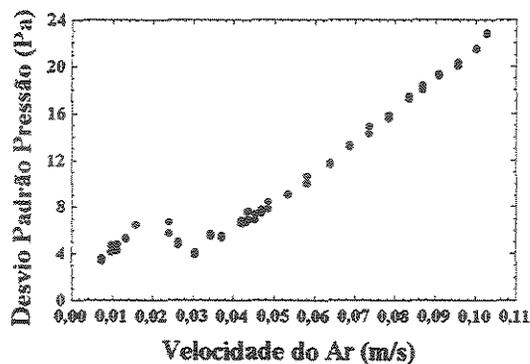


Figura 4.37 - Desvio padrão em função da velocidade do ar da CMC I.

$H_0 = 22\text{cm}$, medidas no plenum.

E, depois de descartados os pontos de menor velocidade...

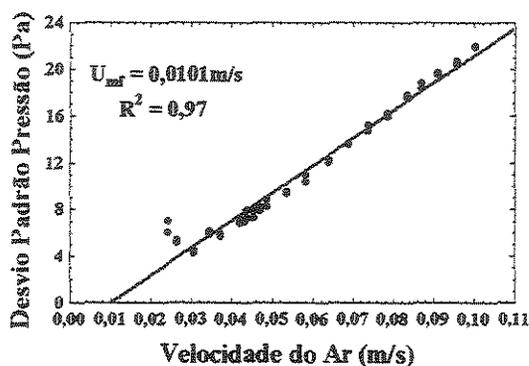


Figura 4.38 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I.

$H_0 = 22\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 3,8%.

Na seqüência, outros exemplos da determinação de U_{mf} para a CMC I, os quais foram obtidos tanto por medidas absolutas como diferenciais.

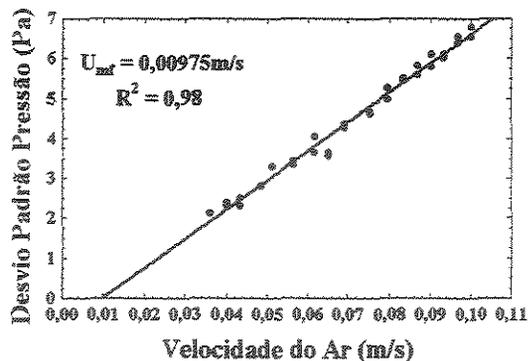


Figura 4.39 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I.
 $H_0 = 11 \text{ cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 7,05%.

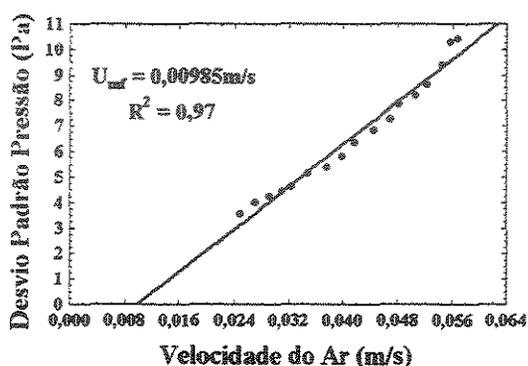


Figura 4.40 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I.
 $H_0 = 22 \text{ cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 6,19%.

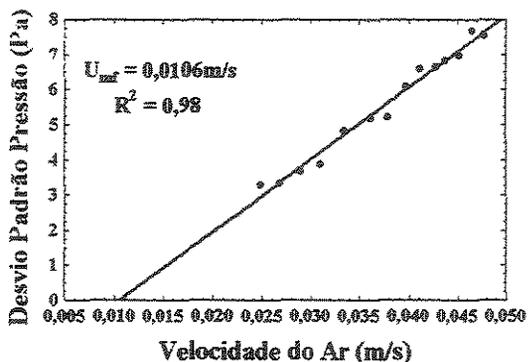


Figura 4.41 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I.
 $H_0 = 20 \text{ cm}$, 15 - 25cm, desvio percentual = 0,95%.

Conforme exibido nas figuras, a estimativa da U_{mf} da CMC I através de medidas de pressão, via de regra, foi satisfatória, a despeito da magnitude dos desvios de pressão, que por serem consideravelmente baixos, tornariam os experimentos mais suscetíveis a erros de precisão nas medidas de pressão, e conseqüentemente estimativa de U_{mf} distante do previsível.

A outra amostra de celulose microcristalina (CMC II) possui um diâmetro médio de partícula não muito diferente da CMC I. Mas, os resultados alcançados não deixaram nenhuma dúvida sobre a sua individualidade, ou seja, a diferença entre a U_{mf} das duas amostras ficou bem definida, considerando inclusive experimentos efetuados no leito de 14cm. Nas Figuras 4.42 e 4.43 são demonstrados dois exemplos da CMC II.

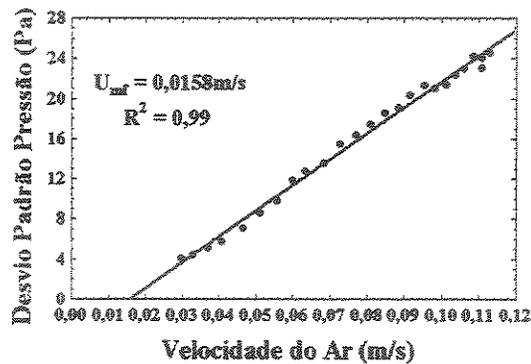


Figura 4.42 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC II.
 $H_0 = 22 \text{ cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 1,25%.

À semelhança dos exemplos dos outros sólidos classificados como do tipo A já apresentados, as amostras do catalisador FCC usado I indicaram nas duas alturas de leito fixo trabalhadas, valores de U_{mf} com baixos desvios percentuais em relação à curva fluidodinâmica. No caso do FCC usado I, o valor do parâmetro através do método tradicional para este sólido foi de 0,0035m/s, ao passo que por meio do método estudado a U_{mf} estimada foi de 0,00328m/s e 0,00341m/s respectivamente nas Figuras 4.44 e 4.45.

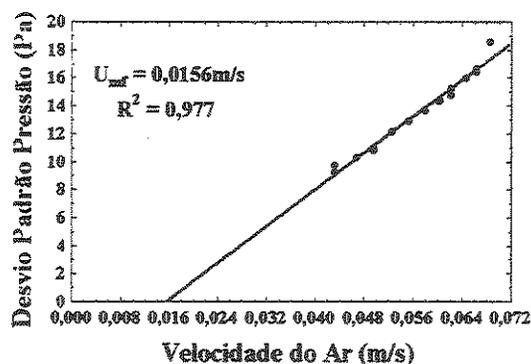


Figura 4.43 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC II, leito de 14cm.
 $H_0 = 28 \text{ cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 0,66%

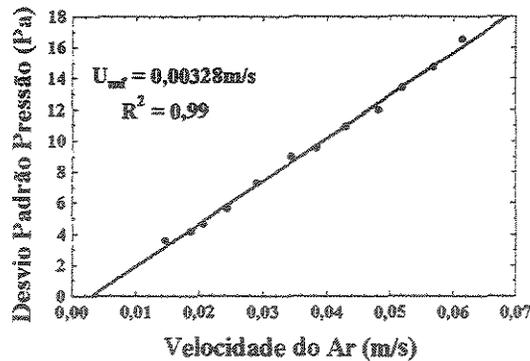


Figura 4.44 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC usado I.

$H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 6,28%.

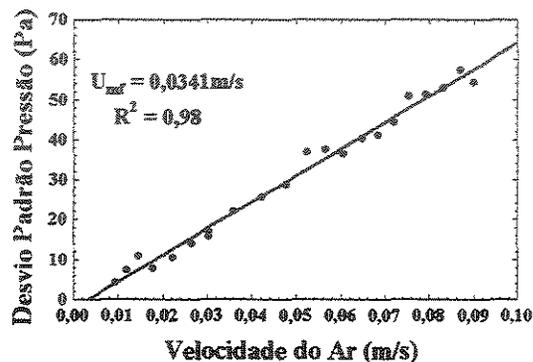


Figura 4.45 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC usado I.

$H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 2,57%.

O FCC regenerado I resultou em U_{mf} ao redor de 0,038m/s, tendo em conta o método tradicional; por intermédio da forma estudada neste trabalho, a U_{mf} apresentou valores como os indicados nas Figuras 4.46, 4.47 e 4.48 (0,00373m/s, 0,00388m/s e 0,0034m/s).

A Figura 4.48 refere-se a um experimento feito com o FCC regenerado I, o qual passou pelos regimes borbulhante múltiplo, borbulhante explosivo, até chegar próximo da transição para fluidização turbulenta, condição semelhante à exposta anteriormente com a CMC III.

As situações experimentais apresentadas neste item, sobre a aplicação do método proposto inicialmente por PUNCOCHAR *et al* (1985) de obtenção da U_{mf} indicaram que a metodologia é viável também para os sólidos do tipo A. A ressalva, no caso desta classe de sólidos, é a de que a fluidização precisaria, necessariamente, se

encontrar com a velocidade do fluido acima do regime particulado, onde ainda não há formação de bolhas de fluido. Por conseguinte, os extremos de faixa de velocidade do ar estariam entre pouco acima da fluidização particulada até próximo da fluidização turbulenta. Nos exemplos das Figuras 4.45 e 4.48 percebe-se que foi possível a obtenção de U_{mf} utilizando-se de praticamente toda esta extensão. Em outros exemplos, como os indicados nas Figuras 4.46 e 4.47, das Figuras 4.49 e 4.50, além de em vários outros casos, o emprego de uma faixa de velocidade do ar restrita permitiu igualmente a determinação do ponto de início de fluidização com desvios percentuais pequenos.

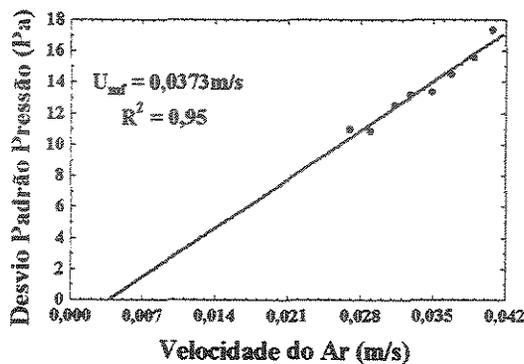


Figura 4.46 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I.

$H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 1,84%.

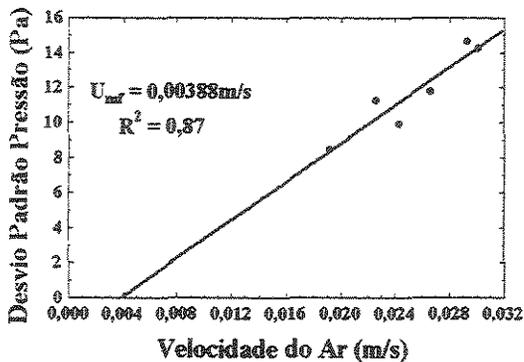


Figura 4.47 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I.

$H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 2,1%.

Conforme ficou evidenciado dos vários experimentos realizados com sólidos do tipo B e do tipo A, o método necessita, sobretudo, da presença de bolhas, de forma a acusar um desvio padrão de flutuação de pressão mínimo, e que mude, obedecendo a

uma relação linear com a velocidade, conforme se proceda ao aumento ou diminuição da mesma. A sensibilidade da metodologia está precisamente nesta diferença.

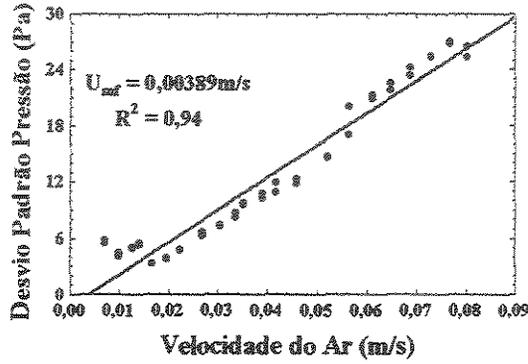


Figura 4.48 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para FCC regenerado I.

$H_0 = 11\text{cm}$, medidas no plenum, Desvio Percentual = 2,86%.

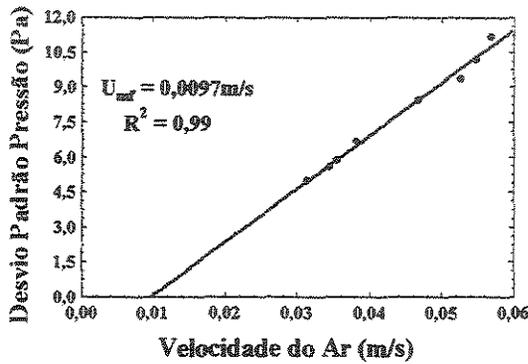


Figura 4.49 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I.

$H_0 = 22\text{cm}$, medidas em 15cm, desvio percentual = 7,62%

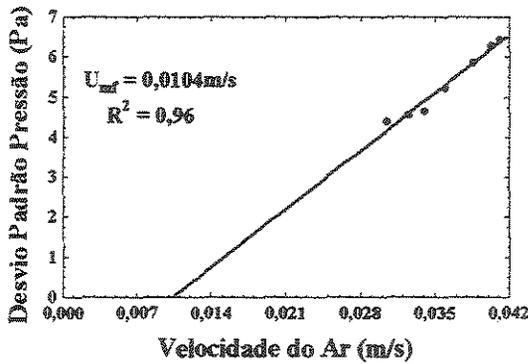


Figura 4.50 - Velocidade de mínima fluidização via desvio padrão para CMC I.

$H_0 = 22\text{cm}$, medidas no plenum, desvio percentual = 0,95%.

Um comportamento observado em gráficos como o da Figura 4.9, e que precisa ser destacado, refere-se às tendências observadas pelos resíduos situados nas duas extremidades das retas. Em tais casos os primeiros pontos (nas mais baixas velocidades) e os últimos (nas maiores) apontam um distanciamento da reta no sentido de afastar a relação “desvio padrão *versus* velocidade do fluido” da linearidade. Esta tendência aparece de forma recorrente em algumas das figuras deste item e, no caso da extremidade esquerda, foi atribuída à proximidade com o leito fixo (discussão sobre as Figuras 4.24 e 4.25 e Figuras 4.35, 4.36, 4.37 e 4.38). Caberia em trabalhos posteriores efetuar-se uma verificação mais apurada no sentido de se buscar uma correlação entre o comportamento dos resíduos nestes pontos e a velocidade do fluido.

2 - CARACTERIZAÇÃO DE REGIMES FLUIDODINÂMICOS POR MEIO DE MEDIDAS DINÂMICAS DE PRESSÃO

2.1 - INTRODUÇÃO

A obtenção de séries de tempo de pressão, com o escopo de estudar a fluidodinâmica de leitos fluidizados, constitui um dos métodos experimentais empregados em pesquisas e na indústria (YATES e SIMONS, 1994). As informações resgatadas são analisadas tanto *on line* como posteriormente, dependendo do tratamento matemático adotado e da informação que se quer extrair (parâmetros estatísticos, análise de Fourier, caos, etc.). Desta forma, parte-se da coleção de dados acumulados, que represente uma amostra significativa da variável aleatória analisada (flutuação de pressão), para se chegar ao resultado final (pressão média, desvio padrão, densidade de probabilidade, espectro de potência, análise de caos).

É significativo o número de trabalhos encontrados na literatura, que tratam da caracterização de regimes típicos de fluidização por meio de medidas de flutuação de pressão (BAEYENS e GELDART, 1973; VERLOOP e HEERTJES, 1974; FAN *et al*, 1981; DRAHOS *et al*, 1991; BAI e GRACE, 1997; M'CHIRGUI *et al*, 1997; SCHOUTEN e VAN DEN BLEEK, 1998; BAI *et al*, 1999; JOHNSON *et al*, 2000; TRNKA *et al*, 2000; KANTZAS *et al*, 2001; CHEN e BI, 2003).

Em algumas das referências citadas acima, estudou-se a possibilidade da demarcação de pontos de transição entre regimes fluidodinâmicos, sendo destacados alguns parâmetros estatísticos (média, desvio padrão, raiz quadrada média, função autocorrelação) das séries de tempo obtidas, como metodologia de análise. Em outros casos (BAEYENS e GELDART, 1973, FAN *et al*, 1981, M'CHIRGUI *et al*, 1997) foi empregada a análise do comportamento da pressão no tempo, na tentativa de diferenciar regimes fluidodinâmicos e transições. Os exemplos demonstrados no item a seguir revelam que é possível divisar, em alguns casos, diferenças entre regimes de fluidização, por intermédio do monitoramento de um leito fluidizado desta forma.

2.2 - COMPORTAMENTO DA PRESSÃO NO TEMPO

Visualizar o comportamento da pressão no tempo, antes de partir para um tratamento matemático mais elaborado, permite, antes de tudo, uma avaliação preliminar sobre a qualidade da fluidização, ainda que isto se dê de forma um tanto subjetiva (JOHNSSON *et al*, 2000).

M'CHIRGUI *et al* (1997) relacionaram as diferenças observadas nas séries de pressão plotadas contra o tempo, de quatro condições fluidodinâmicas (partículas vibrando, leito borbulhante, início de *slugging* e *slugging* estável), às seguintes particularidades verificadas na dinâmica do contato sólido-fluido: movimentação das partículas, formação, coalescência e tamanho das bolhas de fluido, a forma como estas mesmas bolhas explodiam na superfície do leito, quantidade de sólidos lançados e que permaneciam suspensos acima da superfície, expansão do leito e início de arraste de partículas (proximidade com a fluidização turbulenta). Os autores expuseram em seu artigo séries de tempo das quatro condições estudadas, em situações bem definidas (longe das transições entre uma e outra), expondo de forma elucidativa a associação entre a descrição do regime e como se apresentava a pressão no tempo.

Os casos demonstrados a seguir (de experimentos realizados apenas no leito de 11cm) representam alguns dos regimes fluidodinâmicos obtidos de forma típica, e indicam, assim como em M'CHIRGUI *et al* (1997), que é possível perceber, em algumas circunstâncias, diferenças marcantes na dinâmica de cada situação, mesmo na representação das flutuações de pressão em função do tempo.

Com o propósito de tornar mais fácil a discussão que se segue, ao lado de cada gráfico da representação dos regimes no domínio do tempo, é demonstrado esquematicamente como se dava a movimentação dentro da coluna.

A CMC III é exibida em quatro condições fluidodinâmicas visualmente distintas: leito fixo, fluidização borbulhante, em regime *slugging* e próximo da fluidização turbulenta, quando a movimentação das partículas passa a apresentar outro aspecto que não aquele verificado em regime *slugging*. Os quatro gráficos demonstrados a seguir foram construídos em uma mesma magnitude na escala da pressão, para fins de comparação.

A Figura 4.51 representa o leito de partículas antes do início da fluidização. Nesta situação, em que a velocidade do fluido foi mantida constante durante as medidas, a pressão absoluta tomada em 15cm acusou uma flutuação quase que imperceptível. Verificou-se durante a obtenção desta série de tempo a ausência de bolhas de ar e apenas uma tênue vibração das partículas, em dois locais diferentes, logo acima do distribuidor de ar e na parte superior do leito. Pode-se afirmar com segurança que estas vibrações foram as responsáveis pela ocorrência das diminutas flutuações vislumbradas na figura abaixo. A ocorrência e visualização de movimento de sólidos nestas regiões confirmam observação de BI e CHEN (2003), de que “oscilações de partículas tem sido reportadas serem significantes próximo da região do distribuidor e nas camadas superiores do leito e, particularmente, em leitos não muito profundos”.

As flutuações de pressão em leitos fluidizados são causadas principalmente pela formação de bolhas de fluido, e em menor escala pela oscilação dos sólidos, esta última aparecendo de forma isolada quando há ausência de bolhas (ROY *et al*, 1990).

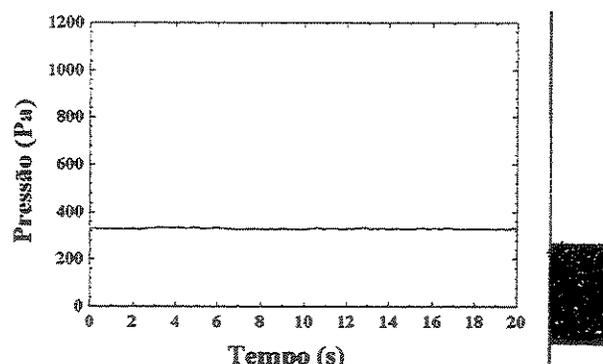


Figura 4.51 - Comportamento da pressão no tempo em leito fixo.
(CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,05\text{m/s}$).

Bem distinto é o quadro indicado pelo regime borbulhante. Como se vê na Figura 4.52, a pressão (também medida em 15cm) apresenta variação com amplitude de quase 50 Pa, patamar que difere bastante do obtido na condição anterior. Relevante observar que outra característica dos sinais de pressão do regime borbulhante, e percebida na Figura 4.52, é a intensa irregularidade na oscilação da pressão. Presenciou-se no desempenho da fluidização a ocorrência de bolhas de ar de diversos tamanhos (entretanto, acentuadamente menores que o diâmetro da coluna) e de diferentes velocidades de subida ao longo do leito de partículas. Na parte superior do leito, ora sucediam explosões simultâneas de duas ou mais bolhas ora com pequenos intervalos de tempo entre uma e outra erupção, desencadeando um sobe e desce desordenado da superfície do leito. O somatório de todos estes fenômenos no interior da coluna culminou na captação de uma série de tempo fortemente aleatória, possuindo características típicas de um processo estocástico (BENDAT e PIERSOL, 1986), com diferentes componentes senoidais presentes no conjunto de dados adquiridos.

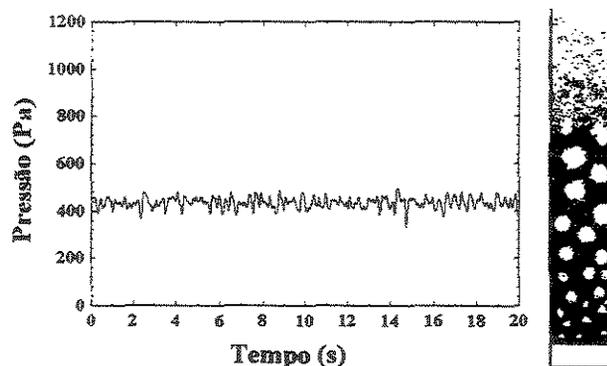


Figura 4.52 - Comportamento da pressão no tempo no regime borbulhante múltiplo. (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,12\text{m/s}$).

No que tange ao regime *slugging* obtido com este sólido (Figura 4.53), o contato sólido-fluido adveio com a formação de bolhas que ocupavam praticamente toda a seção da coluna, concebidas a partir de uma certa altura (em torno de 8cm). A subida de cada *slug* dava-se individualmente e em intervalos aproximadamente regulares entre um e outro. Os *slugs* se deslocavam de forma ascendente, contíguos à parede da coluna, caracterizando o regime *wall slugging* (KUNII e LEVENSPIEL, 1991). Do ponto onde os *slugs* apareciam para baixo, o leito exibia a aparência de leito borbulhante, com as mesmas diversidades de tamanhos e velocidades de deslocamento

verificadas no caso anterior (regime borbulhante, Figura 4.52). Estas bolhas, ao coalescer, formavam os *slugs*.

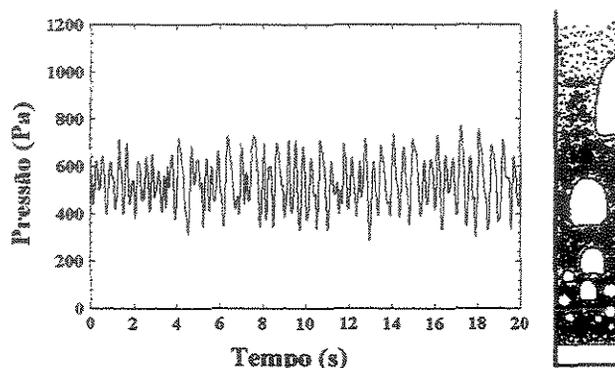


Figura 4.53 - Comportamento da pressão no tempo no regime *slugging*.
(CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,267\text{m/s}$)

Embora não muito nítida e destacada, percebe-se na Figura 4.53 uma flutuação um pouco mais regular que a observada no regime anterior, e de grande amplitude, resultante da incidência dos *slugs* (que são muito maiores que as bolhas do regime anterior) e, intercaladas a elas, flutuações menores e irregulares, conseqüência do borbulhamento no fundo da coluna. Neste exemplo, novamente, é simples a analogia entre o modo de contato fluido-partícula e a desenvoltura da pressão no tempo. O regime *slugging*, que teve a sua performance de acordo com a descrição encontrada na literatura clássica (DAVIDSON *et al*, 1985; KUNII E LEVENSPIEL, 1991) restou bem evidenciado na análise das medidas de pressão no domínio do tempo (Figura 4.53).

O quarto regime obtido com a CMC III indicou características à semelhança do que foi descrito por SVENSSON *et al* (1996a), SVENSSON *et al* (1996b), ZIJERVELD *et al* (1998) e JOHANSSON *et al*, (2000). Estes autores denominaram de regime explosivo, ou borbulhante explosivo, à condição em que ocorre a formação e erupção contínua de bolhas, ao mesmo tempo em que numerosa quantidade de sólidos permanece suspensa acima da superfície do leito de partículas, em virtude das fortes explosões das bolhas, que lançam grande quantidade de sólidos sobre a superfície. Ocorre também considerável expansão do leito, e uma intensa taxa de circulação das partículas. Tal modelo de regime sucede em altas velocidades do fluido, porém, inferiores à U_c , velocidade correspondente ao início da fluidização turbulenta.

Neste trabalho, o referido regime foi alcançado com a CMC III em velocidades do ar superiores à faixa correspondente aos regimes *slugging* e borbulhante (o primeiro obtido com leito fixo de 22cm e o segundo com 11cm).

A Figura 4.54 a seguir ilustra o comportamento da pressão em relação ao tempo no regime explosivo. Da mesma forma como a aparência da movimentação das partículas e a formação das bolhas nesse regime se deram distintamente daquele que o precedeu (*slugging*), ao se comparar esta figura com a anterior (4.53), percebe-se sensíveis diferenças entre as duas, no que tange à desenvoltura da pressão. A partir de um determinado acréscimo na velocidade do ar, embora ainda fosse possível notar a presença de *slugs* durante a fluidização, estes já não apresentavam mais a mesma regularidade na subida ao longo da coluna. A expansão do leito nesta nova condição, bastante expressiva (alterando deveras as características do leito) e a presença marcante de sólidos suspensos sobre a superfície do leito, reforçaram a constatação de que se tratava de uma nova condição fluidodinâmica. As explosões dos *slugs* passaram a se dar muito mais violentamente, o que contribuiu para a manutenção de grande quantidade de partículas continuamente suspensas.

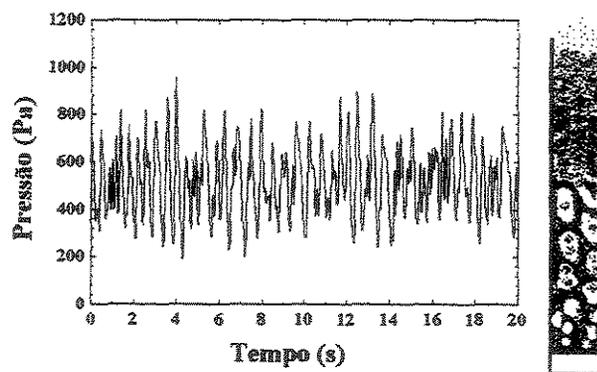


Figura 4.54 - Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.
(CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,44\text{m/s}$).

A diferença entre o comportamento da pressão no tempo deste novo regime (Figura 4.54) para o anterior (Figura 4.53) está na perda do componente regular de variação da pressão e sobretudo na magnitude de variação. O que passou a se ter foi a ocorrência de ciclos de sinais de pressão de grande amplitude, intercalados por instantes de variação da pressão com amplitudes consideravelmente menores, como é possível se constatar nas Figuras 4.54 e também na Figura 4.55 a seguir.

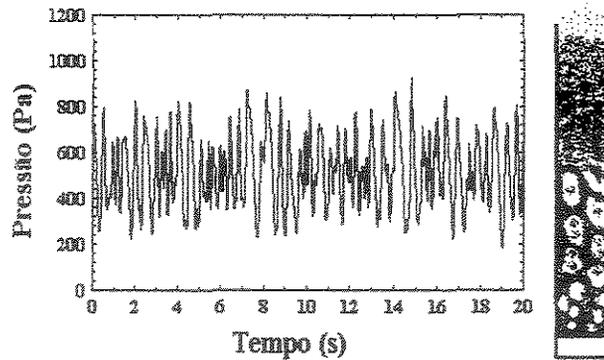


Figura 4.55 - Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.
(CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,45\text{m/s}$).

Um caso semelhante ao da CMC III, em termos de regimes de fluidização e de resultados sob a perspectiva analisada neste item, foi o da Areia I.

Ao se verificar, na Figura 4.56, como variou a pressão ao longo do tempo em leito fixo, não é percebida novamente a ocorrência de uma flutuação da pressão considerável. Como única movimentação ocasionada pela passagem do fluido, as vibrações das partículas situadas nas camadas superiores do leito e também próximo do distribuidor provocaram, da mesma forma, as quase imperceptíveis variações na pressão.

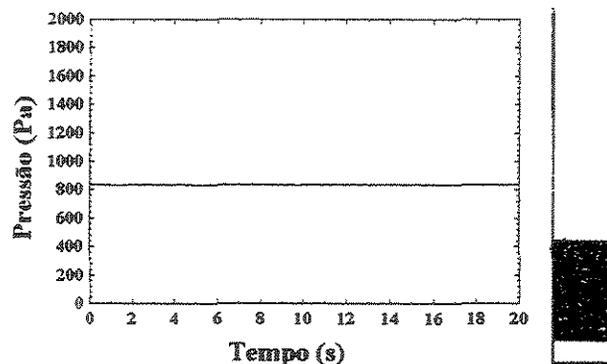


Figura 4.56 - Comportamento da pressão no tempo em leito fixo.
(Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,035\text{m/s}$)

O regime borbulhante da Areia I indicou comportamento ao modo do descrito por ZIJERVELD *et al* (1998) para leito borbulhante múltiplo: diversidade no tamanho e na velocidade de subida das bolhas, explosões vigorosas das mesmas na borda do leito, embora a superfície permanecesse bem definida (uma das diferenças marcantes entre este regime e a fluidização turbulenta) e movimentação descontínua da mistura gás-

sólido. Como consequência do comportamento descrito acima, as séries de tempo de pressão apresentaram perfis como o da Figura 4.57. As flutuações da pressão demonstraram grande irregularidade, reflexo da ocorrência de bolhas de diversos tamanhos dentro do leito. Em relação à forma de contato entre as fases anterior, é notória a diferença na representação da pressão no tempo.

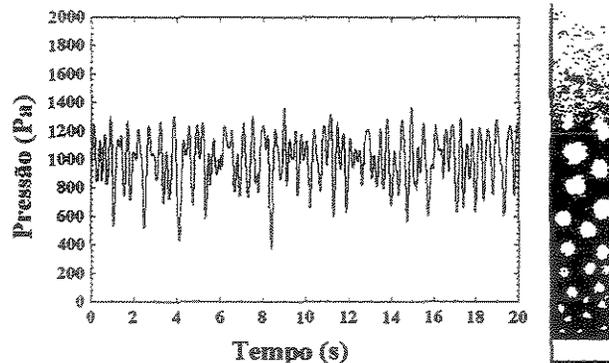


Figura 4.57 - Comportamento da pressão no tempo no regime borbulhante múltiplo. (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,187\text{m/s}$).

Passando agora para o regime *slugging* da Areia I (Figura 4.58), as flutuações de pressão verificadas indicaram maior regularidade, acusando a presença de um componente de frequência recorrente. Esta uniformidade na flutuação deveu-se certamente à movimentação dos *slugs*, que surgiam um após o outro, em intervalos aproximadamente iguais. Percebe-se por intermédio da Figuras 4.57 e 4.58, significativa diferença entre este regime e o borbulhante que, ao contrário, indica forte irregularidade nas medidas de pressão.

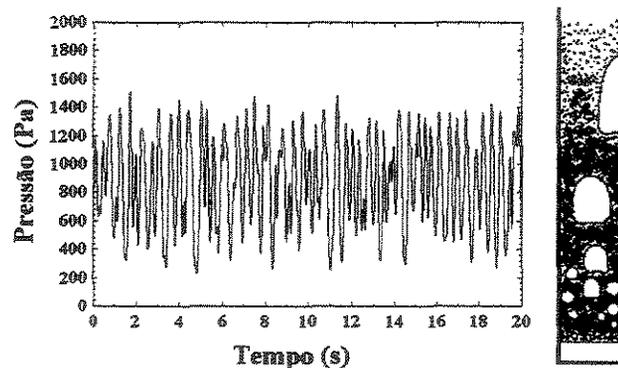


Figura 4.58 - Comportamento da pressão no tempo no regime *slugging*. (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,312\text{m/s}$).

Porém, ao contrário do verificado com a CMC III, a representação (ou acompanhamento) da flutuação da pressão no tempo não possibilitou discriminar o regime *slugging* do explosivo com a mesma segurança. Apesar de os dois regimes terem ostentado diferenças, em termos de aparência da fluidização, nos mesmos moldes da CMC III, as séries de tempo plotadas não retrataram tais desigualdades. A Figura 4.59 exemplifica como se deu a variação da pressão no tempo no regime explosivo. Confrontando esta figura com a correspondente ao regime *slugging* (Figura 4.58) não se identifica características únicas para cada caso.

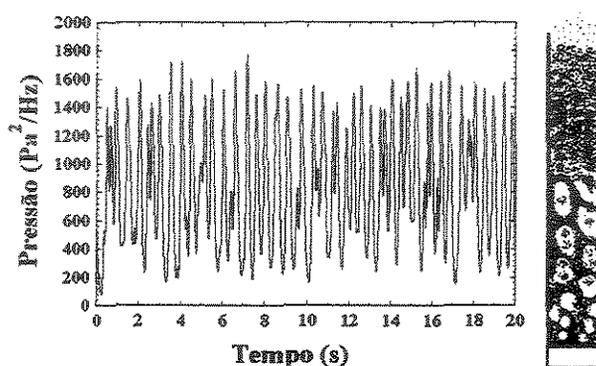


Figura 4.59 - Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.
(Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,45\text{m/s}$).

A Areia III foi o único sólido que possibilitou a obtenção dos regimes fluidodinâmicos borbulhante simples e *slugging* flutuante (*flat slugging*, conforme definição de KUNII e LEVENSPIEL, 1991). O primeiro é caracterizado pela formação de bolhas de fluido que sobem individualmente através do leito, explodindo isoladamente na superfície, bolhas estas que se diferenciam de *slugs* pelo seu tamanho, pois ocupam espaço muito inferior ao da seção da coluna (ZIJERVELD *et al*, 1998).

Com relação ao *slugging* flutuante, o seu desenvolvimento se dá da seguinte forma: a partir de uma certa altura da coluna, os *slugs* praticamente separam a porção superior do restante do leito de partículas e, à medida que aquela é elevada pelo *slug*, vai perdendo sólidos até se desfazer completamente (exemplo na Figura 2.3 c). Este tipo de regime *slugging* assemelha-se muito em comportamento ao de um pistão (um sobe e desce regular), o que ocasiona uma flutuação da pressão com a presença de praticamente um sinal periódico apenas.

As partículas de Areia III, devido ao seu tamanho, encontram-se próximas da região no diagrama de Geldart, que a qualificaria como do tipo D. As flutuações de pressão e mesmo os espectros de potência (conforme é demonstrado no item a seguir) resultaram muito semelhantes aos obtidos em leitos de jorro, empregando esta mesma técnica (vide TARANTO, 1996; SILVA, 1998; WANG *et al*, 2001). Como se sabe, partículas utilizadas em leitos de jorro possuem características físicas que as qualificam como do tipo D na classificação de Geldart.

Sobre o regime de leito fixo, constatou-se características semelhantes na flutuação da pressão para a Areia III (Figura 4.60) em relação aos demais sólidos. O leito de partículas igualmente apresentou leve vibração próxima do distribuidor e nas camadas superiores, ocasionadas pela passagem do ar. Os resultados foram as quase inexpressivas flutuações na pressão, como apontado do exemplo a seguir.

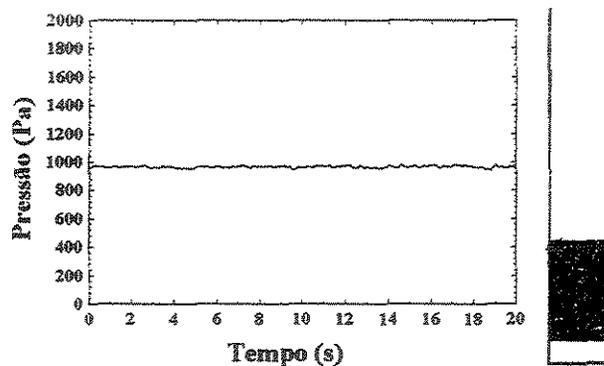


Figura 4.60 - Comportamento da pressão no tempo em leito fixo. (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,38\text{m/s}$).

Conforme foi dito anteriormente, este sólido proporcionou uma fluidização borbulhante não muito comum, o borbulhamento simples, descrito detalhadamente em SVENSSON *et al* (1996a), SVENSSON *et al* (1996b), ZIJERVELD *et al* (1998) e JOHNSON *et al* (2000). A movimentação que se deu dentro da coluna no referido regime foi muito próxima da observada no regime *slugging*: substancial regularidade na subida das bolhas. Resultado: flutuações de pressão fortemente periódicas, como na Figura 4.61.

A mudança observada no comportamento da flutuação da pressão, quando se passou para a fluidização *slugging*, se deu não só na amplitude dos sinais como também no número de ciclos de flutuação, para um mesmo intervalo de tempo. Embora esta

última característica não seja tão facilmente constatada quando do acompanhamento dos sinais *on line*, é possível verificar isto ao se comparar a Figura 4.62, referente ao regime *slugging*, com a anterior (borbulhante simples, Figura 4.61). Na verdade esta diminuição no número de ciclos de flutuação é melhor evidenciada (como se verá no próximo item) na análise espectral, onde é acusada uma frequência dominante menor do regime *slugging* em relação ao borbulhante.

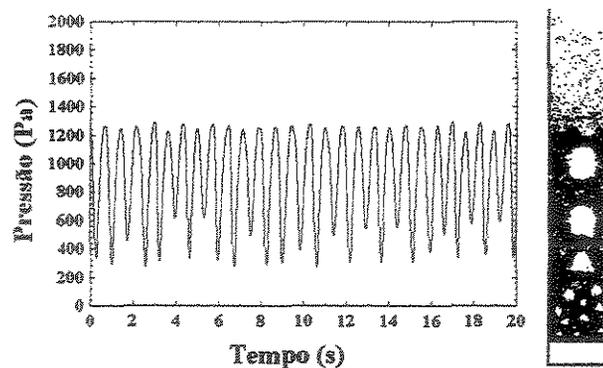


Figura 4.61 - Comportamento da pressão no tempo em regime borbulhante simples.
(Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,57\text{m/s}$).

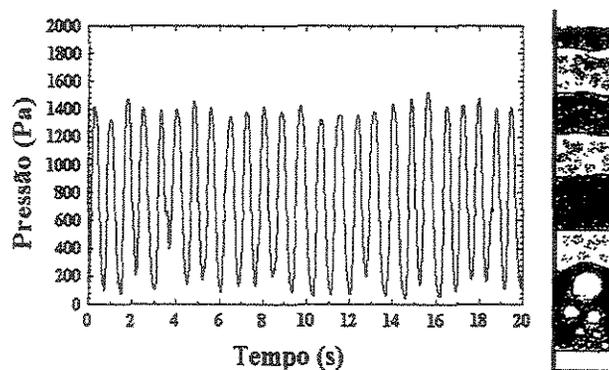


Figura 4.62 - Comportamento da pressão no tempo em regime *slugging*.
(Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,79\text{m/s}$).

Em regime explosivo, a Areia III forneceu séries de pressão que, plotadas, indicaram a perda de regularidade na formação dos *slugs*. O leito de partículas apresentou grande expansão, chegando a alcançar, nos pontos de maior velocidade, mais de um metro de altura (para um leito fixo de 22cm) e a agitação das partículas dentro da coluna tornou-se bastante desordenada. Verifica-se na Figura 4.63, exemplo típico do regime explosivo deste sólido, que as flutuações deixaram de ser tão regulares

como nos dois casos anteriores. Na análise espectral, esta diferença ficou ainda mais evidente, revelando a eficiência da metodologia.

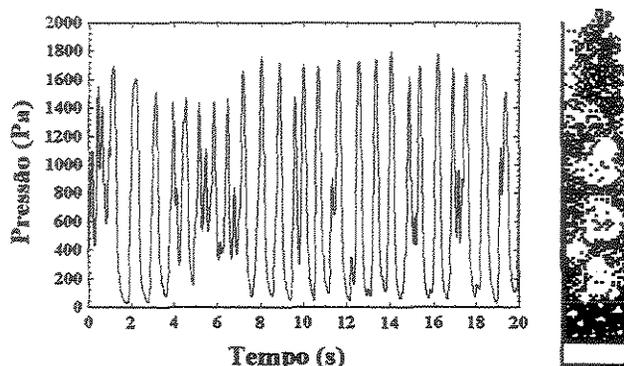


Figura 4.63 - Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.
(Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 1,32\text{m/s}$).

Os sólidos classificados como do tipo A de Geldart proporcionaram a obtenção da fluidização particulada. Quando ocorre este regime, o leito de partículas expande-se significativamente, ocasionando um aumento na porosidade do mesmo, sem, entretanto, ocorrer formação de bolhas de fluido. As partículas apresentam vibração mais intensa que em leito fixo, e pode ocorrer a formação de canais preferenciais.

Durante a realização dos experimentos, confirmou-se a obtenção do regime de fluidização particulado, por meio do acompanhamento da velocidade do ar na condição, que se encontrava, em todos os casos, suficientemente afastada e acima de U_{mf} .

A CMC I, como um sólido do tipo A (as características físicas do material, encontradas na Tabela 3.1, a enquadram em tal categoria), garantiu a obtenção da fluidização homogênea.

Examinando as Figuras 4.64 e 4.65, respectivamente para leito fixo e fluidização particulada, nota-se razoável diferença na amplitude da flutuação da pressão, sendo ela maior para o segundo caso. Esta diferença está associada às mudanças vislumbradas durante as corridas experimentais, quando da passagem de um regime para o outro. Enquanto em leito fixo a vibração das partículas dentro da coluna se deu de forma bastante suave, além de a expansão do leito ter sido muito pequena (até se alcançar U_{mf} a altura do leito não superou 24cm), na fluidização particulada, foi observada uma movimentação dos sólidos muito mais intensa. Somando-se a isso, neste

último regime, ocorreu grande expansão do leito (chegando a 28cm de altura) e percebeu-se a formação de canais preferenciais.

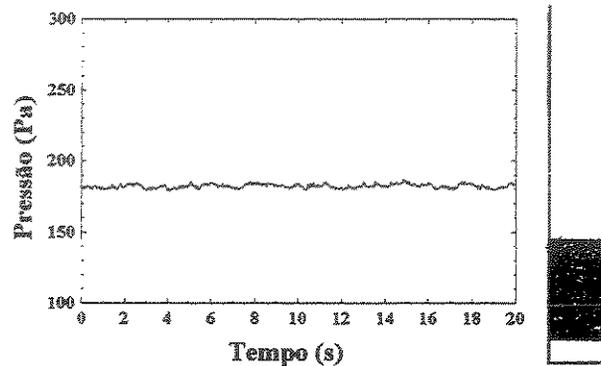


Figura 4.64 - Comportamento da pressão no tempo em leito fixo.
(CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,0097\text{m/s}$).

Portanto, na situação de fluidização particulada, a barreira transposta pela corrente de fluido passou a ser outra (em comparação com leito fixo), haja vista que a porosidade tornou-se maior (resultado da expansão), além do que o leito como um todo, por se apresentar na condição fluidizada, se encontrava suspenso pelo fluido. Esta nova condição foi representada por flutuações de pressão, embora pequenas em comparação com os regimes borbulhante e explosivo, sensivelmente diferentes às obtidas em leito fixo.

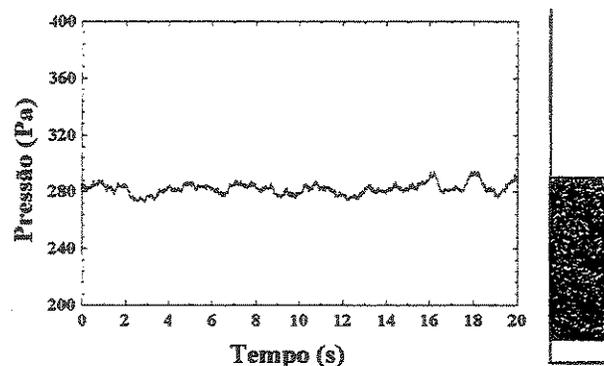


Figura 4.65 - Comportamento da pressão no tempo no regime particulado.
(CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,016\text{m/s}$).

Grande mudança, porém, ocorreu nas séries de tempo extraídas em regime borbulhante múltiplo (Figura 4.66). No presente regime, a pressão flutuou de forma bastante desordenada, indicando a série de tempo possuir várias senoides, de amplitude

e frequência distintas, resultado da ocorrência de bolhas de diferentes tamanhos que se deslocavam ascendentemente dentro do leito, rompendo-se na sua superfície. Este material (CMC) proporcionou fluidização borbulhante com a maior diversidade de tamanhos e velocidades de subida de bolhas dentre todos os sólidos estudados.

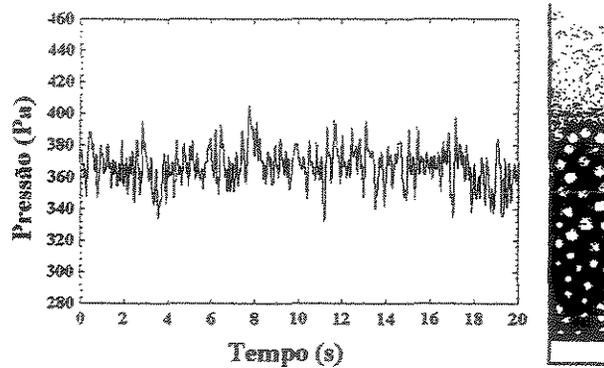


Figura 4.66 - Comportamento da pressão no tempo no regime borbulhante.
(CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,064\text{m/s}$).

Por fim segue um exemplo, na Figura 4.67, de uma série de tempo de pressão em regime explosivo, do sólido CMC I.

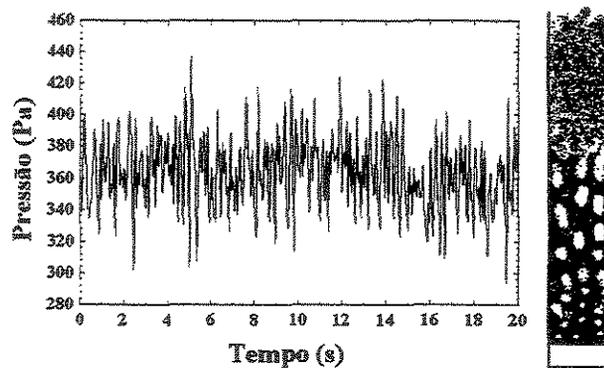


Figura 4.67 - Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.
(CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,1\text{m/s}$).

O perfil das flutuações da pressão no presente caso não demonstra disparidades marcantes em relação ao regime borbulhante. Muito embora a aparência da movimentação das partículas nesse regime fosse distinta daquele que o precedeu (borbulhante), ao se comparar a Figura 4.67 com a anterior (4.66), não se tem a visualização de sensíveis desconformidades entre as duas, exceto na amplitude dos

sinais. Em tais ocorrências, seria muito difícil atentar que a movimentação no interior do leito havia se alterado, apenas com a monitorização do comportamento da pressão no domínio do tempo.

Um segundo exemplo de material do tipo A é o da CMC II. Não se percebe nas Figuras 4.68 e 4.69 características que permitam uma discriminação evidente e segura. Embora o comportamento dos dois regimes tenha sido significativamente diferente, as séries de tempo plotadas não explicitam nada acintosamente diverso. JOHNSON *et al* (2000) depararam-se com uma situação similar, porém verificada em regimes explosivo e turbulento. Só foi possível expor as diferenças nas séries de tempo dos dois regimes ao se aplicar nelas as análises de Fourier e de caos.

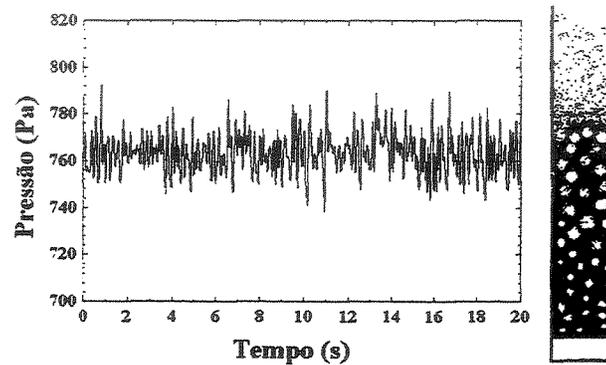


Figura 4.68 - Comportamento da pressão no tempo no regime borbulhante.
(CMC II, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,05\text{m/s}$).

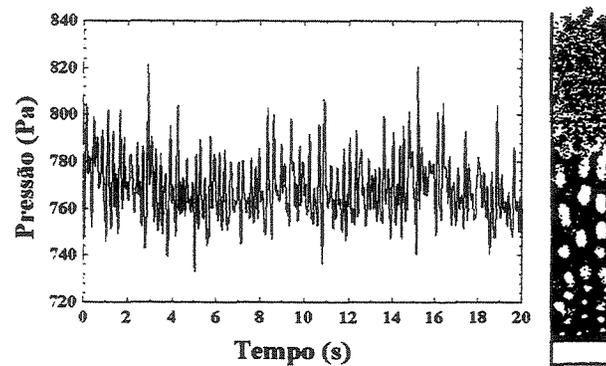


Figura 4.69 - Comportamento da pressão no tempo no regime explosivo.
(CMC II, $H_0 = 22\text{cm}$, $U_0 = 0,113\text{m/s}$).

Estes dois últimos casos, mais o da Areia I nos regimes *slugging* e explosivo (Figuras 4.58 e 4.59) esclarecem que a monitorização de um leito fluidizado por meio da verificação do acompanhamento da pressão no tempo, não é exatamente uma forma

objetiva para tal propósito. Muito embora a analogia entre as características das séries de tempo e a aparência da fluidização tenha sido, em alguns casos, eficaz, em outras situações, ela se mostrou passível de equívocos.

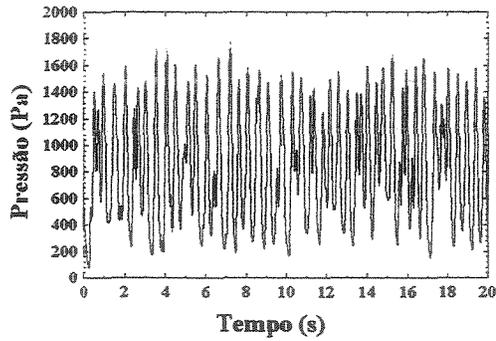
É necessário ressaltar que os casos exemplificados acima representam condições experimentais de regimes de fluidização plenamente estabelecidos, ou seja, em condições fluidodinâmicas distintas, tendo sido evitadas as transições entre regimes, situações fluidodinâmicas dúbias ou atípicas. Vejamos um exemplo onde são demonstrados, em ordem decrescente de velocidade do fluido, séries de tempo que percorrem todos os diferentes regimes alcançados com um mesmo sólido, em que foram consideradas condições fluidodinâmicas estáveis e transições. A seqüência de gráficos que compõe a Figura 4.70 detalha um caso típico, que revela a dificuldade no monitoramento de um leito fluidizado por meio do acompanhamento da pressão no tempo. O caso em questão mostra o comportamento da pressão em vários momentos durante a fluidização da Areia I.

Ao se examinar o conjunto de gráficos, fica manifesta a dificuldade em perceber diferenças definitivas entre as séries de tempo, que permitam discernir um regime de fluidização do outro de forma segura.

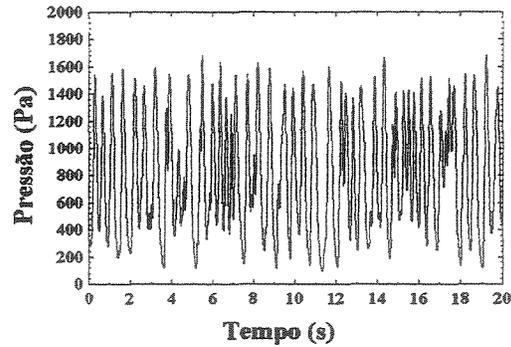
O caso que se revela mais sério neste sentido, e que já havia sido apontado e discutido anteriormente neste item, com base nas Figuras 4.58 e 4.59, é o da passagem da fluidização explosiva para *slugging*. Observando o intervalo entre as Figuras 4.70 (d) e 4.70 (g), não se vislumbra uma alteração notável na flutuação da pressão, a não ser uma leve e gradual diminuição na amplitude do sinal.

Em relação às diferenças verificadas nas séries de tempo, no que concerne aos regimes *slugging* e borbulhante, é possível contemplar, ainda que de forma não muito transparente, uma mudança nos sinais de pressão, com a presença de uma transição razoavelmente delineada entre os regimes. Tal transição é representada entre as Figuras 4.70 (j) e 4.70 (n), e se faz notar por uma flutuação mais irregular no regime borbulhante, em relação ao captado para o regime *slugging*. Enquanto que no primeiro estado fluidodinâmico, verificou-se a presença de bolhas de tamanhos diversos, no segundo, *slugs* predominavam. Considerando que as bolhas de fluido são os elementos chave para a ocorrência de flutuações de pressão em leitos fluidizados (FAN *et al*,

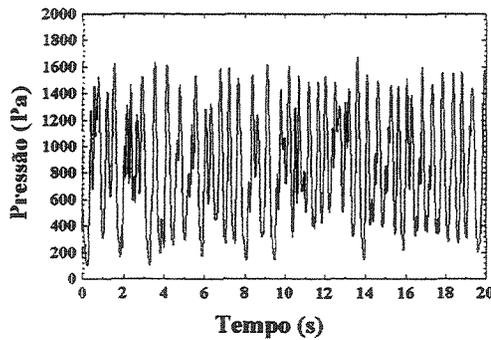
1981), a variedade de tamanhos de bolhas se converteu em flutuações com maior diversidade de componentes senoidais nas séries de pressão, enquanto que os *slugs* provocavam variações com maior regularidade. A passagem de uma condição para outra, na representação das séries nos gráficos, se fez de forma razoavelmente condizente com o verificado visualmente.



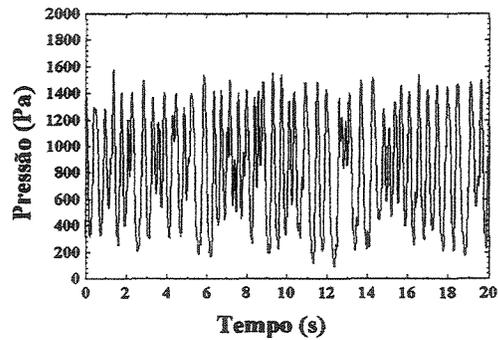
Série de tempo (a) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,45\text{m/s}$



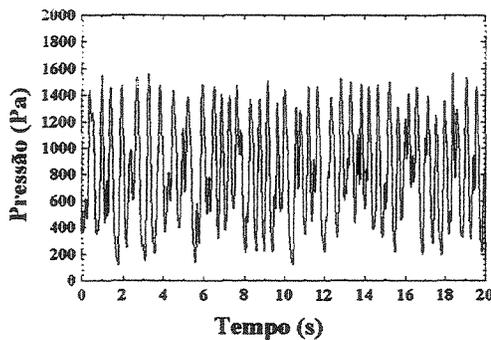
Série de tempo (b) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,44\text{m/s}$



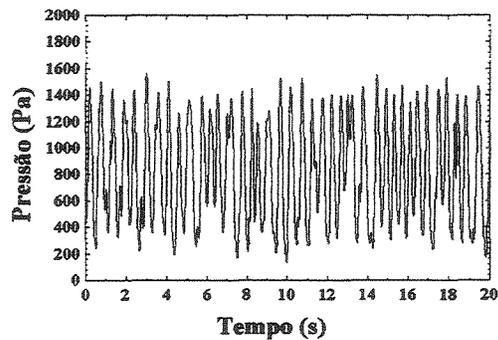
Série de tempo (c) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,42\text{m/s}$



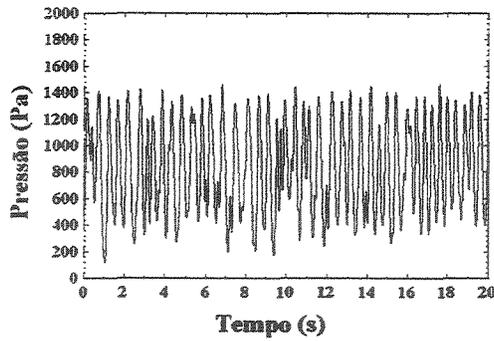
Série de tempo (d) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,4\text{m/s}$



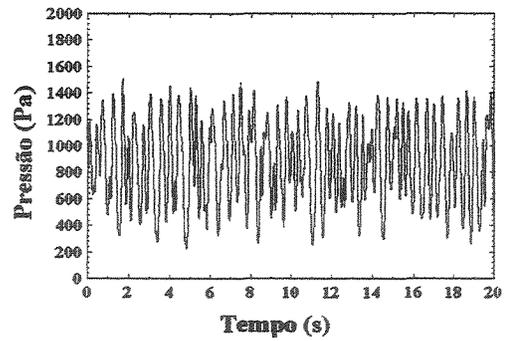
Série de tempo (e) – transição fluidização
explosiva – *slugging*
 $U_0 = 0,38\text{m/s}$



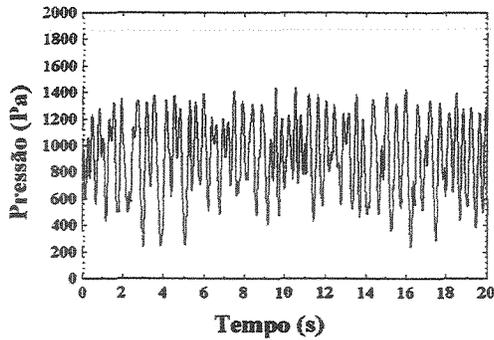
Série de tempo (f) – transição fluidização
explosiva – *slugging*
 $U_0 = 0,36\text{m/s}$



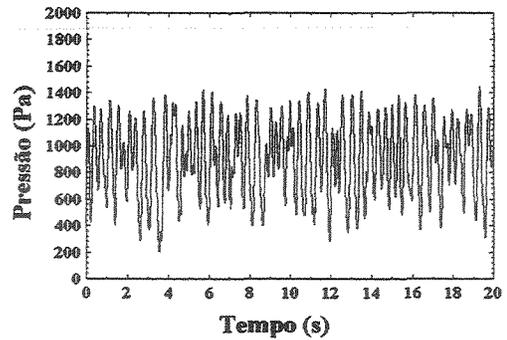
Série de tempo (g) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,33\text{m/s}$



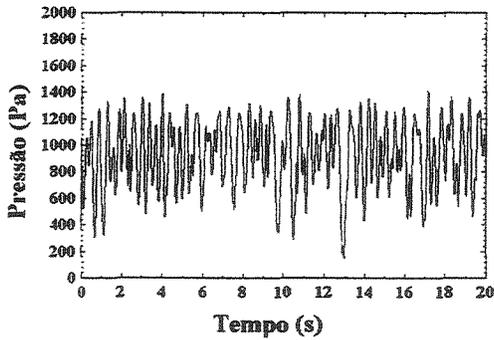
Série de tempo (h) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,31\text{m/s}$



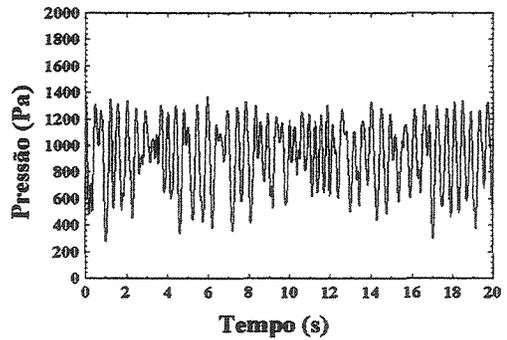
Série de tempo (i) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,27\text{m/s}$



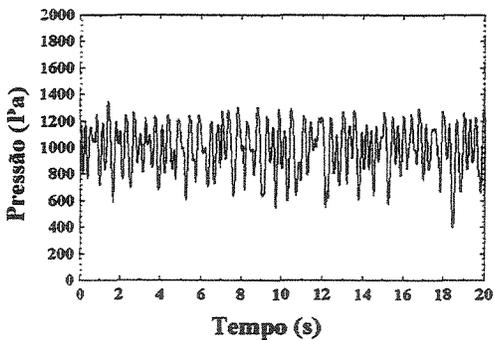
Série de tempo (j) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,26\text{m/s}$



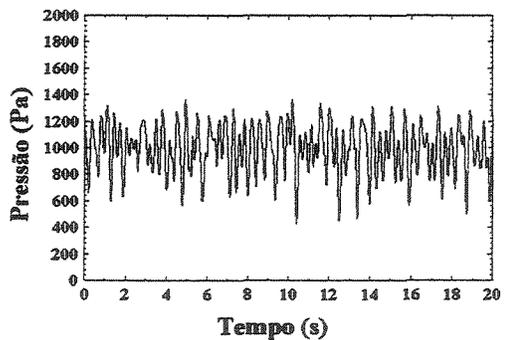
Série de tempo (l) – transição fluidização
slugging – borbulhante
 $U_0 = 0,25\text{m/s}$



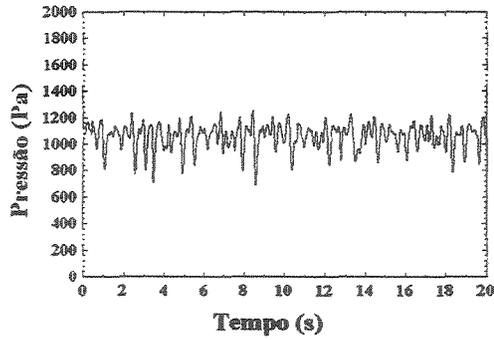
Série de tempo (m) – transição fluidização
slugging - borbulhante
 $U_0 = 0,23\text{m/s}$



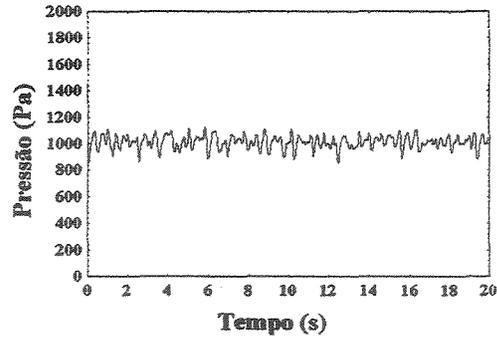
Série de tempo (n) – borbulhante
 $U_0 = 0,2\text{m/s}$



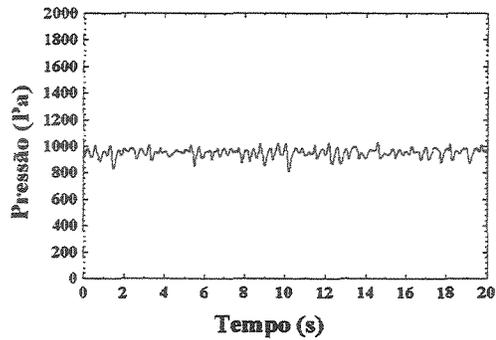
Série de tempo (o) – borbulhante
 $U_0 = 0,18\text{m/s}$



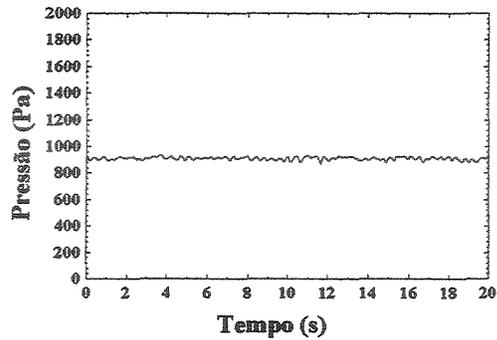
Série de tempo (p) – transição fluidização
borbulhante – leito fixo
 $U_0 = 0,12\text{m/s}$



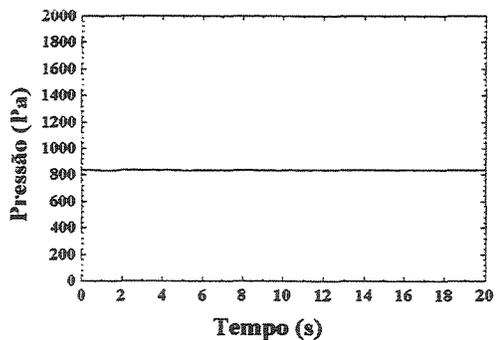
Série de tempo (q) – transição fluidização
borbulhante – leito fixo
 $U_0 = 0,086\text{m/s}$



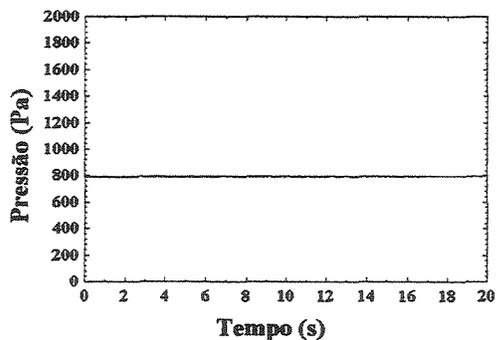
Série de tempo (r) – transição fluidização
borbulhante – leito fixo
 $U_0 = 0,069\text{m/s}$



Série de tempo (s) – transição fluidização
borbulhante – leito fixo (primeiras bolhas)
 $U_0 = 0,061\text{m/s}$



Série de tempo (t) – leito fixo
 $U_0 = 0,038\text{m/s}$



Série de tempo (u) – leito fixo
 $U_0 = 0,035\text{m/s}$

Figura 4.70 - Comportamento da pressão no tempo com a variação da velocidade do ar (Areia I)

Por fim, temos representada nas Figuras 4.70 (o) a 4.70 (t) a passagem de fluidização borbulhante para leito fixo. Durante a realização do experimento com a Areia I, a diminuição da velocidade do ar (no intervalo compreendido entre o regime borbulhante até leito fixo), fez com que a incidência de bolhas de fluido fosse cada vez menor. Além disso, o tamanho das bolhas se reduzia a cada variação negativa da

velocidade do fluido até que, ao redor de U_{mf} , elas cessaram de se formar. Percebe-se, observando as figuras correspondentes a este trecho (e diferentemente das demais transições), que é possível relacionar elas com a dinâmica que se fez presente dentro do leito. A cada redução na velocidade do fluido, a formação das bolhas foi acontecendo de forma mais modesta, e isso se refletiu na diminuição da intensidade das flutuações de pressão, até que em leito fixo, a pressão praticamente se manteve constante.

O exemplo acima deixa claro que identificar os regimes fluidodinâmicos apenas através da verificação *on line* do comportamento da pressão no tempo não é muito seguro e objetivo, ainda mais quando se sabe que, em instalações industriais, leitos fluidizados são usualmente construídos com materiais que não permitem a visualização do interior dos mesmos. Dependendo somente desta informação seria ainda pouco.

3 - ANÁLISE ESPECTRAL DE REGIMES DE FLUIDIZAÇÃO

As flutuações de pressão em leitos fluidizados gás-sólido têm sido estudadas por alguns pesquisadores, sobretudo em virtude da facilidade na realização das suas medidas, mesmo em condições industriais desafiantes. As medidas de pressão podem ser usadas para inferir estabilidade e qualidade da fluidização, estrutura do fluxo e transição entre regimes (TRNKA *et al*, 2000).

Os sinais de pressão refletem fenômenos complexos, incluindo efeitos da pressão, temperatura, turbulência do gás e formação, coalescência e erupção de bolhas. Análises no domínio do tempo, da frequência e no estado-espaço de tais medidas são interpretadas em termos de macro-estruturas e estruturas mais detalhadas (micro-estruturas) da movimentação gás-sólido (JOHNSSON *et al*, 2000).

É comum considerar que possa existir uma frequência fundamental em um leito fluidizado para uma dada geometria, propriedades da partícula e do fluido, e condições fluidodinâmicas (regime de contato). Entretanto, a origem das flutuações de pressão ainda é motivo de controvérsia (ELLIS, 2003).

Uma das mais recorrentes associações que se faz entre as flutuações de pressão e o comportamento dentro de um leito fluidizado a baixas velocidades é em relação ao

movimento das bolhas de fluido. A erupção destas na superfície do leito fomenta ondas de pressão, que se propagam através do leito. FAN *et al* (1984) sugeriu que a frequência das flutuações de pressão é afetada pelos seguintes fatores: tempo de residência médio das bolhas, pressão média no plenum, volume do plenum, área da seção transversal da coluna e massa do leito, indicando que a superfície do leito não é a única fonte de flutuações. E como revisado por M'CHIRGUI *et al* (1997), estudos anteriores mostram que a frequência natural de um leito fluidizado é fortemente afetada pela altura estática do leito de partículas (VERLOOP e HEERTIJES, 1974, BASKAKOV *et al*, 1986).

Não se procurou nesta tese compreender as origens e os mecanismos físicos que governam as flutuações de pressão. O que efetivamente se buscou foi o desenvolvimento de uma metodologia objetiva que permita monitorizar a estabilidade de regimes de fluidização e identificar transições entre eles, baseada em séries de tempo de pressão e suas características. Em alguns pontos da discussão que se segue, a percepção sobre o que provoca as variações na pressão torna-se importante, pois ela só vem a auxiliar nas constatações e conclusões extraídas.

No presente item são exibidos e discutidos os resultados da análise espectral de flutuações de pressão que ocorrem em leitos fluidizados. Explorou-se fundamentalmente a capacidade da metodologia de demonstrar a estabilidade de um regime fluidodinâmico, e as diferenças marcantes entre os estados de fluidização, no que concerne a amplitude, largura e frequência dominante dos espectros de potência.

Foram realizados experimentos com 12 sólidos diversos (5 do tipo B, 5 do tipo A e 2 do tipo C) em sete diferentes regimes de fluidização. Os resultados obtidos possibilitaram avaliar se é possível captar divergências entre os regimes de contato, por meio da aplicação da transformada de Fourier nas séries de tempo de pressão.

No entanto, antes de partir para os objetivos principais, fez-se um estudo preliminar visando constatar se as duas técnicas de medida de pressão usuais forneciam resultados semelhantes, quais são os locais mais adequados de instalação dos sensores de pressão na coluna de fluidização, que fornecem medidas de pressão confiáveis, além de verificar detalhes nos procedimentos de medida, como taxa de aquisição e número de pontos por janela de tempo.

3.1 - LOCAL DE INSTALAÇÃO DOS SENSORES DE PRESSÃO

Antes do estudo da caracterização dos regimes de fluidização por intermédio de medidas de flutuação de pressão, fez-se uma verificação preliminar cuidadosa sobre o posicionamento axial dos medidores na coluna de fluidização. O propósito desta etapa foi o de verificar a existência de locais mais adequados para a instalação dos sensores. Para isso, avaliou-se os espectros de potência obtidos de uma mesma condição experimental (regime estável e velocidade do ar constante) com medidas de pressão efetuadas simultaneamente em diferentes pontos de medida.

Os experimentos para este intento foram realizados tanto no leito de 11cm como no de 14cm de diâmetro, em regimes borbulhantes estáveis, com Areia I, II e III, CMC I e III e FCC regenerado I. Medidas de pressão foram efetuadas em 5, 15, 25 e 35cm acima do distribuidor e na câmara plena.

BAEYENS e GELDART (1974) em um dos primeiros trabalhos publicados sobre o emprego de medidas de flutuação de pressão visando à caracterização de estados de fluidização, concluíram que medidas de pressão realizadas muito próximas do distribuidor culminam em resultados em geral diferentes daqueles oriundos de locais de medida mais afastados daquele ponto. Os autores atribuíram a diferença nos sinais à turbulência provocada naquela região pelos jatos de ar provenientes dos orifícios de entrada do fluido. Outros trabalhos que citam esta localidade como inadequada para realizar medidas de pressão: FAN *et al* (1981), HONG *et al* (1990), DHODAPKAR e KLINZING (1993), WILKINSON (1995), BI e GRACE (1995), BAI *et al* (1996), DIMATTIA *et al* (1997).

Quando o sensor foi instalado no ponto 5cm acima do distribuidor, as séries de tempo, captadas e processadas pelo sistema de aquisição forneceram, por vezes, espectros que não concordavam com os obtidos de sinais vindos das demais localidades. As distribuições de energia resultantes das medidas efetuadas naquele local apresentaram, entre outras características, banda mais larga e a presença de vários componentes de frequência de destaque, como na Figura 4.71, onde as medidas foram executadas de forma absoluta, ou como na Figura 4.72, realizada de maneira diferencial, tomando a variação de pressão nos pontos 5-15cm acima do distribuidor de ar.

E, para provar que na verdade as medidas de pressão poderiam ser feitas de forma a se extrair espectros mais em consonância com a realidade do contato fluido-partícula naquele momento, as Figuras 4.73 e 4.74 mostram espectros obtidos na mesma condição experimental (leito borbulhante da Areia I), o primeiro (Figura 4.73), via medidas de pressão absolutas realizadas no plenum, e o segundo com o transdutor diferencial, entre os pontos 15 e 25cm. Na situação avaliada ocorreu uma frequência de flutuação de pressão destacada (aproximadamente 2Hz) que não foi identificada quando o sensor foi instalado próximo da placa perfurada, mas que foi captada pelos sensores em melhor posição de medida (Figuras 4.73 e 4.74). Esta situação foi analisada no leito de 11cm.

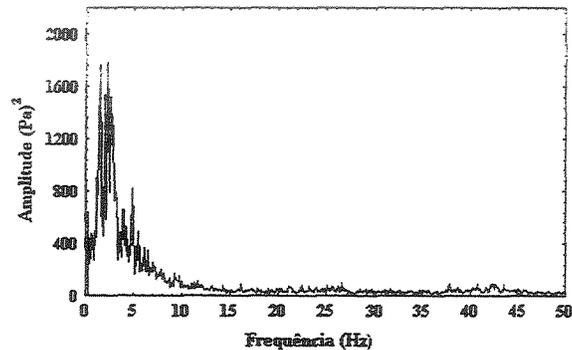


Figura 4.71 – Espectro de potência de medidas absolutas em 5cm, Areia I.

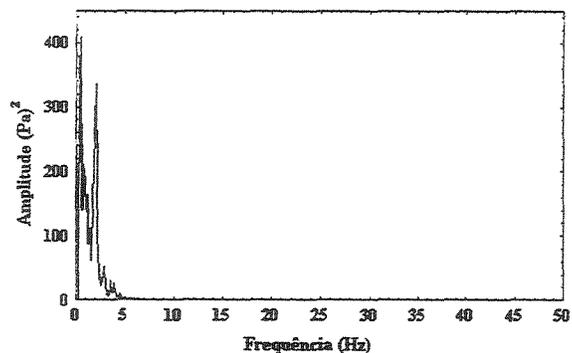


Figura 4.72 – Espectro de potência de medidas diferenciais em 5 – 15cm, Areia I.

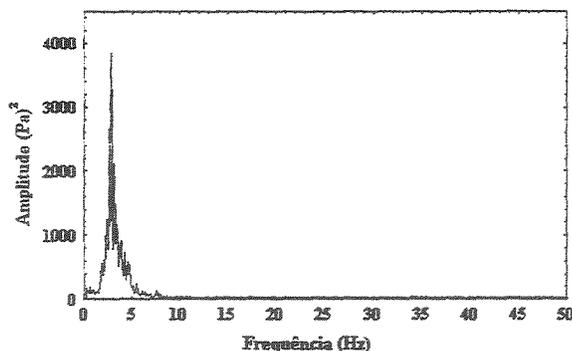


Figura 4.73 – Espectro de potência de medidas absolutas no plenum, Areia I.

Os espectros das Figuras 4.75 e 4.77 são outros dois exemplos dos efeitos provocados pelo comportamento diferenciado da fluidização na região logo acima do distribuidor, e que afetam decisivamente os sinais de pressão. Nos dois casos, trata-se de medidas diferenciais, em que uma das sondas foi instalada a 5cm acima da placa. Os espectros redundaram bem diferentes dos seus pares, criados a partir de medidas realizadas em locais mais afastados do distribuidor, como nas Figuras 4.76 para a Areia I e na Figura 4.78 para o FCC regenerado I. Neles, observa-se uma distribuição de frequência semelhante ao que foi usualmente verificado em medidas de pressão no regime borbulhante múltiplo: formaram-se espectros largos e com uma frequência em especial destacada.

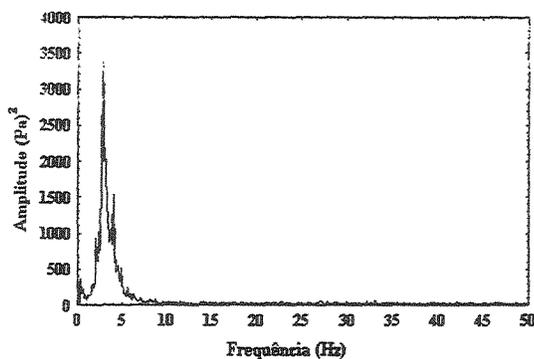


Figura 4.74 – Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 25cm, Areia I.

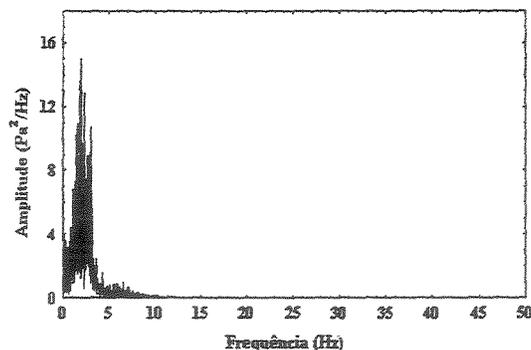


Figura 4.75 - Espectro de potência de medidas diferenciais em 5 - 15cm, Areia I.

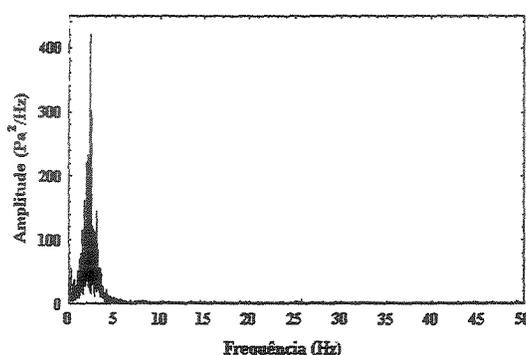


Figura 4.76 - Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia I.

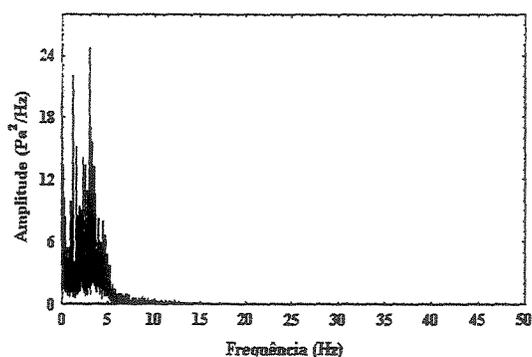


Figura 4.77 - Espectro de potência de medidas diferenciais em 5 - 15cm, FCC regenerado I.

Em alguns casos, medidas tomadas em 5cm forneceram resultados da Transformada de Fourier das séries de tempo de pressão semelhantes aos extraídos nos demais locais. Isto ocorreu com mais frequência com os sólidos pesados (Areia), significando que a abrangência da zona turbulenta acima do distribuidor foi menor, não chegando a atingir os 5cm, onde se localizava a sonda. Ao contrário, com os sólidos mais leves (FCC, CMC) a regra foi a obtenção de espectros de interpretação duvidosa.

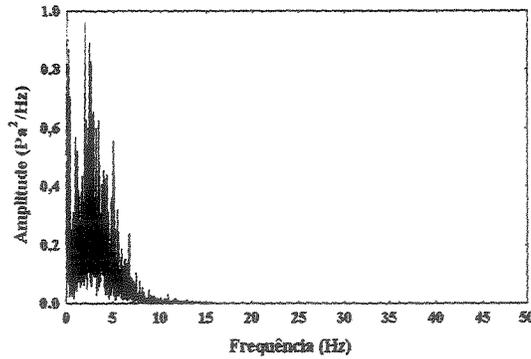


Figura 4.78 - Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, FCC regenerado I.

Outra cautela a ser tomada refere-se ao posicionamento do medidor quando este se encontra muito próximo da superfície do leito. Se os sensores não forem mantidos durante todo o andamento das medidas, ou totalmente imersos na fase densa ou situados logo acima da superfície do leito de partículas, podem redundar em espectros que não acusam uma frequência dominante, como o da Figura 4.79.

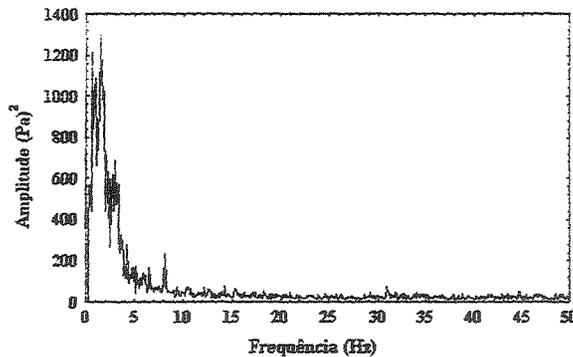


Figura 4.79 – Espectro de potência de medidas absolutas em 35cm, Areia II.

Durante o transcorrer da corrida referente à Figura 4.79, que apresentou regime borbulhante múltiplo, a superfície do leito flutuou bastante, fazendo com que a sonda do ponto 35cm permanecesse parte do tempo imersa na fase densa, e em outros momentos acima da superfície. BROWN e BRUE (2001) discorrem em seu trabalho sobre medidas de pressão com sondas próximas da superfície do leito e a respeito dos espectros resultantes, que fugiram do esperado para cada regime, quando comparados com espectros provenientes de medidas realizadas em locais recomendados, nas mesmas condições de trabalho e regimes. Isto aconteceu tanto em medidas absolutas (Figura

4.79) como também em medidas diferenciais, quando a sonda mais afastada do distribuidor de ar ficou parte do experimento acima do leito, como na Figura 4.80.

BRIONGOS e SOLER (2004), KAGE *et al* (2000) e M'CHIRGUI *et al* (1997) realizaram coleta de dados em leitos fluidizados gás-sólido, com sensores instalados alguns poucos centímetros acima da superfície do leito de partículas, buscando caracterizar regimes de fluidização por meio da frequência das explosões das bolhas naquela região. No primeiro trabalho, um sistema de raio *laser* foi empregado para a captação dos sinais, tendo sido considerado para fins de série de tempo, a incidência das explosões das bolhas sobre o campo de ação do raio. Nos outros dois trabalhos, sensores de pressão foram utilizados para medir a variação da pressão provocada pelas explosões naquela localidade.

Relevante ressaltar que em todas as referências citadas, as medidas foram efetuadas com os sensores situados durante todo o experimento acima da superfície do leito, com a obtenção de espectros de potência com características energéticas semelhantes às dos determinados por sensores situados na fase densa do leito, tanto destes trabalhos como de outras referências.

Bastante diferente dos espectros da Figura 4.79 e 4.80 ficou o da Figura 4.81, na mesma situação fluidodinâmica, mas que foi obtido com a sonda imersa.

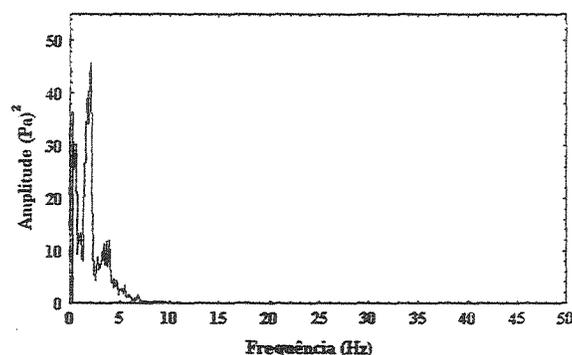


Figura 4.80 – Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 25cm, Areia II.

Em um outro exemplo experimental, na Figura 4.82, vê-se um espectro resultante de medidas absolutas no ponto localizado a 25cm acima do distribuidor de ar. Ao longo do experimento, o sensor ficou posicionado novamente ora acima ora abaixo

da superfície do leito, que flutuou devido às subidas e explosões das bolhas de ar. Como resultado, extraiu-se um espectro que fugiu bastante daqueles observados quando as medidas foram realizadas nas localidades consideradas adequadas, como no exemplo da Figura 4.83, em que o medidor foi instalado mais abaixo (15cm), mantendo-se o tempo todo imerso no leito de sólidos.

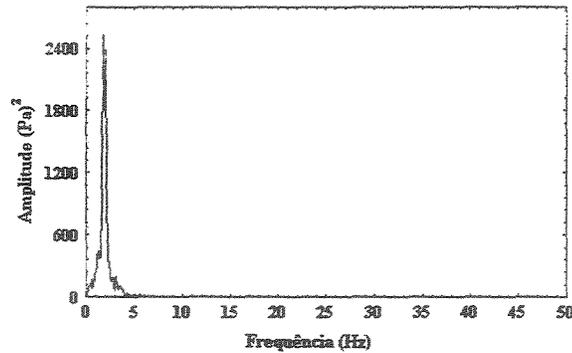


Figura 4.81 – Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia II.

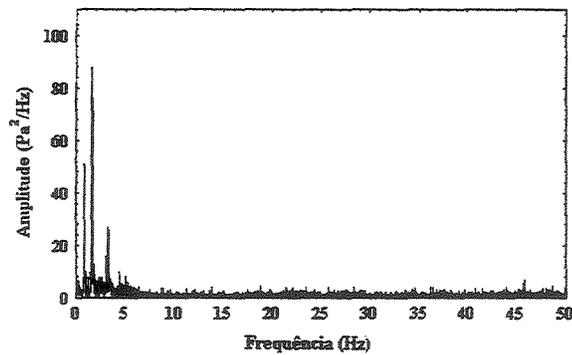


Figura 4.82 - Espectro de potência de medidas absolutas em 25cm, Areia III

Enquanto no primeiro caso tem-se um espectro confuso, com três picos de frequência destacados, no segundo (Figura 4.83), formou-se apenas um, retratando de maneira mais lógica o que se observava visualmente em relação à movimentação dentro do leito. O regime corrente (borbulhante simples) caracterizou-se pela formação de bolhas de diâmetro inferior ao da coluna, e que subiam individualmente, provocando oscilações periódicas do leito de partículas. O resultado desta movimentação foi o aparecimento (com os sensores adequadamente localizados) de espectros estreitos, de

grande amplitude e baixa frequência dominante. A representação da série de tempo deste regime na Figura 4.61 sugere espectros como o demonstrado abaixo.

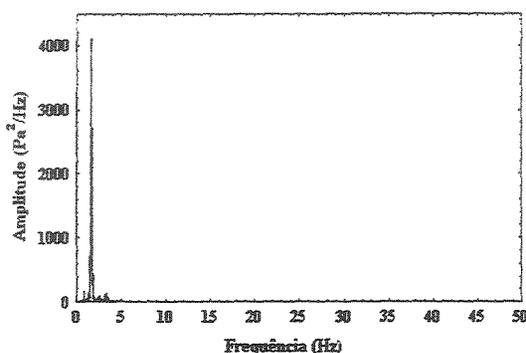


Figura 4.83 - Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia III.

Um local de medida pouco empregado em estudos sobre a fluidodinâmica de leitos fluidizados é a câmara plena, situada abaixo do distribuidor de ar.

Os espectros do exemplo a seguir foram obtidos no leito de 14cm com CMC III em regime borbulhante. A Figura 4.84 representa os espectros de potência alcançados das medidas de pressão na câmara plena.

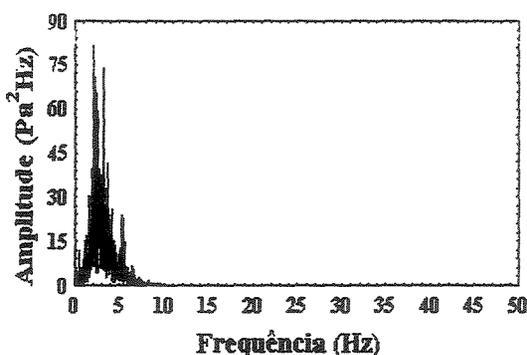


Figura 4.84 – Espectro de potência de medidas absolutas na câmara plena, CMC III, leito de 14cm.

Quando se compara o espectro da Figura 4.84 com os das Figuras 4.85 e 4.86, de medidas feitas acima do distribuidor, percebe-se a boa concordância entre eles, tanto na largura como na frequência dominante. Isto significa que as informações extraídas acima do distribuidor de ar (flutuações de pressão provocadas por bolhas de fluido, ondas de pressão, etc.), foram captadas também no plenum de forma satisfatória.

Um leito fluidizado gás-sólido, do ponto de vista de flutuações de pressão, pode ser, de forma aproximada, esquematizado como duas câmaras (plenum e leito) separadas pelo distribuidor de ar (placa porosa, placa perfurada, distribuidor do tipo chapéu, etc.). O fluxo ascendente de ar ocasiona movimentação das partículas e a formação, subida e erupção de bolhas na superfície do leito. Estes fenômenos somados geram flutuações de pressão que são transmitidas descendentemente até o plenum (SIERRA e TADRIST, 2000, VAN DER SCHAAF *et al*, 1998). A transmissão até o plenum das flutuações que acontecem no leito ocorre por meio de ondas de pressão descendentes, as quais, como demonstrado por VAN DER SCHAAF *et al* (1998), não são atenuadas nem amplificadas durante seu deslocamento através do leito de partículas.

A ocorrência de ondas de pressão em leitos fluidizados explica dois fatos: primeiro, a possibilidade de se realizar medidas de pressão no plenum, visto que os reflexos do que acontece no leito são sentidos naquela localidade, e segundo, a obtenção de espectros de potência semelhantes aos obtidos de sensores instalados acima do distribuidor.

Os exemplos das Figuras 4.84, 4.85 e 4.86 representam os inúmeros experimentos feitos nas duas colunas e com todos os sólidos citados no início deste item, tendo sido observada semelhante concordância.

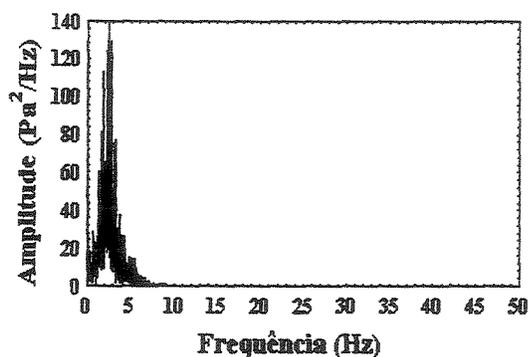


Figura 4.85 – Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, CMC III, leito de 14cm.

Na câmara plena o sensor não sofre a obstrução de partículas. Como as informações extraídas nela são praticamente as mesmas que aquelas obtidas acima do distribuidor, mostrou-se vantajosa a instalação dos medidores naquele local.

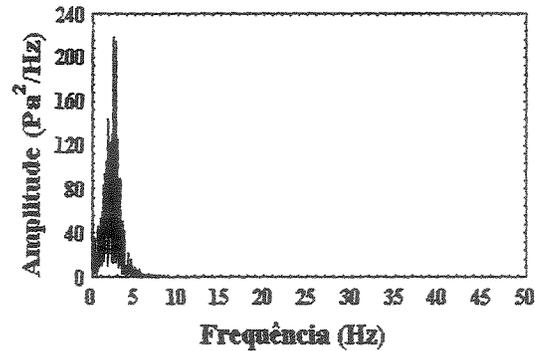


Figura 4.86 – Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 26cm, CMC III, leito de 14cm.

3.2 - MÉTODO DE MEDIDA

Os transdutores de pressão vêm sendo utilizados há bastante tempo em pesquisas que procuram explicar as causas e os efeitos de flutuações de pressão em leitos fluidizados, e a relação destas com os regimes de contato fluido-partícula (YATES e SIMONS, 1994). As medidas são feitas de duas formas, pontuais (absolutas) ou diferenciais.

As medidas absolutas consideram a diferença de pressão entre um determinado local dentro da fase densa ou, da forma menos comum, na câmara plena, e a pressão atmosférica, sendo registrada, portanto, a pressão estática no local de medida. As medidas absolutas absorvem informações originadas de todas as partes do leito, na forma de ondas de pressão provenientes da formação de bolhas logo acima do distribuidor e da erupção das mesmas na superfície do leito, e do efeito local provocado pela passagem ascendente das bolhas na extremidade da sonda, localizada normalmente rente à parede da coluna, sem chegar a ocorrer intrusão no leito (BI *et al*, 1995).

Flutuações de pressão medidas entre dois pontos, ou diferenciais, consideram a diferença de pressão dentro de um intervalo vertical na coluna, desde que ambos os pontos fiquem imersos na fase densa. Descrevem o que ocorre no leito entre os dois pontos de medida, e dependendo da distância entre eles, filtram os sinais vindos de outros locais do leito, que se deslocam até ali na forma de ondas de pressão.

BI e GRACE (1995) discutiram o efeito do método de medida na velocidade usada para demarcar o início da fluidização turbulenta (U_c). Eles verificaram que para o

método absoluto, não importa a localização axial do sensor: o ponto de transição, ou a velocidade U_c indicada é sempre a mesma. Porém, com medidas diferenciais, a posição interferiu nos resultados, tendo ocorrido o seguinte: quanto mais longe do distribuidor de ar, menor o valor da velocidade referência, sugerindo que a mudança de estado de fluidização acontecia de cima para baixo ao longo do leito de partículas, à medida que a velocidade do fluido era acrescida. Nesta hipótese, o método de medida acusou diferenças nos resultados obtidos pelos dois métodos.

ELLIS (2003) estudou a determinação de U_c por meio de técnica experimental similar à BI e GRACE (1995), verificando particularmente o efeito da dimensão da coluna de fluidização. Os experimentos foram efetuados em leitos fluidizados com diâmetro interno variando de 0,29m a 1,56m. Foi verificado neste trabalho semelhante efeito do método de medida na obtenção de U_c observado por BI e GRACE (1995).

Fundamentado nesses precedentes, tornou-se relevante verificar se os métodos de medida fornecem respostas significativamente diferentes, no que diz respeito agora às características de espectros de potência em um mesmo regime de fluidização, uma vez que foi através deles que se almejou chegar a uma distinção entre os modos de contato estudados neste trabalho.

Nas Figuras 4.87 e 4.88 observa-se dois espectros resultantes de medidas de pressão no regime *slugging* proporcionado pela Areia I.

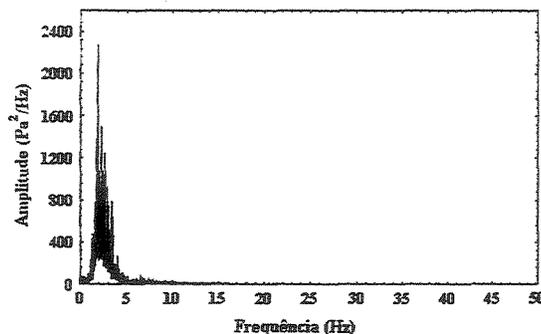


Figura 4.87 - Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia I.

Os espectros apresentam semelhanças nas duas características que definem de que forma os regimes de fluidização podem ser identificados e distinguidos, largura do

espectro e frequência (ou faixa de frequência) dominante. Nos dois casos, visualiza-se uma frequência principal de aproximadamente 2Hz.

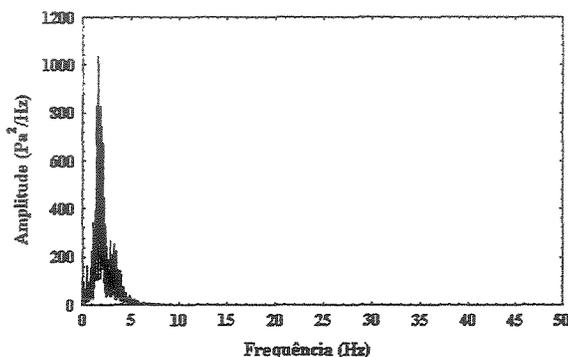


Figura 4.88 – Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 25cm, Areia I.

Também no regime *slugging*, a Areia III acusou espectros como os demonstrados nas Figuras 4.89 e 4.90. O referido sólido proporcionou um regime com a formação de *flat slugs* bem definidos, o que provocou movimentação fortemente periódica do leito de partículas.

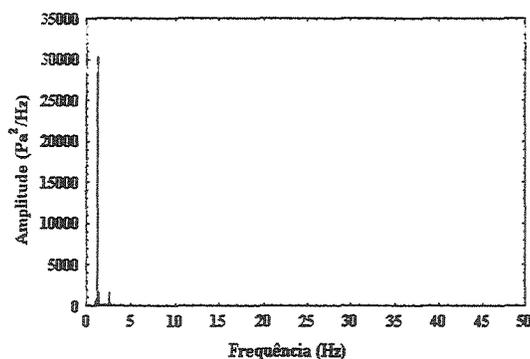


Figura 4.89 – Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, Areia III.

De forma similar, os espectros oriundos de medidas diferenciais e absolutas forneceram resultados muito parecidos. O regime de fluidização *slugging* com este sólido resultou em espectros estreitos, com a presença de praticamente apenas um componente de frequência, e muito semelhantes aos obtidos em leitos de jorro (TARANTO, 1996 e SILVA, 1998). Em virtude de tal característica, ficou ainda mais simples verificar o quão análogos os dois espectros redundaram.

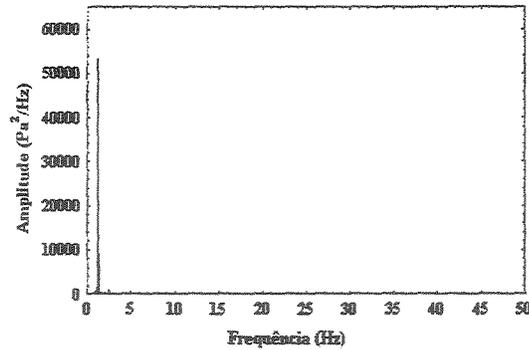


Figura 4.90 – Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 - 25cm, Areia III.

Com a mesma Areia III, agora em regime borbulhante simples (Figuras 4.91 e 4.92), as características espectrais (frequência dominante e largura do espectro) novamente coincidiram. Ainda há que se ressaltar que os dois métodos mostraram possuir sensibilidade suficiente para distinguir os regimes borbulhante simples e o *slugging*. Os espectros deste dois regimes resultaram diferentes na sua frequência dominante, que para o borbulhante ficou em torno de 1,8Hz, e para o *slugging*, 1,2Hz.

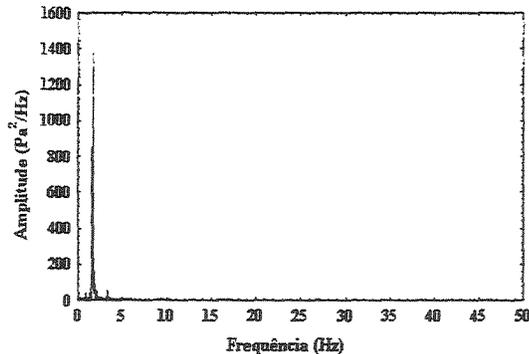


Figura 4.91 – Espectro de potência de medidas absolutas no plenum, Areia III.

E da mesma forma, para a CMC III em regime borbulhante múltiplo, representada nas Figuras 4.93 e 4.94, os espectros oriundos de medidas de pressão realizadas com os dois métodos apontaram perfis semelhantes, ou seja, as séries de pressão obtidas apresentaram mesmas características em termos de componentes senoidais.

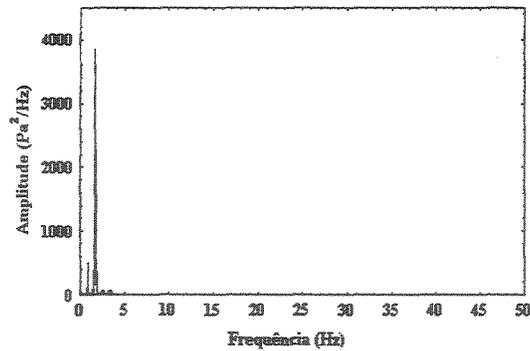


Figura 4.92 – Espectro de potência de medidas diferenciais em 15 – 25cm, Areia III.

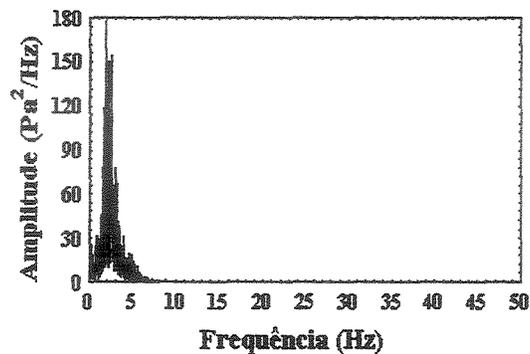


Figura 4.93 – Espectro de potência de medidas absolutas em 15cm, leito de 14cm, CMC III.

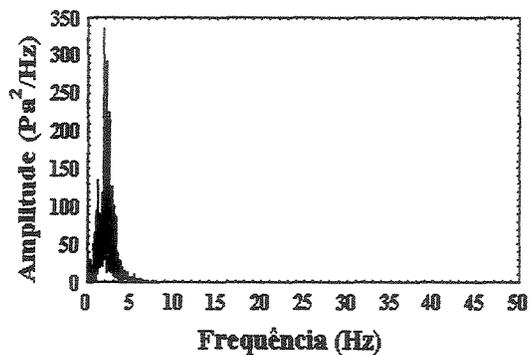


Figura 4.94 – Espectro de potência de medidas diferenciais em 15-26cm, leito de 14cm, CMC III.

Nos três regimes de fluidização verificados (*slugging*, borbulhante simples e borbulhante múltiplo), utilizando-se 3 diferentes materiais, as séries de tempo obtidas das medidas diferenciais e absolutas, em uma situação fluidodinâmica similar, chegaram a espectros bastante parecidos. A Transformada de Fourier apontou em cada exemplo frequências dominantes e largura dos espectros semelhantes. As informações sobre a

dinâmica de contato fluido-partícula, captadas por meio dos dois métodos, foram basicamente as mesmas.

BI *et al* (1995) mostraram que para as medidas de pressão diferenciais captarem apenas efeitos locais de flutuações de pressão (passagem de bolhas nas proximidades do sensor), e eliminarem sinais provenientes de outras localidades (trazidos por ondas de pressão), o espaçamento entre os dois medidores deve ser inferior ao comprimento médio das ondas de pressão que se propagam através do leito durante a fluidização. De acordo com as conclusões do trabalho, a recomendação dos pesquisadores para que os sinais obtidos filtrem as ondas de pressão é de que se utilize um espaçamento inferior a 10 cm, do contrário, as medidas obtidas passariam a captar sinais semelhantes aos obtidos por medidas absolutas, que extraem informações globais sobre a dinâmica de contato.

Embora nesta tese não tenha sido estudado o efeito de ondas de pressão nos métodos de medida, o que confirmaria tal suspeita, as constatações experimentais de BI *et al* (1995) provavelmente expliquem porquê os dois métodos forneceram espectros de potência semelhantes. O espaçamento mínimo possível empregado na coluna de fluidização foi de 10cm (em outros casos chegou a 20 ou até mesmo 30cm), e não foi suficiente para eliminar os efeitos provocados por fenômenos ocorridos a maiores distâncias dos pontos de medida (erupção de bolhas na superfície do leito, formação das bolhas logo acima do distribuidor, etc.). Desta forma, as séries de tempo dos dois métodos resultaram semelhantes nas suas características, o que propiciou espectros de potência análogos, em uma idêntica condição experimental.

Os exemplos que serviram para ilustrar a discussão deste item expressam a tendência geral de todos os resultados que possibilitaram esta análise.

3.3 - DIFERENCIAÇÃO DE REGIMES

Os regimes de fluidização proporcionados pelos sólidos empregados neste trabalho foram os seguintes: canais preferenciais (sólidos tipo C), fluidização particulada, borbulhante simples, borbulhante múltiplo, borbulhante explosivo, *wall slugging* e *flat slugging*, todos eles típicos de estados de fluidização sem arraste de

sólidos, ou cuja faixa de velocidade do fluido é inferior à velocidade terminal das partículas (BROWN e BRUE, 2001).

Experimentalmente, os diferentes estados de fluidização foram identificados de maneira visual, tendo como base as descrições encontradas em KUNII e LEVENSPIEL (1991), GELDART (1986), DAVIDSON *et al* (1985), ZIJERVELD *et al* (1998) e JOHNSON *et al* (2000) (CAPÍTULO II - Revisão Bibliográfica). O fato de serem as duas colunas transparentes facilitou sobremaneira a identificação dos regimes.

Outro referencial empregado na identificação de cada regime foi a velocidade do fluido. Pontos de transição como U_{mf} e U_c foram de suma importância na garantia de que as medidas de pressão estavam sendo feitas no regime de fluidização suposto.

As chamadas rotas de fluidização estão indicadas nas Tabelas A.1 e A.2 em Anexo, e dependeram da altura do leito fixo e do sólido para indicar uma sucessão de regimes de fluidização ou outra.

Com o escopo de organizar e racionalizar a discussão dos resultados do item supracitado, a apresentação e discussão destes foi dividida da seguinte forma:

- Primeiro é apresentado uma diferenciação dos regimes para cada sólido individualmente;
- A seguir demonstra-se a capacidade da Transformada de Fourier em monitorar a estabilidade de cada regime;
- Após discute-se a influência do tamanho da coluna de fluidização nos resultados da análise espectral e a comparação dos espectros de diferentes sólidos em um mesmo regime de fluidização, onde se intenta encontrar um critério na identificação do regime fluidodinâmico, independentemente das características físicas do sólido;
- Por último discorre-se sobre um teste acerca da metodologia de identificação de regimes fluidodinâmicos estudada (FFT) em um experimento de recobrimento, onde ocorre a aglomeração de partículas e conseqüente colapso do leito. Nesta última etapa testou-se a capacidade da metodologia de análise espectral em detectar as

mudanças que ocorreram na qualidade da fluidização, desde os primeiros sinais de aglomeração até a falência total do leito.

3.3.1 – ANÁLISE DOS RESULTADOS DOS ESPECTROS DE CADA SÓLIDO

O primeiro caso estudado é o da Areia I, com altura de leito fixo de 11cm no leito de 11cm de diâmetro. Em ordem crescente de velocidade do ar, os modos de contato observados nesta altura foram leito fixo, borbulhante múltiplo e explosivo. Os espectros respectivos a cada um deles estão indicados nas Figuras 4.96, 4.97 e 4.98.

Na Figura 4.96 vê-se um exemplo de espectro de potência na situação de leito fixo. Nesse caso, há uma distribuição de energia com ausência de um componente destacado, sugerindo que as flutuações de pressão ocorreram de maneira puramente aleatória (BENDAT e PIERSOL, 1986).

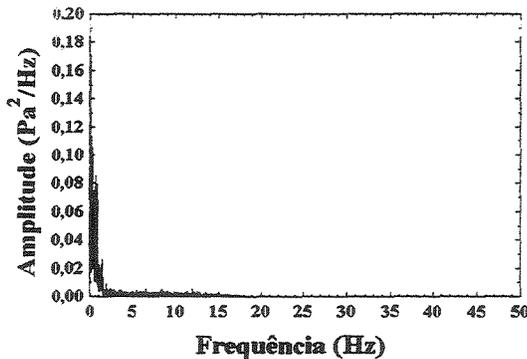


Figura 4.96 - Espectro de potência em leito fixo (Areia I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,029\text{m/s}$).

A respeito da fluidização borbulhante, a Areia I foi um dos sólidos que proporcionou o chamado borbulhamento múltiplo, marcado pela formação de bolhas de diferentes tamanhos e velocidades de deslocamento. Obteve-se este tipo de regime de contato com quase todas as partículas trabalhadas, com apresentação de diferenças entre elas, conforme o tamanho dos sólidos: tanto menores as partículas, menor o tamanho das bolhas formadas e maior a diversidade de tamanho e a velocidade de deslocamento das mesmas. E mais, esta diversidade de tamanhos de bolhas, conquanto fosse mais intensa, culminava em espectros mais largos. A areia I resultou em espectros de largura intermediária no referido regime, como o da Figura 4.97.

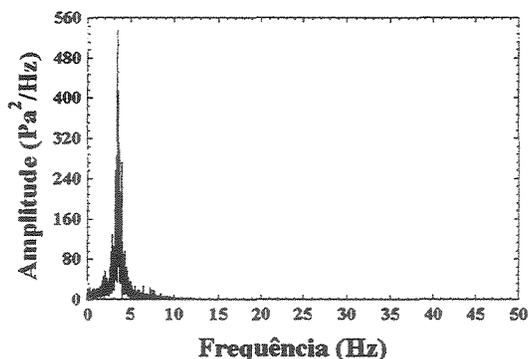


Figura 4.97 - Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (Areia I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,27\text{m/s}$).

A passagem para o regime explosivo causou um substancial alargamento nos espectros de potência (Figura 4.98), traduzido como um aumento no número de componentes de frequência significativos. Esta alteração nos espectros ocorreu em virtude da nova condição dinâmica dentro da coluna, uma formação e erupção contínua de bolhas, que por sua vez, teve como conseqüência uma circulação mais intensa das partículas. A frequência dominante das flutuações de pressão, no entanto, foi preservada (compare as Figuras 4.97 e 4.98).

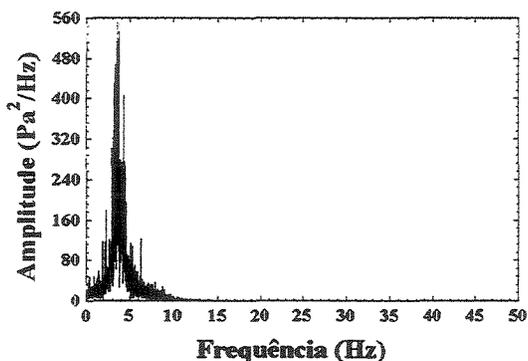


Figura 4.98 - Espectro de potência na fluidização explosiva (Areia I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,43\text{m/s}$).

Quanto à análise da Areia I em uma altura inicial do leito de partículas de 22cm, tem-se o seguinte: com esta altura de leito fixo, e o diâmetro favorável da coluna, ocorreu a formação de *slugs*, a partir de uma determinada velocidade do ar.

O resultado para o leito fixo é apresentado na Figura 4.99. As características do espectro obtido nesta condição não mudaram muito em relação à anterior (Figura 4.96), observando-se novamente baixo conteúdo energético e ausência de uma frequência

marcante, resultado da não formação de bolhas que provocassem uma flutuação considerável na pressão.

Na fluidização borbulhante múltipla foram adquiridos espectros como o da Figura 4.100. Este se mostra relativamente largo, com um componente em especial destacado em aproximadamente 2,5Hz (centro do espectro). Tal perfil espectral retrata com precisão o que se observou visualmente durante a realização dos experimentos: razoável diversidade no tamanho das bolhas de fluido, que são as principais causadoras da variação na pressão (FAN *et al*, 1981).

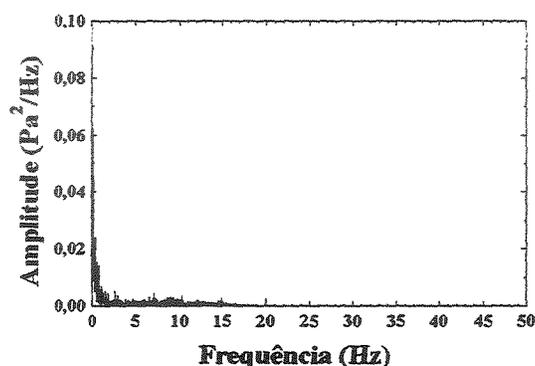


Figura 4.99 - Espectro de potência em leito fixo
(Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,038\text{m/s}$)

O regime *slugging* conseguido com este sólido, cuja ocorrência só foi possível na altura de 22cm, foi marcado pelo aparecimento de bolhas que ocupavam praticamente toda a seção transversal da coluna (carregando consigo grandes porções de partículas), e que “deslizavam” pelas paredes da coluna, categorizando o regime de contato na forma *wall slugging*. A subida dos *slugs* era visivelmente mais lenta que a das bolhas no regime borbulhante do mesmo sólido. Obteve-se o seguinte resultado: a frequência dominante do regime, que ficou por volta de 2Hz (Figura 4.101) foi inferior à do regime de bolhas, e o espectro mais estreito, conseqüência da menor diversidade de tamanhos de bolhas, ou seja, a diferença percebida visualmente foi fielmente traduzida nos espectros.

Utilizando como referência a velocidade do ar, acima da fluidização *slugging*, presenciou-se também com a Areia I a fluidização explosiva, assinalada pela decomposição dos *slugs* e a movimentação bastante irregular do leito. Comparando com o regime que o precedeu, os espectros deste novo modo no comportamento da

fluidização mudaram de maneira bastante sensível (exemplo na Figura 4.102), passando a indicar banda mais larga, pelas mesmas razões percorridas anteriormente.

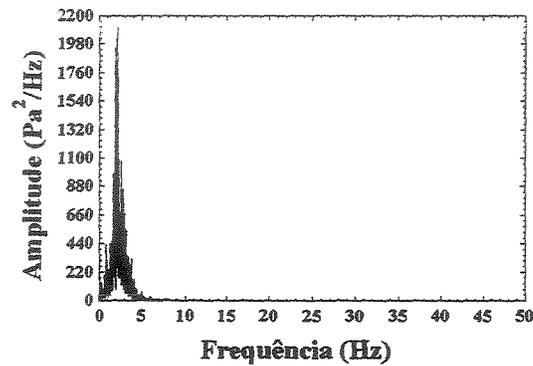


Figura 4.100 - Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,23\text{m/s}$).

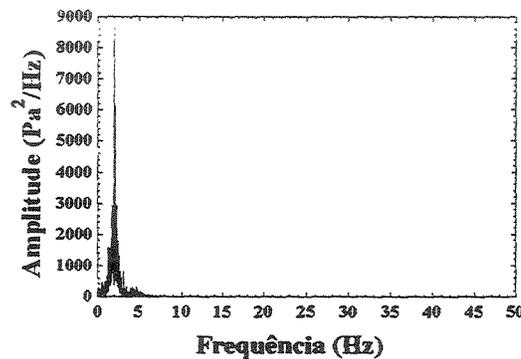


Figura 4.101 - Espectro de potência na fluidização *slugging* (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,36\text{m/s}$).

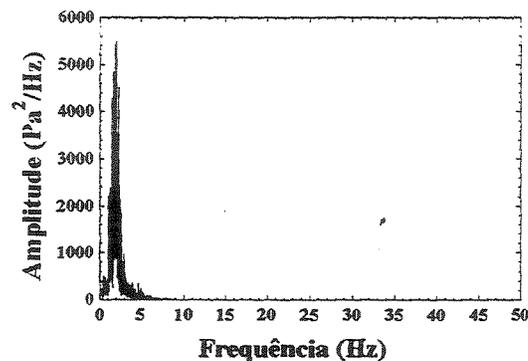


Figura 4.102 - Espectro de potência na fluidização explosiva (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,42\text{m/s}$).

Sólidos B de Geldart são também conhecidos como sólidos do tipo areia, exatamente por ser este material o melhor representante da categoria no tocante à

formação de bolhas de fluido. E, da mesma forma como a Areia I, a amostra de Areia II ofereceu um desempenho na fluidização dentro dos padrões relatados nos textos clássicos (KUNII E LEVENSPIEL, 1991; GELDART, 1986; DAVIDSON, 1985), tendo sido observados regimes borbulhante e *slugging* plenamente desenvolvidos. O borbulhamento múltiplo caracterizou-se pela formação de bolhas de diversos tamanhos e velocidades de subida, ocorrendo de forma bem distribuída dentro da coluna. Apresenta-se na Figura 4.103 um exemplo deste caso. Pode-se perceber a insignificante diferença em relação a este mesmo regime com a Areia I. Até mesmo a frequência dominante obtida foi muito semelhante (aproximadamente 2,5Hz).

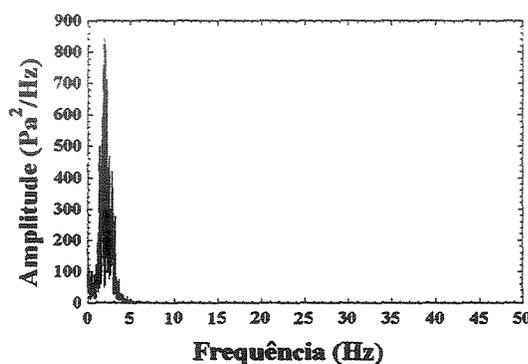


Figura 4.103 - Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,3\text{m/s}$)

Mais uma vez a diferença no comportamento do regime *slugging* em comparação com borbulhante foi captada pela análise espectral de forma convincente (Figuras 4.103 e 4.104). O estado de fluidização *slugging* das Areias I e II foi caracterizado por bolhas com pouca variedade de tamanho, e a consequência disso foi a formação de espectros mais estreitos que os obtidos do regime borbulhante.

Os resultados destas duas amostras, no que se refere à distinção dos dois regimes, destacaram uma das principais virtudes da metodologia estudada nesta tese: a da demonstração das diversidades de tamanho e velocidade de deslocamento das bolhas de fluido em termos de largura e faixa de frequência de destaque no espectro. Assim, tem-se com a fluidização borbulhante, variedade de bolhas, espectros largos. Com o regime *slugging*, bolhas de aproximadamente o mesmo tamanho, subida regular através da coluna, espectros estreitos.

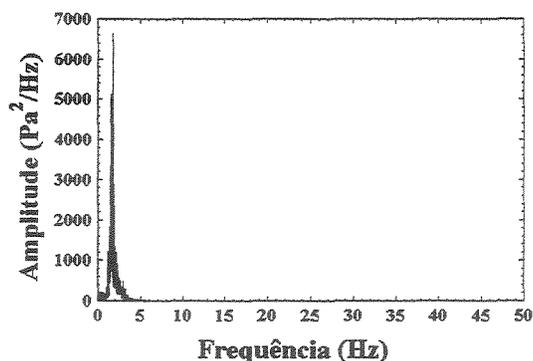


Figura 4.104 - Espectro de potência na fluidização *slugging* (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,39\text{m/s}$).

Seguindo igual tendência dos exemplos anteriores, tem-se que a fluidização explosiva ocasionou uma nova ampliação na área de abrangência dos componentes de frequência que se destacam dentro da série de tempo extraída, conforme exemplificado na Figura 4.105 abaixo.

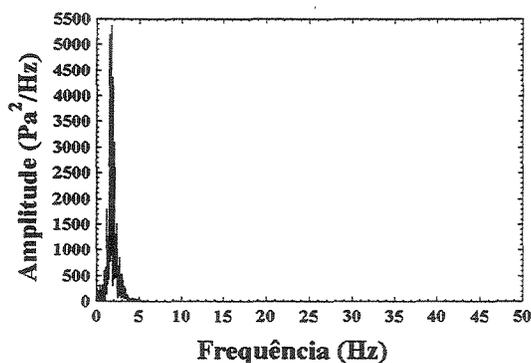


Figura 4.105 - Espectro de potência na fluidização explosiva (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,42\text{m/s}$).

A observação anterior, da capacidade da metodologia em descrever a diversidade de bolhas e possibilitar a distinção dos regimes borbulhante e *slugging*, foi confirmada quando da obtenção dos resultados da Areia III, material que ofereceu os regimes de leito fixo, borbulhante simples, *slugging* e explosivo, na altura de leito fixo de 22cm.

O borbulhamento simples pode ser descrito como um regime de contato, em que aparecem bolhas de praticamente um tamanho. Tais bolhas formam-se normalmente no centro do leito, sobem mais lentamente que as bolhas do borbulhamento múltiplo, e

explodem isoladamente na superfície. São bolhas grandes, mas não o suficiente para serem consideradas *slugs* (JOHNSON *et al*, 2000).

Os espectros resultantes do referido regime, obtidos de acordo com a descrição do parágrafo anterior, ficaram muito mais estreitos que aqueles do borbulhamento múltiplo, com frequência dominante próxima de 2Hz. A Figura 4.106 exibe uma amostra:

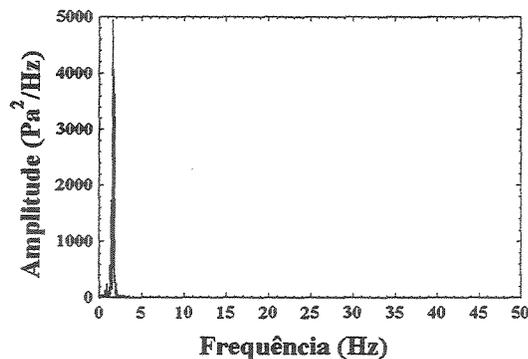


Figura 4.106 - Espectro de potência na fluidização borbulhante simples (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,55\text{m/s}$).

Na fluidização *slugging* da Areia III, atingida após adicional aumento na velocidade do ar, as bolhas de fluido passaram a ocupar toda a seção transversal da coluna, elevando porções do leito a alturas muito superiores às verificadas no regime borbulhante simples. Além disso, os *slugs* subiam a uma velocidade visivelmente menor. O movimento do leito de partículas, semelhante a um pistão, ficou evidente, enquadrando a aparência da dinâmica à da fluidização *flat slugging* (KUNII E LEVENSPIEL, 1991).

O próprio comportamento da pressão no tempo do regime *slugging* da Areia III antecipava, por dedução, basicamente um componente de flutuação de pressão existente (Figura 4.62). Os espectros resultaram os mais estreitos dentre todos os obtidos, como o da Figura 4.107. A frequência dominante marcada ficou em aproximadamente 1,1Hz, e a amplitude teve um substancial aumento.

A diferença visual entre o regime *slugging* e o explosivo, observada para a Areia III, foi expressiva. Enquanto, no primeiro, a regularidade na subida e descida da superfície do leito era perceptível, no segundo, era clara a movimentação irregular e

violenta dos sólidos. Tal diferença foi evidenciada também na representação das séries de tempo plotadas nas Figuras 4.62 e 4.63. Após a aplicação da transformada de Fourier nas séries de pressão originadas do regime explosivo, os espectros de potência resultantes ficaram como o da Figura 4.108. A acurada observação a esta figura, e seu confronto com a anterior (*slugging*), leva à percepção de ter o espectro se ampliado, e da frequência dominante ter se mantido a mesma.

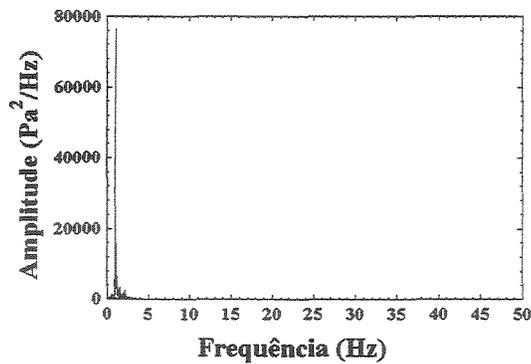


Figura 4.107 – Espectro de potência na fluidização *slugging* (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 1,1\text{m/s}$).

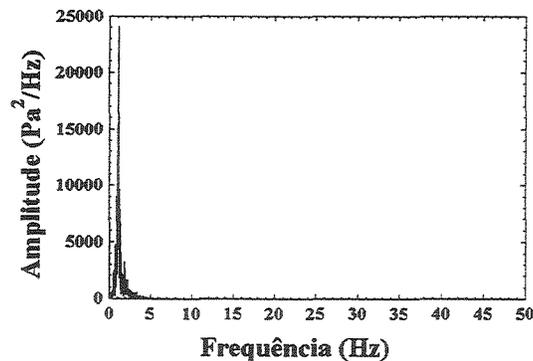


Figura 4.108 – Espectro de potência na fluidização explosiva (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 1,32\text{m/s}$).

Quanto à CMC, cujas quatro granulometrias distintas possibilitaram ter duas amostras classificadas como do tipo A (CMC I e CMC II), uma do tipo B (CMC III) e outra do tipo C (CMC IV), foi necessário que se procedesse com determinada cautela com relação às medidas de pressão, tais como, a realização de medidas absolutas com o transdutor diferencial, uma vez que estes possuíam uma faixa de medida bem menor que a dos absolutos (0 a 6.000 Pa contra 0 a 200.000Pa respectivamente) e maior rigor no uso do filtro *low-pass* quanto à ordem e frequência de corte.

A CMC I ofereceu os regimes de leito fixo, particulado, borbulhante múltiplo e borbulhante explosivo. Os espectros dos dois primeiros regimes indicaram a ausência de frequência dominante, como consequência da não formação de bolhas de fluido e da ocorrência apenas de vibração das partículas.

Nas Figuras 4.109 e 4.110 são demonstrados os dois casos. Nota-se, como diferença marcante, um aumento do conteúdo energético do espectro que representa a fluidização particulada em relação ao leito fixo. Como é necessária uma velocidade do fluido maior para se chegar à fluidização particulada, a queda de pressão no leito tornou-se também superior à circunstância anterior. Soma-se a isto a porosidade do leito de partículas que aumentou, alterando o caminho por onde o fluido passava, em relação ao encontrado na condição de leito fixo. Surgiram vibrações mais intensas das partículas, nos locais já citados, e canais preferenciais que apareceram em algumas regiões do leito adicionaram mais irregularidades na percolação do fluido. A soma de todos estes fatores fez com que flutuações mais intensas na pressão ocorressem (verificar as Figuras 4.64 e 4.65 que demonstram a pressão no domínio do tempo nos dois regimes), ocasionando inevitavelmente um incremento no conteúdo energético do espectro (Figura 4.110).

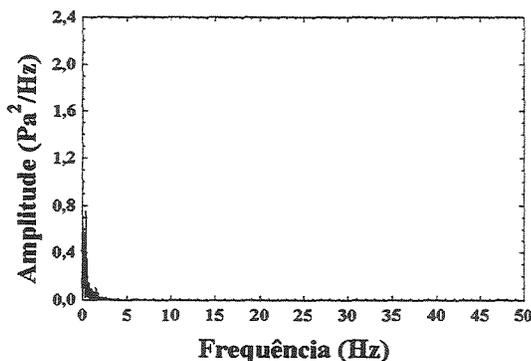


Figura 4.109 - Espectro de potência em leito fixo
(CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,0075\text{m/s}$).

Sobre a fluidização borbulhante deste sólido (Figura 4.111), a diferença visual em comparação com o verificado com as Areias I e II se deu no tamanho das bolhas de fluido, que foram significativamente menores. A viscosidade efetiva mais baixa das partículas do grupo A tende a reduzir o crescimento das bolhas quando a fase densa se expande (BAI *et al*, 1999). No entanto, a diversidade de tamanho de bolhas foi maior

em relação aos sólidos do grupo B, caracterizando um regime borbulhante múltiplo, concordando com o descrito na literatura (KUNII e LEVENSPIEL, 1991; ZIJERVELD *et al*, 1998; JOHNSON *et al*, 2000). As diferenças entre os espectros (principalmente a largura) são atribuídas, portanto, à diversidade de tamanho das bolhas, e às velocidades de deslocamento destas, que foram mais intensas com a CMC I (observação visual). Como resultado destas diferenças comportamentais, os espectros terminaram mais largos e com frequência dominante superior a das areias, ficando em torno de 3,5Hz.

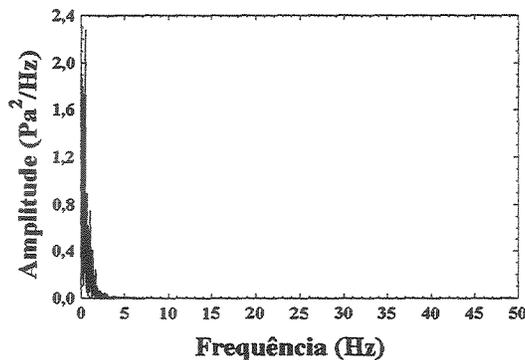


Figura 4.110 - Espectro de potência na fluidização particulada (CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,016\text{m/s}$).

Um outro aspecto a se ressaltar sobre os resultados da CMC (não só da CMC I, mas também da CMC II, III e IV) está relacionado à amplitude dos espectros, que indicaram valores substancialmente inferiores aos das amostras de areia. Como a CMC é um material mais leve (densidade aparente de $0,98\text{g/cm}^3$ contra $2,45\text{g/cm}^3$ da areia), a magnitude das medidas de pressão finalizaram em outro patamar e, da mesma forma, a amplitude das flutuações. Considerando que esta última, no cálculo da transformada de Fourier, define o valor do conteúdo energético, seria razoável prever que se chegasse a tais diferenças.

No item referente à exposição das flutuações de pressão no domínio do tempo, foi constatada a dificuldade em discernir os regimes borbulhante e explosivo da CMC I (Figuras 4.66 e 4.67), muito embora na aparência, os dois se apresentassem bastante distintos. Entretanto, na representação das séries de tempo no domínio da frequência, a situação foi diferente. A Figura 4.112 ilustra como, na sua maioria, resultaram os espectros de potência no regime explosivo da CMC I. Identifica-se como diferença evidente em relação à Figura 4.111, a frequência dominante, que é notavelmente maior.

A mudança na constituição do espectro foi ocasionada pelo aumento significativo no número de bolhas formadas, e na mais intensa velocidade de subida das mesmas através do leito.

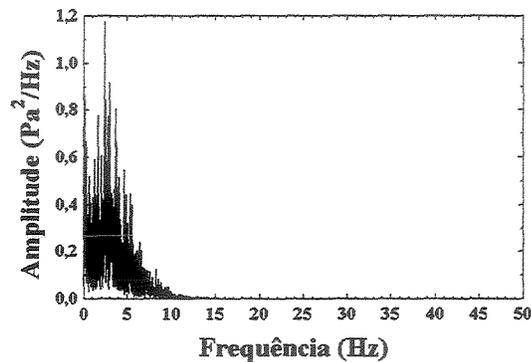


Figura 4.111 - Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,053\text{m/s}$).

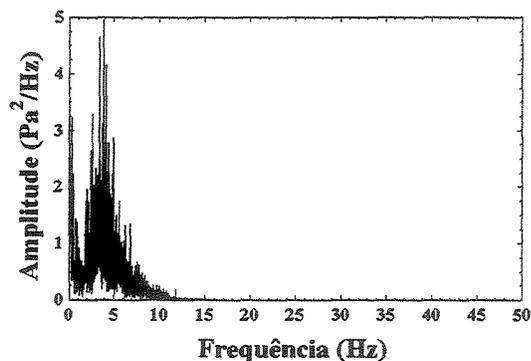


Figura 4.112 - Espectro de potência na fluidização explosiva (CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,095\text{m/s}$).

O FCC regenerado I, material qualificado como do tipo A, reproduziu o que foi verificado com a CMC I, no que tange às respostas obtidas por intermédio da análise espectral. Nas Figuras 4.113, 4.114, 4.115 e 4.116 a seguir temos exemplos dos quatro regimes de contato examinados com o FCC regenerado I.

As divergências vislumbradas entre o leito fixo e a fluidização particulada foram identificadas na análise espectral com um acréscimo no conteúdo energético, na passagem da primeira para a segunda qualidade de contato fluido-partícula.

E novamente, um deslocamento para a direita foi verificado nos espectros, na passagem da fluidização borbulhante múltipla para a explosiva. Conforme foi

justificado anteriormente (CMC I), um dos motivos para o acréscimo na frequência dominante foi o maior número de bolhas formadas. No regime explosivo a fluidização apresentava ascensão quase que ininterrupta de bolhas, o que provocava intensa perturbação da superfície do leito (a maior agitação verificada dentre todos os regimes de contato estudados). E como as bolhas de fluido são as principais causadoras das flutuações na pressão, o reflexo desta presença maciça de bolhas (e os efeitos provocados na movimentação do leito como um todo) se fez presente no incremento na frequência dominante das flutuações da pressão.

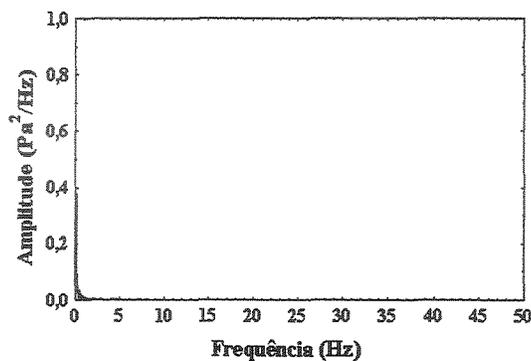


Figura 4.113 - Espectro de potência em leito fixo (FCC regenerado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,0034\text{m/s}$).

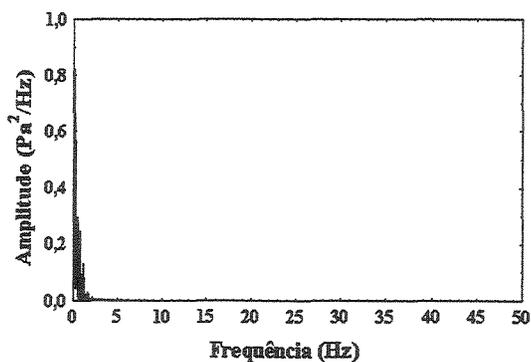


Figura 4.114 - Espectro de potência na fluidização particulada (FCC regenerado, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,0044\text{m/s}$).

A CMC III, por se tratar se um sólido do tipo B, forneceu os mesmos regimes fluidodinâmicos que as Areias I e II. No leito fixo, igualmente obteve-se espectros sem a presença de uma frequência dominante (Figura 4.117), além de baixo conteúdo energético, pelas razões já discorridas.

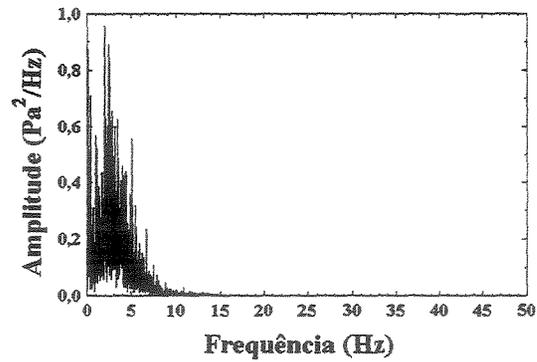


Figura 4.115 – Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (FCC regenerado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,023\text{m/s}$).

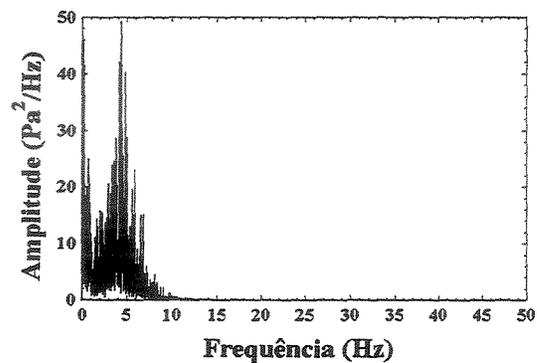


Figura 4.116 – Espectro de potência na fluidização explosiva (FCC regenerado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,084\text{m/s}$).

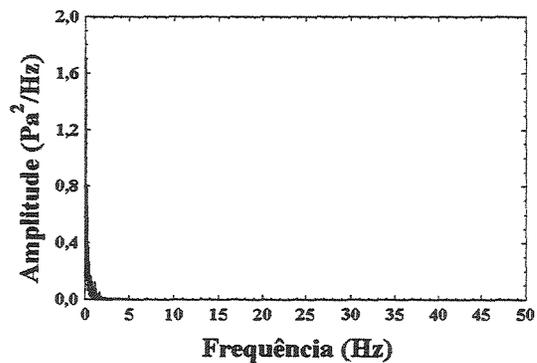


Figura 4.117 - Espectro de potência em leito fixo (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,05\text{m/s}$)

Com este material, as diferenças entre os espectros do regime borbulhante múltiplo e o regime *slugging*, captadas a partir das medidas de pressão, foram marcantes. Os exemplos mostrados nas Figuras 4.118 e 4.119 salientam bem estas diferenças (largura e frequência dominantes).

A aparência da fluidização *slugging* proporcionada pela CMC III foi consideravelmente semelhante à das Areias I e II: presença de bolhas na parte inferior do leito, e formação definitiva dos *slugs* logo depois (em aproximadamente 8cm, para uma expansão total do leito a até 35cm, onde os *slugs* desapareciam). Como consequência, os espectros de potência resultaram muito parecidos àqueles também no perfil, com uma frequência dominante de 2Hz (Figura 4.119).

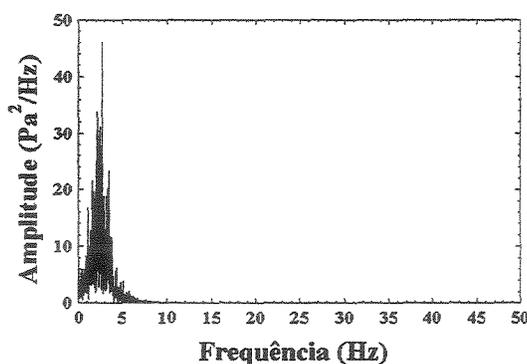


Figura 4.118 - Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,13\text{m/s}$).

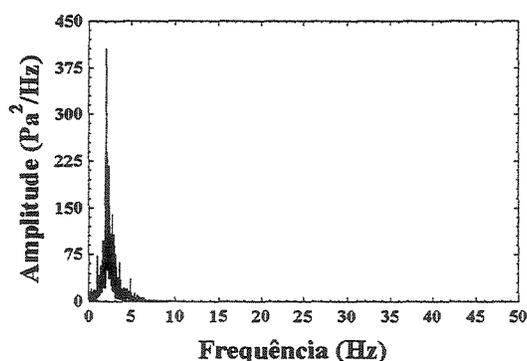


Figura 4.119 - Espectro de potência na fluidização *slugging* (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,28\text{m/s}$).

A passagem da fluidização *slugging* para a explosiva, com o sólido CMC III, se manifestou por meio de uma dilatação nos espectros de potência (conforme se vê na Figura 4.120), exatamente como aconteceu com as três amostras de areia.

E, finalmente, seguem alguns exemplos de espectros de potência obtidos com os materiais classificados como do tipo C de Geldart (Tabela 3.1 de propriedades físicas dos sólidos). Com estes sólidos (CMC IV e o FCC regenerado II) foram estudados dois

regimes de fluidização, o primeiro a fluidização borbulhante múltipla, que apontou comportamento bastante semelhante ao mesmo regime dos sólidos qualificados como do tipo A de Geldart. Nas Figuras 4.121 e 4.122 temos duas amostras de espectros obtidos de medidas de pressão realizadas no referido regime.

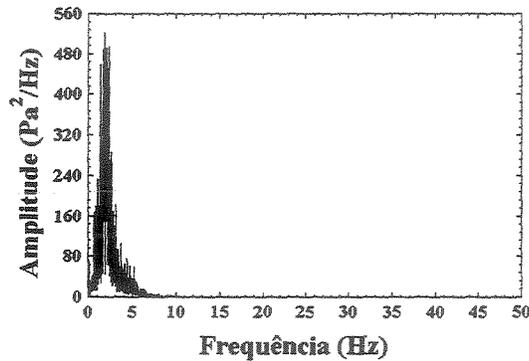


Figura 4.120 - Espectro de potência na fluidização explosiva (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,45\text{m/s}$).

A diversidade de tamanho de bolhas e a forte perturbação verificada na superfície do leito, comportamento que se repetiu com todos os materiais classificados como do tipo A, e que da mesma forma foi reproduzido com a CMC IV e o FCC regenerado II, proporcionou espectros largos e com frequência dominante as mais altas dentre os materiais estudados, nos moldes do que se verifica nas Figuras 4.121 e 4.122.

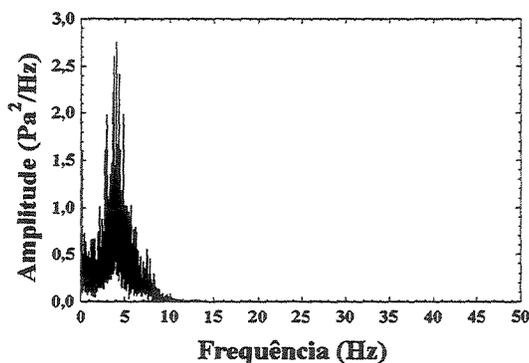


Figura 4.121 - Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC IV, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,02\text{m/s}$).

Um outro comportamento verificado com as amostras de materiais do grupo C, e que os diferenciam e os qualificam como de difícil fluidização, foi o aparecimento de

canais preferenciais e o colapso do leito. A velocidades do ar inferiores à faixa que possibilitou a fluidização borbulhante, canais preferenciais de diferentes orientações, comprimentos e tortuosidades foram observados. Somando a isso a ausência de bolhas, obteve-se espectros de potência como os das Figuras 4.123 e 4.124.

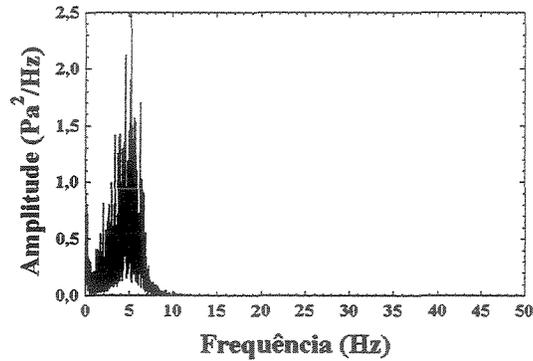


Figura 4.122 - Espectro de potência na fluidização borbulhante (FCC regenerado II, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,01\text{m/s}$).

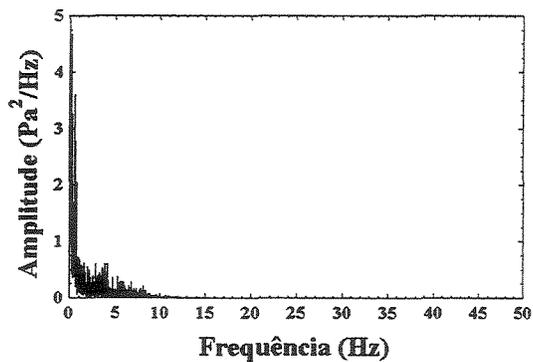


Figura 4.123 - Espectro de potência na fluidização canais preferenciais (CMC IV, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,0098\text{m/s}$).

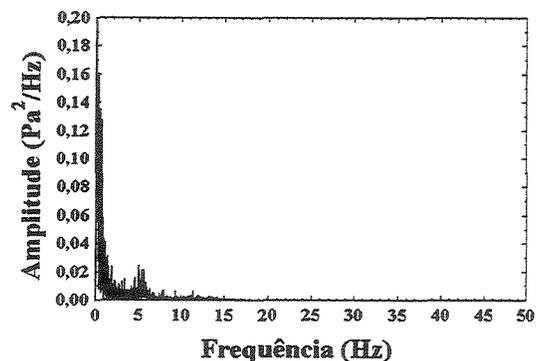


Figura 4.124 - Espectro de potência na fluidização canais preferenciais (FCC regenerado II, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,0016\text{m/s}$).

A aparência dos espectros referentes ao regime canais preferenciais assemelhou-se aos de leito fixo e fluidização particulada, com o acréscimo de uma região de significativo conteúdo energético que flutuou entre 3 e 5Hz (na Figura 4.124 ela aparece exatamente em 5 Hz). Consideramos que este conteúdo energético, que diferenciou os espectros de canais preferenciais dos provenientes de leito fixo e fluidização particulada, tenha se originado da movimentação provocada pelos canais de fluidos, que nasciam na base do leito de partículas e muitas vezes chegavam até a superfície, lançando algumas partículas para o alto.

Onde não existiam canais de fluido, o leito de partículas se encontrava estagnado, tendo sido verificadas apenas as mesmas vibrações das partículas vislumbradas em leito fixo e particulado. A contribuição desta outra dinâmica certamente foi a presença do conteúdo energético situado na extremidade esquerda dos espectros.

Não foi observado com os sólidos de menor diâmetro médio (FCC regenerado I e II, FCC usado I e II, CMC I e II e Alumina) a ocorrência do regime *slugging*, ao menos da forma como são descritos os diferentes modos de fluidização *slugging* (de parede, axiais e flutuantes) na literatura clássica a respeito (DAVIDSON *et al*, 1985; KUNII e LEVENSPIEL, 1991).

Todos os espectros apresentados neste item foram obtidos em condições fluidodinâmicas, sem nenhuma dúvida, em regimes de contato plenamente estabelecidos. Garantiu-se isso através de observações visuais além de, nos casos dos leitos fixo, da fluidização particulada e explosiva, tendo como referência o valor da velocidade do fluido. O leito fixo foi assegurado ao se trabalhar em um valor de velocidade do ar inferior à mínima fluidização e o regime particulado, em uma velocidade razoavelmente superior à mínima fluidização. Ainda sobre a fluidização particulada, ela é caracterizada também por uma expansão do leito de partículas, fato percebido durante os experimentos.

Assim, ao se confrontar os espectros de potência com os regimes de fluidização bem definidos, foram observadas diferenças entre eles, seja na largura dos espectros e/ou na frequência dominante. A diversidade de tamanho das bolhas formadas no leito foi a característica do comportamento dos regimes mais marcante em termos de

diferenças nos espectros. Atendo-se a dois extremos, enquanto que o *slugging* da areia III (as maiores partículas estudadas), caracterizado pela presença destacada de bolhas de praticamente um tamanho apenas, resultou em espectros os mais estreitos dentre todos os observados (Figura 4.107), a fluidização borbulhante múltipla dos menores materiais CMC I, II e IV e FCC regenerado I e II foram exatamente os que indicaram a maior diversidade de tamanho de bolhas, resultando em espectros bastante largos.

3.3.2 – ESTABILIDADE DOS REGIMES

No item precedente foram apresentados e discutidos resultados referentes à aplicação da FFT nas séries de tempo de pressão, colhidas em regimes de fluidização plenamente estabelecidos. Cada uma das formas de contato apresentou características espectrais distintas, considerando os sólidos individualmente.

Além disso, não passou despercebido, durante a realização dos experimentos, a constatação de que as características espectrais de cada modo de contato permaneciam inalteradas, a despeito de mudanças na velocidade do fluido. A frequência dominante e a largura dos espectros de potência, após o estabelecimento de um regime de fluidização, mantinham as mesmas características, dentro do intervalo de velocidade do ar correspondente ao estado fluidodinâmico, até que se alcançasse a transição para o regime de fluidização adjacente.

A seqüência de espectros da Figura 4.125, obtidos com a Areia III, oferece um exemplo que demonstra de forma precisa tal averiguação. Na presente situação, quatro condições fluidodinâmicas distintas sucedem-se em ordem decrescente de velocidade do ar: fluidização explosiva, *slugging*, borbulhante e leito fixo.

Os quatro primeiros espectros (Figuras 4.125 a, b, c e d) referem-se ao modo de contato denominado de explosivo (condição descrita detalhadamente anteriormente), nos quais observa-se uma grande amplitude dos sinais, que se mostram destacadamente mais estreitos que os obtidos dos demais materiais.

Percebe-se, muito embora a velocidade do ar tenha sido diminuída, que os espectros não apresentam mudanças significativas no seu perfil: refletem o que aconteceu dentro da coluna de fluidização, que manteve a mesma aparência na dinâmica

de contato, apesar da redução na velocidade do fluido. Uma adicional diminuição na velocidade do ar fez com que, aos poucos, a fluidização começasse a ganhar maior regularidade na movimentação, regularidade esta típica de regimes *slugging*. As séries de tempo de pressão coletadas dentro deste intervalo de velocidade do fluido, que se portou como uma transição, resultaram em espectros que acusaram a gradual mudança verificada. Reparando as Figuras 4.125 e e f, nota-se que ocorreu um estreitamento nos espectros em relação aos quatro primeiros. À medida que o regime *slugging* foi se constituindo, a dinâmica dentro do leito foi sendo dominada pela subida periódica dos *slugs*, o que provocou a concentração do conteúdo energético em apenas um único componente de frequência.

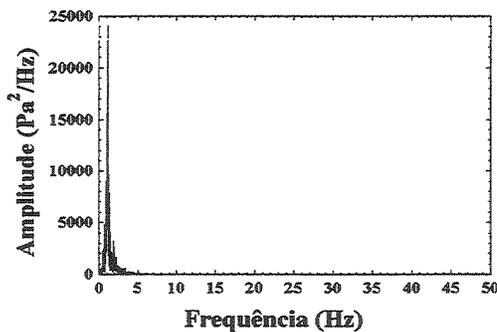
Da Figura 4.125 g até a Figura 4.125 j, seguem as distribuições da intensidade das flutuações com a frequência do regime *slugging*. Após a transição entre o regime explosivo e o *slugging*, os espectros preservaram-se com as mesmas qualidades individuais, ainda que a velocidade do fluido fosse diminuída de forma considerável. Espectros estreitos e com frequência dominante em torno de 1,1Hz foi a regra.

A aparência dos espectros de potência somente iniciou uma mudança quando foi verificada visualmente uma alteração no comportamento da fluidização. Uma nova transição se fez presente, desta vez na passagem da fluidização *slugging* para borbulhante simples (Figuras 4.125 l e m). Há que se atentar para duas mudanças nestes dois gráficos, que acontecem de forma gradativa: o espectro sofre um leve, mas perceptível alargamento; e a frequência dominante das flutuações aumenta (o conteúdo energético que se sobressai desloca-se para a direita), chegando a algo em torno de 1,8Hz quando se atinge o regime borbulhante pleno (Figuras 4.125 n e o). A mudança ocorrida na fluidização foi a formação de bolhas com diâmetro inferior ao da seção transversal da coluna, que se deslocavam ascendentemente em uma velocidade visivelmente superior aos *slugs*. O somatório destas mudanças fez com que passassem a ser fornecidas séries de pressão com características novas, e como resultado, foram obtidos espectros de potência distintos daqueles oriundos do regime anterior.

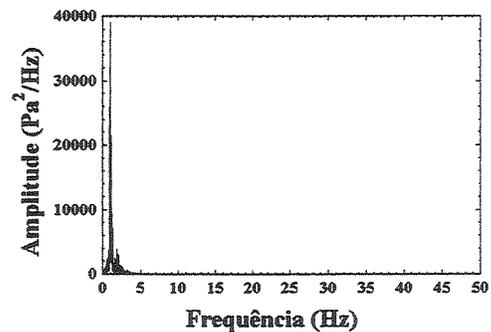
Por meio da análise de Fourier a diferenciação entre os regimes *slugging* e borbulhante simples resultou muito mais evidente e eficaz do que através do simples acompanhamento da pressão no tempo (Figuras 4.61 e 4.62).

Por fim, uma nova transição foi atingida ao se diminuir a velocidade do fluido, não sem antes o regime borbulhante ocupar uma considerável faixa de velocidade do ar, onde os espectros de freqüência mostraram-se estáveis na forma e na freqüência dominante apontadas. A passagem do regime borbulhante para o leito fixo, no que tange à aparência do leito, sucedeu com a gradual diminuição do tamanho das bolhas de fluido, redução da altura do leito de sólidos e destacada desaceleração na movimentação das partículas. As Figuras 4.125 p, q, r, e s reproduzem o progressivo “colapso da fluidização”, com os espectros, primeiro dilatando a banda dos componentes espectrais significativos, e depois, perdendo a forma recorrente nos demais casos, em que sempre apareceu uma freqüência predominante.

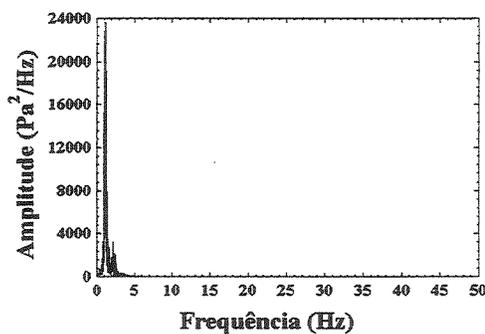
No final, já em leito fixo, quando o que se viram foram canais preferenciais e vibrações localizadas de camadas do leito de partículas, houve a formação de espectros sem a presença de uma freqüência dominante, com conteúdo energético significativo situado a freqüências inferiores a 2Hz (Figuras 4.125 t, u, v e x).



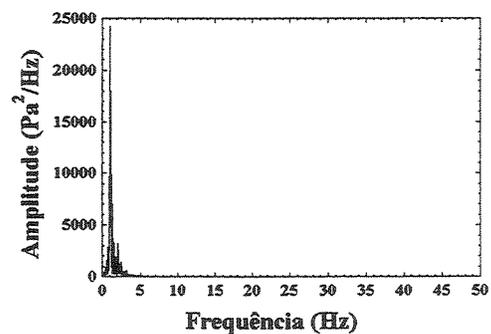
Espectro (a) – fluidização explosiva
 $U_0 = 1,32\text{m/s}$



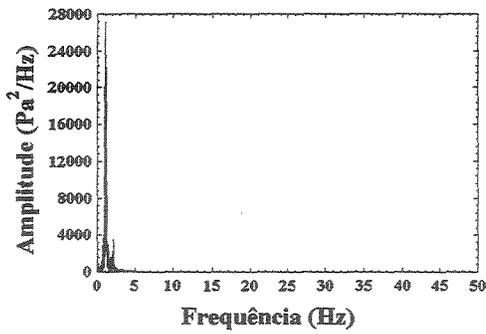
Espectro (b) – fluidização explosiva
 $U_0 = 1,29\text{m/s}$



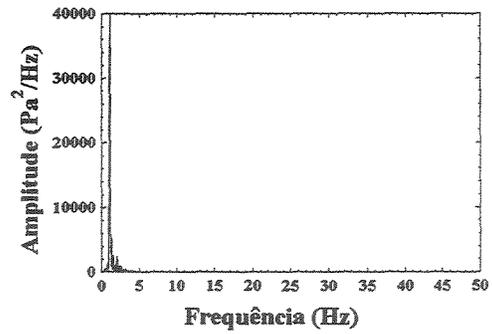
Espectro (c) – fluidização explosiva
 $U_0 = 1,25\text{m/s}$



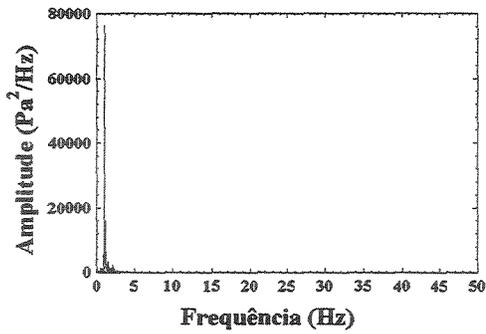
Espectro (d) – fluidização explosiva
 $U_0 = 1,22\text{m/s}$



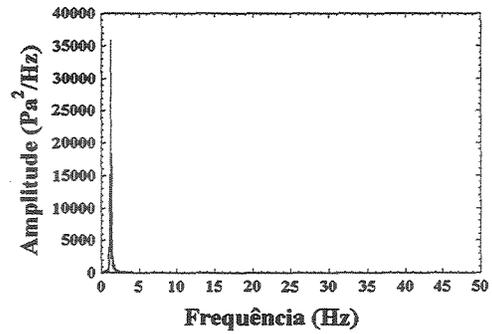
Espectro (e) – transição fluidização explosiva – *slugging*
 $U_0 = 1,2\text{m/s}$



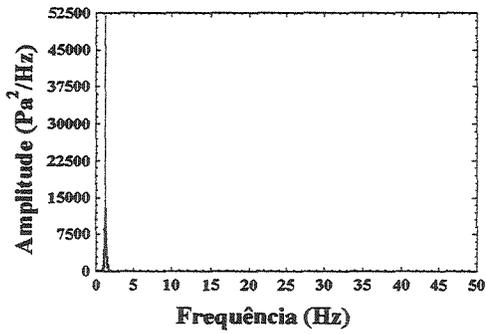
Espectro (f) – transição fluidização explosiva – *slugging*
 $U_0 = 1,15\text{m/s}$



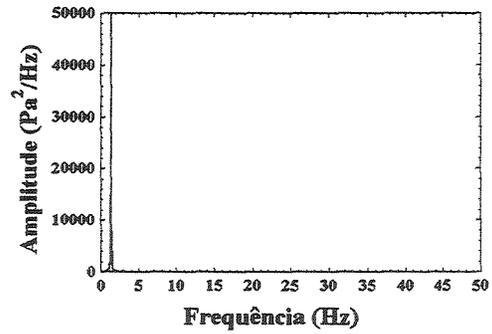
Espectro (g) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 1,1\text{m/s}$



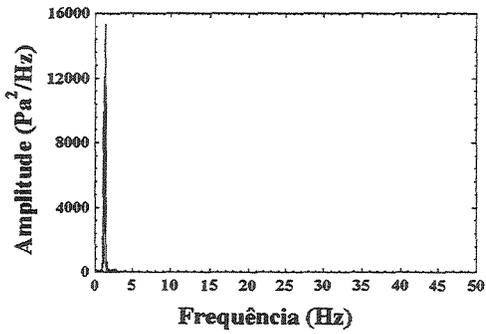
Espectro (h) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,82\text{m/s}$



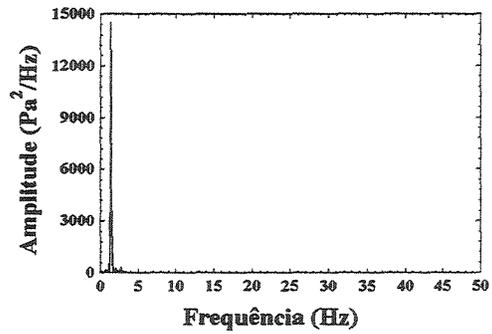
Espectro (i) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,73\text{m/s}$



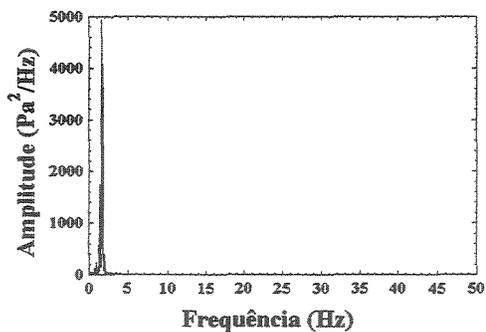
Espectro (j) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,68\text{m/s}$



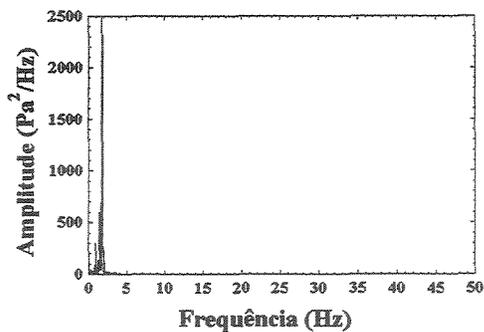
Espectro (l) – transição fluidização *slugging* – borbulhante
 $U_0 = 0,63\text{m/s}$



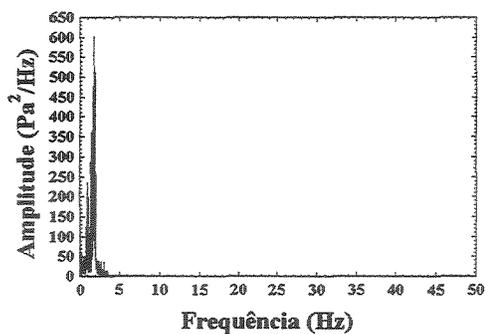
Espectro (m) - transição fluidização *slugging* – borbulhante
 $U_0 = 0,59\text{m/s}$



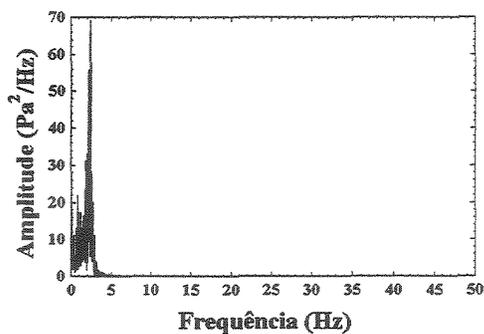
Espectro (n) – fluidização borbulhante
 $U_0 = 0,55\text{m/s}$



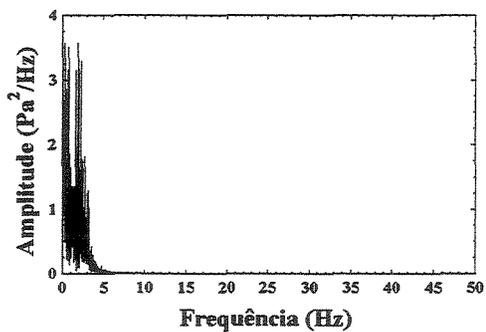
Espectro (o) – fluidização borbulhante
 $U_0 = 0,5\text{m/s}$



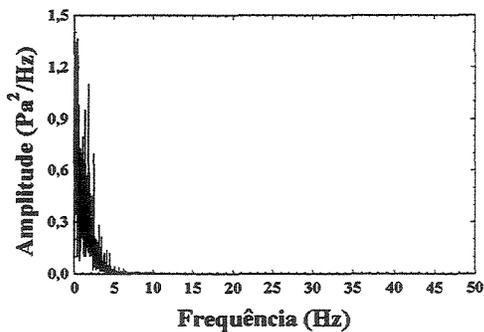
Espectro (p) – transição fluidização borbulhante – leito fixo
 $U_0 = 0,47\text{m/s}$



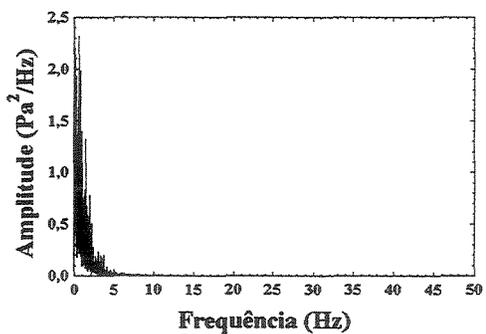
Espectro (q) – transição fluidização borbulhante – leito fixo
 $U_0 = 0,45\text{m/s}$



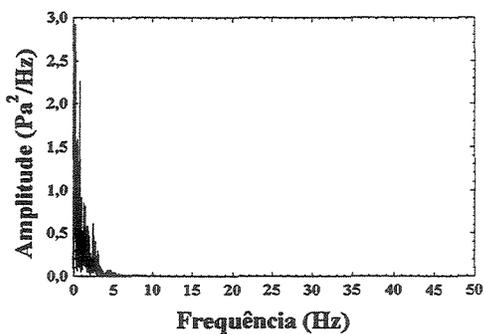
Espectro (r) – transição fluidização borbulhante – leito fixo
 $U_0 = 0,44\text{m/s}$



Espectro (s) – transição fluidização borbulhante – leito fixo
 $U_0 = 0,42\text{m/s}$



Espectro (t) – leito fixo
 $U_0 = 0,4\text{m/s}$



Espectro (u) – leito fixo
 $U_0 = 0,39\text{m/s}$

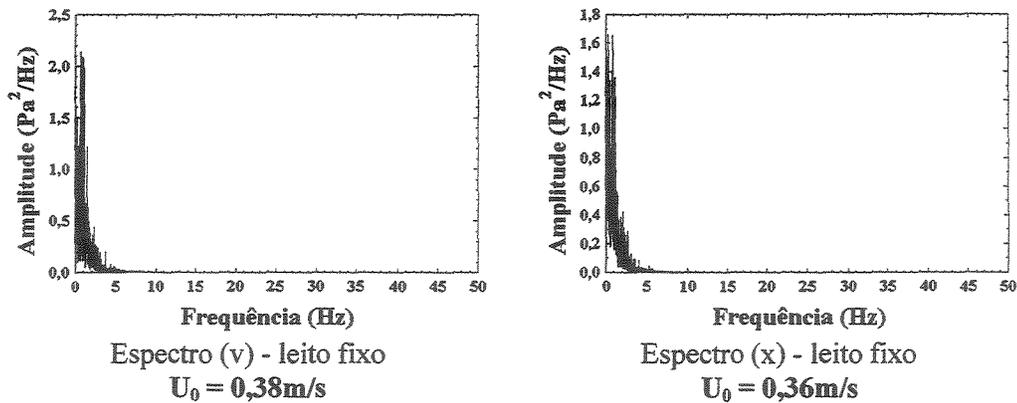


Figura 4.125 – Seqüência de espectros de potência da Areia III em ordem decrescente de velocidade do ar

O segundo exemplo apresentado a seguir trata da fluidização da CMC III, sólido que proporcionou regimes de fluidização típicos de materiais classificados como do tipo B de Geldart.

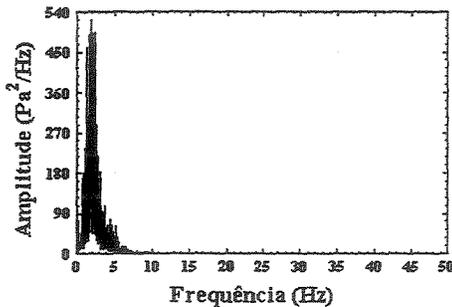
Os quatro primeiros gráficos da Figura 4.126 representam o regime explosivo. As vigorosas explosões das bolhas na parte superior do leito, a forte perturbação da superfície, a considerável quantidade de sólidos presentes acima do leito e a formação contínua de bolhas (todos estes efeitos somados) originaram séries de tempo de pressão características de um processo estocástico, os quais redundam em espectros de potência com vários componentes de frequência (BENDAT e PIERSOL, 1986), como os das Figuras 4.126 a, b, c e d, obtidos em diferentes velocidades do ar.

O regime seguinte (em ordem decrescente de velocidade do fluido) proporcionado pela CMC III foi o *slugging*, cujos espectros foram os mais estreitos para este sólido. O estreitamento na passagem para tal regime é satisfatoriamente representado, seja nas Figuras 4.126 e e f, quando a transição que se faz presente é da fluidização explosiva para *slugging*, ou nas Figuras 4.126 l, m, n e o, na passagem da fluidização borbulhante para a *slugging*.

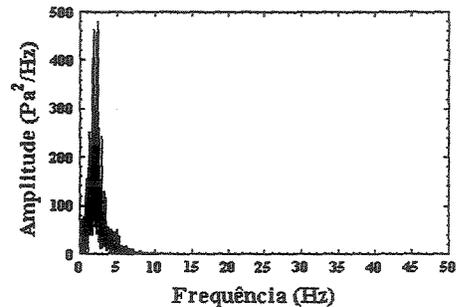
São nítidas as diferenças nos espectros dos regimes explosivo, *slugging* e borbulhante múltiplo, não tanto na frequência dominante (especialmente explosivo e *slugging*, que é a mesma), mas, principalmente, na largura, que acusa a diversidade de tamanho das bolhas formadas durante a fluidização. Enquanto que no regime *slugging* as bolhas apresentavam tamanho uniforme (além da regularidade na subida), os borbulhamentos múltiplo e explosivo formavam bolhas de diversos diâmetros.

No entanto o que chama a atenção acompanhando o conjunto de figuras, é a manutenção da aparência dos espectros de um mesmo regime, em diferentes velocidades do fluido. A estabilidade de cada estado fluidodinâmico, determinada com base em observações visuais, foi coerentemente representada nos espectros, que eram obtidos em tempo real. A passagem para um novo regime era verificada simultaneamente na coluna de fluidização e por meio do *software* de aquisição.

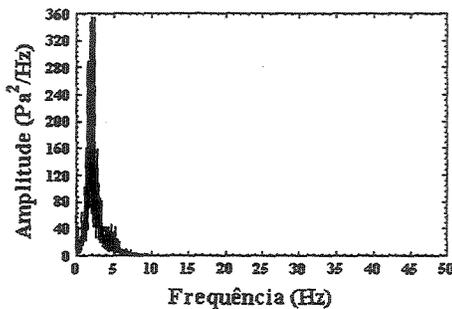
Pode-se descrever a mudança do regime borbulhante para o leito fixo da seguinte maneira: o colapso da fluidização, presenciado visualmente durante a corrida, é esboçado com o desaparecimento gradual do espectro de potência a cada redução na velocidade do fluido (Figuras 4.126 t a x). Ou seja, a metodologia de análise espectral (e o exemplo corrente demonstra sobremaneira isso), permite monitorizar não apenas a estabilidade dos regimes, mas também uma transição ou mudança significativa na qualidade da fluidização, acusando-as de forma eficaz.



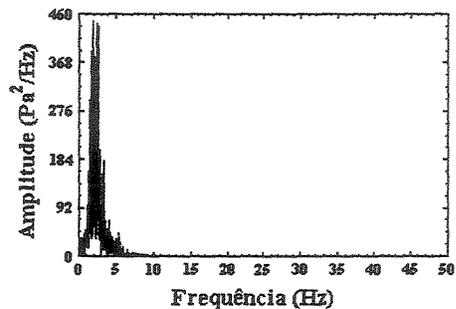
Espectro (a) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,45\text{m/s}$



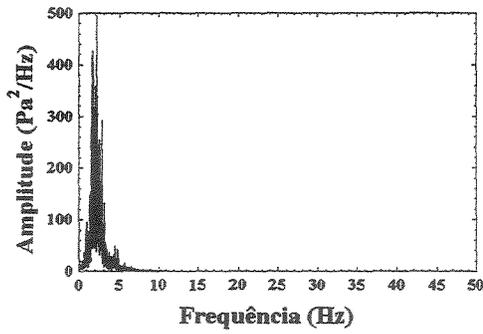
Espectro (b) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,43\text{m/s}$



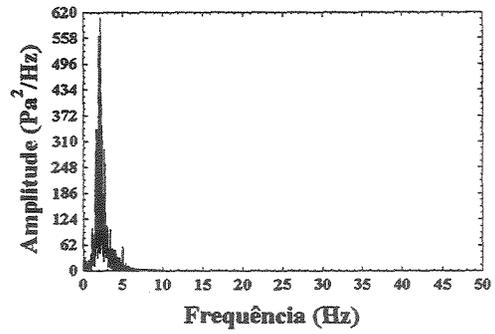
Espectro (c) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,4\text{m/s}$



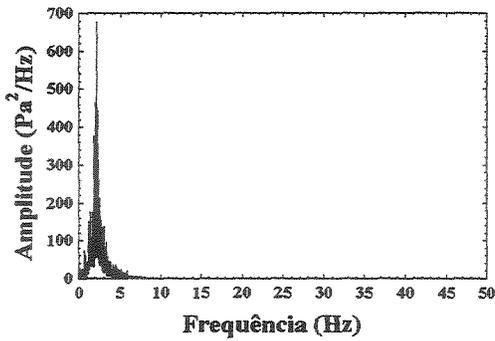
Espectro (d) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,37\text{m/s}$



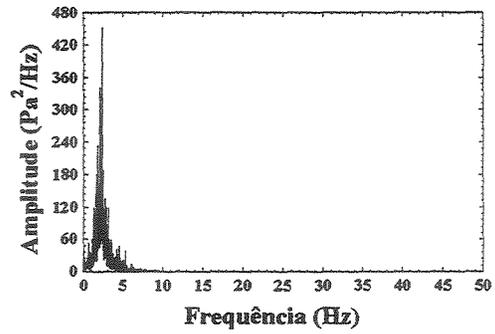
Espectro (e) – transição fluidização explosiva – *slugging*
 $U_0 = 0,35\text{m/s}$



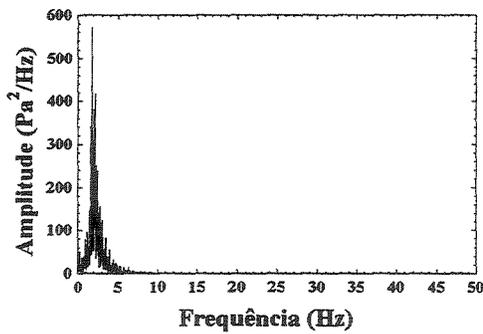
Espectro (f) – transição fluidização explosiva – *slugging*
 $U_0 = 0,33\text{m/s}$



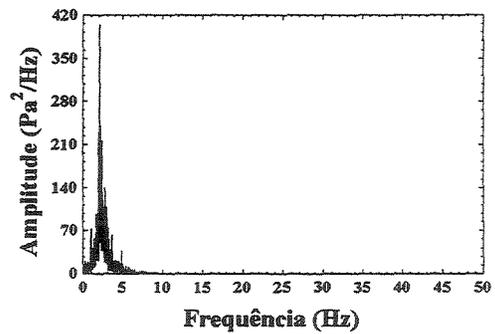
Espectro (g) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,32\text{m/s}$



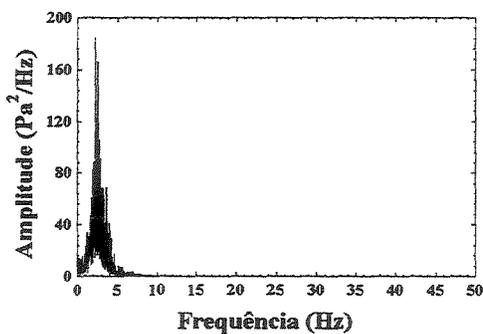
Espectro (h) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,315\text{m/s}$



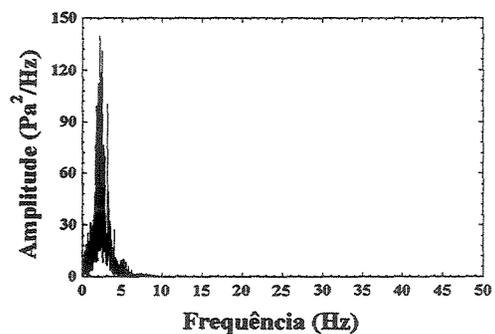
Espectro (i) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,31\text{m/s}$



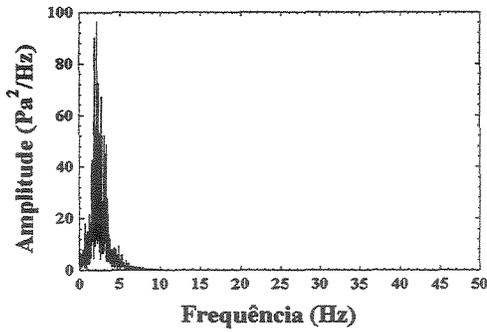
Espectro (j) – fluidização *slugging*
 $U_0 = 0,28\text{m/s}$



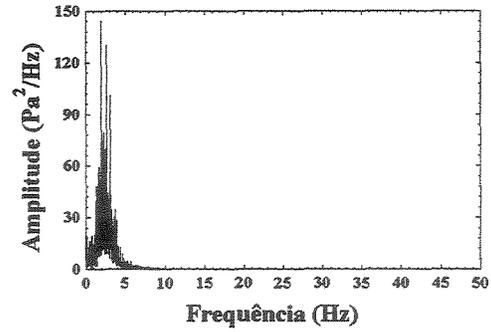
Espectro (l) – transição fluidização *slugging* – borbulhante
 $U_0 = 0,25\text{m/s}$



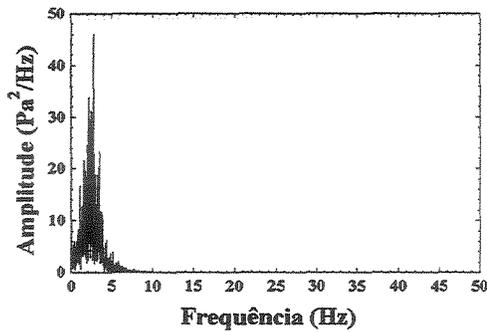
Espectro (m) – transição fluidização *slugging* - borbulhante
 $U_0 = 0,23\text{m/s}$



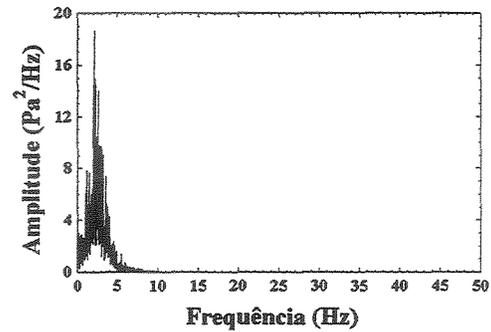
Espectro (n) – transição fluidização
slugging – borbulhante
 $U_0 = 0,215\text{m/s}$



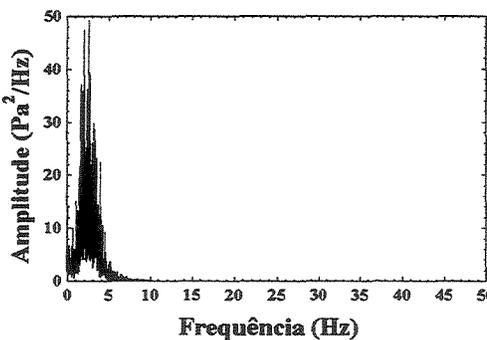
Espectro (o) – transição fluidização
slugging - borbulhante
 $U_0 = 0,21\text{m/s}$



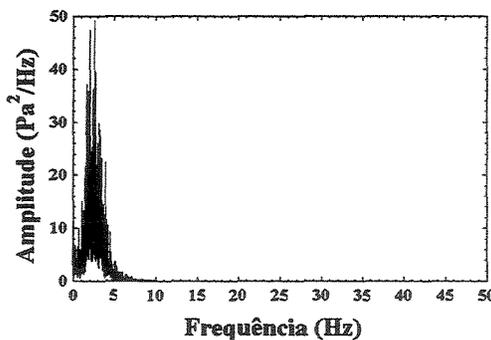
Espectro (p) – fluidização borbulhante
 $U_0 = 0,15\text{m/s}$



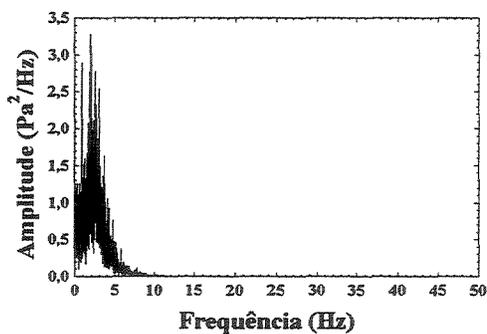
Espectro (q) – fluidização borbulhante
 $U_0 = 0,13\text{m/s}$



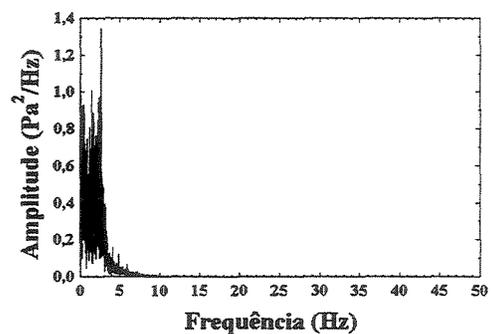
Espectro (r) – fluidização borbulhante
 $U_0 = 0,125\text{m/s}$



Espectro (s) – fluidização borbulhante
 $U_0 = 0,12\text{m/s}$



Espectro (t) – transição fluidização
borbulhante – leito fixo
 $U_0 = 0,1\text{m/s}$



Espectro (u) – transição fluidização
borbulhante – leito fixo
 $U_0 = 0,08\text{m/s}$

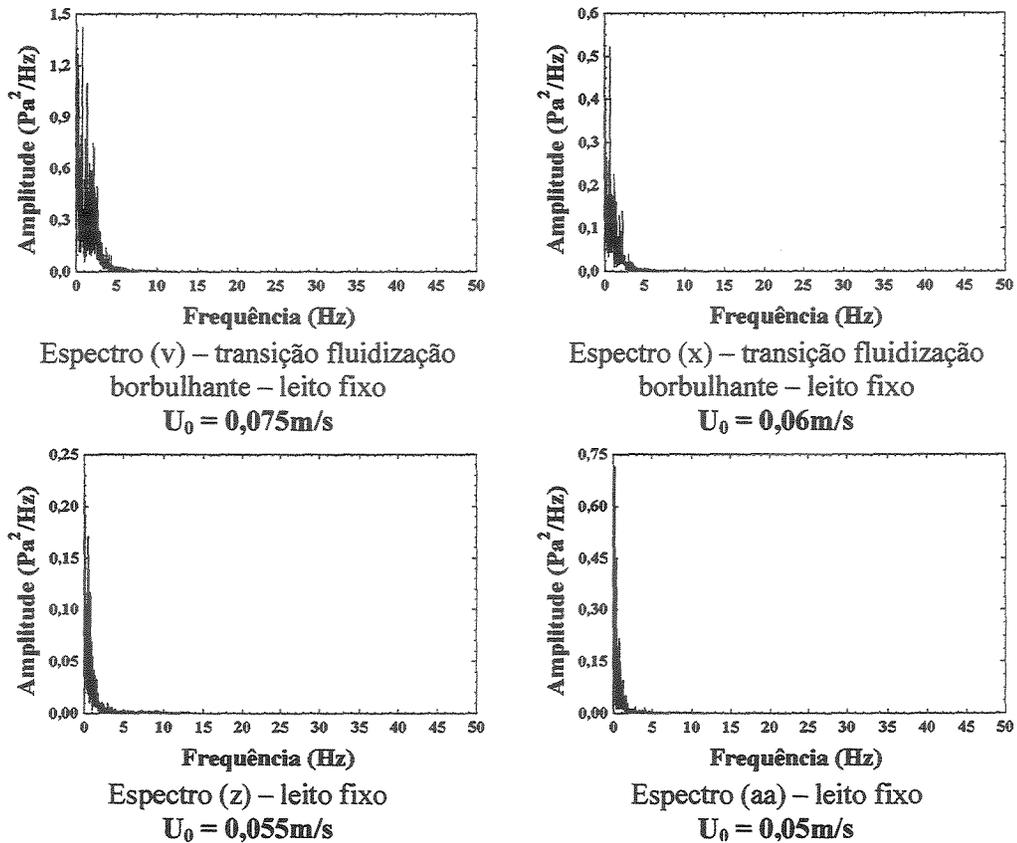


Figura 4.126 – Seqüência de espectros de potência da CMC III em ordem decrescente de velocidade do ar

O terceiro exemplo refere-se a um dos sólidos qualificados como do tipo A de Geldart. Na Figura 4.127 tem-se espectros de potência da CMC I em regimes estáveis e passando de um estado de fluidização para outro.

Destaca-se inicialmente a diferença marcante entre os espectros do regime explosivo (Figura 4.127 a, b, c e d) e os correspondentes ao regime borbulhante múltiplo (Figuras 4.127 g, h, i, e j). No trânsito de um regime para o outro, representado nas Figuras 4.127 e e f percebe-se que o conteúdo energético dos gráficos desloca-se para a esquerda (cumpre lembrar que se trabalhou com a velocidade decrescente do ar). Estes pontos foram obtidos precisamente no instante em que se verificou visualmente a mudança da fluidodinâmica dentro do leito.

Todos os sólidos do grupo A de Geldart acusaram a tendência de revelar uma frequência dominante das flutuações de pressão maior na fluidização explosiva quando comparados à borbulhante. Atribui-se este fato ao maior e substancial número de bolhas formadas na fluidização explosiva, o que ocasionou uma agitação mais intensa do leito,

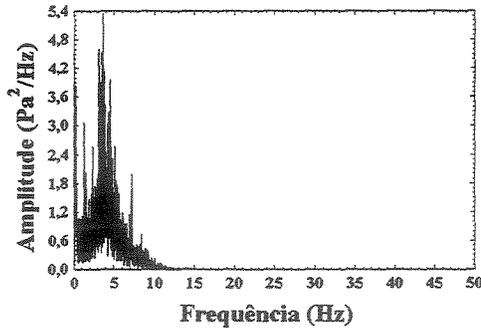
especialmente na superfície, onde ocorriam explosões simultâneas das bolhas de fluido que arremessavam a grandes distâncias as partículas de CMC I.

Outra transição representada de forma contundente foi a da passagem da fluidização borbulhante múltipla para fluidização particulada. A diminuição da incidência de bolhas ocasionou uma redução no conteúdo energético dos espectros, bem como o desaparecimento de uma frequência dominante (Figuras 4.127 l, m, n e o). A partir do ponto em que realmente não se formaram mais bolhas, e que a única movimentação percebida passou a ser leves vibrações das partículas, formaram-se espectros como os das Figuras 4.127 p e q.

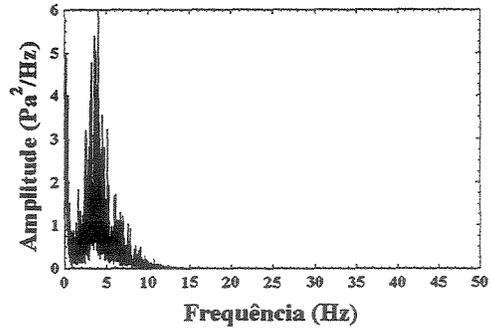
A única mudança, em que foi encontrada maior dificuldade na distinção dos espectros resultantes foi a da fluidização particulada para o leito fixo. Não se percebe, comparando as Figuras 4.127 p e q com as Figuras 4.127 r e s nenhuma característica marcante que permita que se delimite um regime do outro de forma precisa, a não ser um conteúdo energético em leito fixo mais modesto. Até mesmo a aparência do leito de partículas não sofreu grandes alterações, salvo graduais reduções na expansão do leito (quando da diminuição da velocidade do ar) e na intensidade da vibração das partículas.

Mais uma vez vislumbra-se espectros de frequência com formato persistente para cada regime, não obstante a variação da velocidade do fluido, sendo representada de maneira fidedigna a constância de cada forma de contato fluido-partícula.

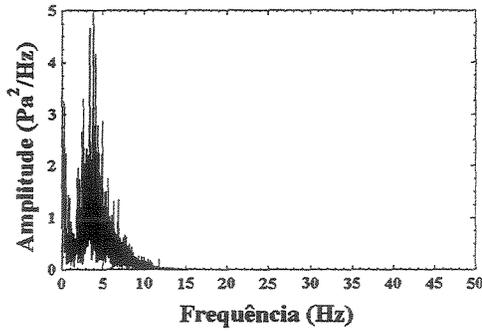
Os três exemplos esmiuçados neste item foram escolhidos tendo como propósito atingir o maior número possível de tipos de regimes fluidodinâmicos. No primeiro, o sólido foi a Areia III, material que apresentou comportamento na fluidização muito próximo de sólidos do grupo D (DiMATTIA *et al*, 1997); o segundo, representativo de sólidos qualificados como B típico, a CMC III; e o terceiro, com características físicas que o enquadram no digrama de Geldart como sendo do tipo A. Desta forma, foi possível demonstrar que, para todos os regimes estudados, e dentro da faixa de velocidade do fluido correspondente a cada um deles, os espectros de potência resultantes adquiriam uma forma e a mantinham inalterada até que os primeiros sinais de transição se manifestassem.



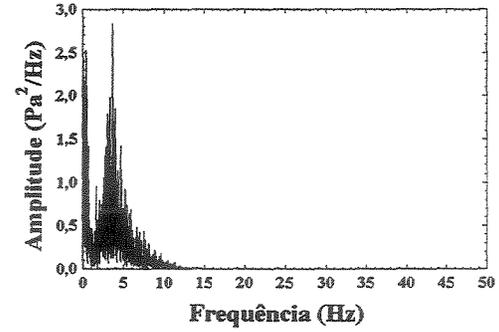
Espectro (a) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,102\text{m/s}$



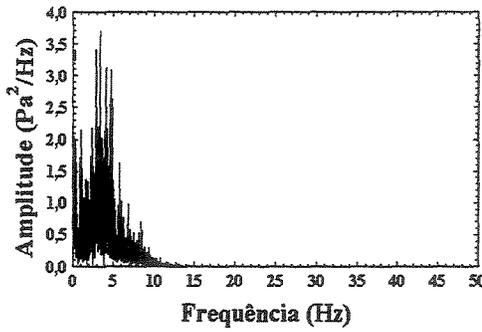
Espectro (b) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,1\text{m/s}$



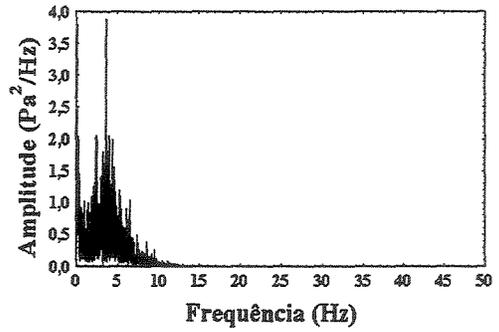
Espectro (c) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,096\text{m/s}$



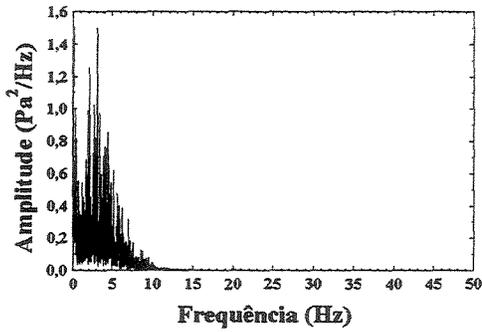
Espectro (d) – fluidização explosiva
 $U_0 = 0,073\text{m/s}$



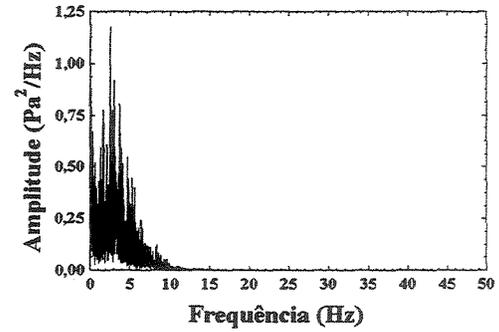
Espectro (e) – transição fluidização
explosiva - borbulhante múltipla
 $U_0 = 0,069\text{m/s}$



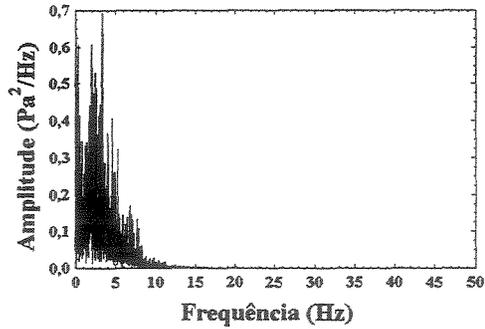
Espectro (f) – transição fluidização
explosiva - borbulhante múltipla
 $U_0 = 0,066\text{m/s}$



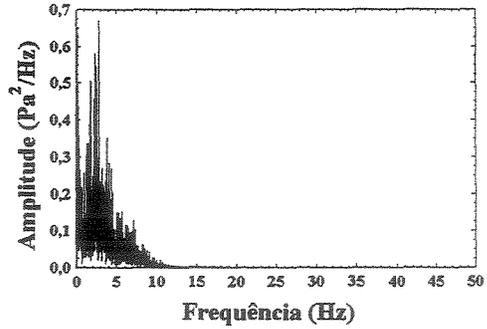
Espectro (g) – fluidização borbulhante
múltipla
 $U_0 = 0,064\text{m/s}$



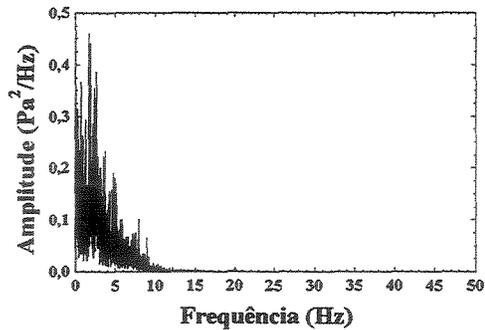
Espectro (h) – fluidização borbulhante
múltipla
 $U_0 = 0,053\text{m/s}$



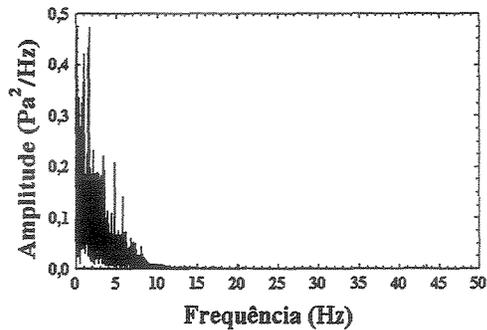
Espectro (i) – fluidização borbulhante múltipla
 $U_0 = 0,048\text{m/s}$



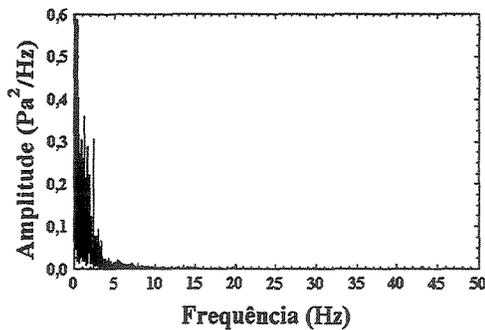
Espectro (j) – fluidização borbulhante múltipla
 $U_0 = 0,045\text{m/s}$



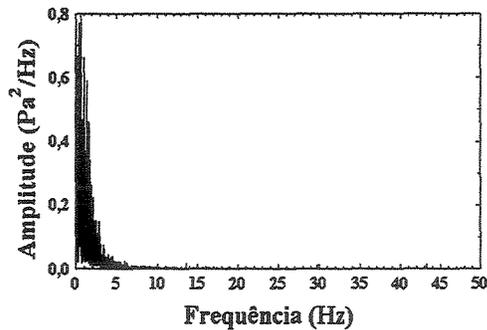
Espectro (l) – Transição fluidização borbulhante múltipla – particulada
 $U_0 = 0,043\text{m/s}$



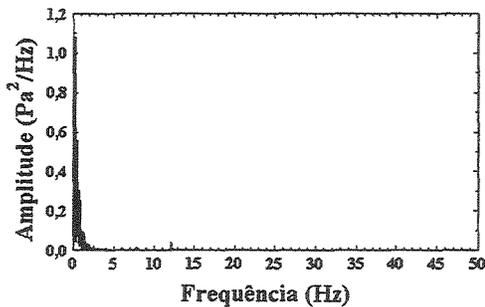
Espectro (m) – Transição fluidização borbulhante múltipla - particulada
 $U_0 = 0,037\text{m/s}$



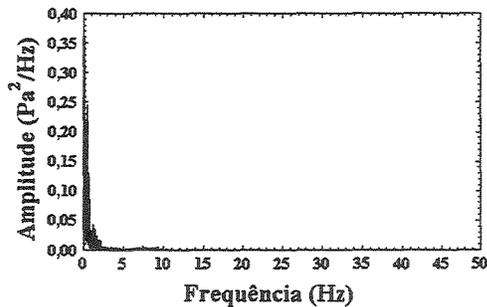
Espectro (n) – Transição fluidização borbulhante múltipla – particulada
 $U_0 = 0,026\text{m/s}$



Espectro (o) – Transição fluidização borbulhante múltipla - particulada
 $U_0 = 0,024\text{m/s}$



Espectro (p) – fluidização particulada
 $U_0 = 0,016\text{m/s}$



Espectro (q) – fluidização particulada
 $U_0 = 0,014\text{m/s}$

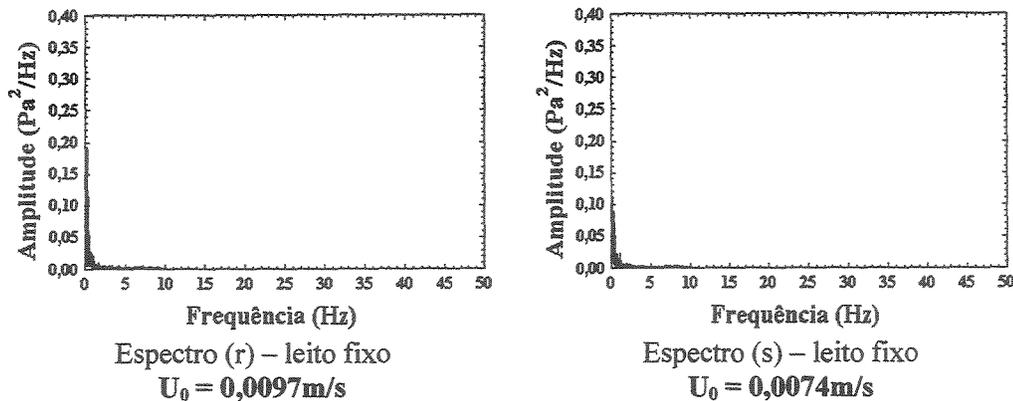


Figura 4.127 – Seqüência de espectros de potência da CMC I em ordem decrescente de velocidade do ar

3.3.3 – ANÁLISE DOS RESULTADOS DOS ESPECTROS POR REGIME DE CONTATO E A INFLUÊNCIA DO TAMANHO DA COLUNA

Existem vários métodos experimentais que objetivam caracterizar e diferenciar regimes de fluidização: observações visuais, análise de imagens, estimativa de propriedades físicas médias com o tempo, tais como perfil de concentração axial dos sólidos e tamanhos de bolhas de ar e análise e interpretação de sinais de flutuação de pressão de colunas de fluidização por meio de aquisição de dados (YATES e SIMONS, 1994). Considerando este último, em particular, uma grande quantidade de informações pode ser encontrada na literatura, e o foco de discussão dos trabalhos centra-se em diferentes aspectos pertinentes à técnica em questão.

Do ponto de vista de uma subsequente aplicação na indústria, os dois principais objetivos do intenso estudo de medidas temporais de pressão amostradas em tempo real em leitos fluidizados são a identificação e a monitorização de diferentes regimes de fluidização (DiMATTIA *et al*, 1997; ZIJERVELD *et al*, 1998; van OMMEN *et al*, 1999; TRNKA *et al*, 2000; KAGE *et al*, 2000; JOHNSON *et al*, 2000; BROWN e BRUE, 2001) e a demarcação de pontos de transição entre regimes (HONG *et al*, 1990; WILKINSON, 1995; BI e GRACE, 1995; BAI *et al*, 1996; ZIJERVELD *et al*, 1998). No primeiro caso o objetivo é identificar um padrão no comportamento das flutuações de pressão para cada estado fluidodinâmico, distinguindo-os com a ajuda de métodos quantitativos de análises de séries de tempo; no segundo, verificar o comportamento da resposta destes métodos na transição entre dois estados de fluidização.

Neste item são apresentados e discutidos os resultados da análise espectral das séries de tempo de pressão, objetivando identificar as diferenças marcantes nas características dos espectros de potência oriundos dos diversos regimes de fluidização verificados. O propósito aqui foi buscar estabelecer uma classificação por meio da metodologia estudada, com base no padrão espectral de cada um dos regimes de contato analisados, independentemente de sólido e coluna de fluidização e, desta forma, caracterizá-los e distinguí-los um do outro.

Visando salientar as diferenças entre os estados de fluidização estudados, demonstra-se esquematicamente ao lado de cada espectro, como se dava a movimentação dos sólidos e da fase fluida dentro da coluna de fluidização no regime corrente.

Os regimes *flat slugging* e borbulhante simples, conforme foi indicado anteriormente, somente foram observados para um sólido: a Areia III. Desta forma, não foi possível uma discussão mais completa acerca dos referidos regimes, considerando outros materiais.

Temos nas figuras a seguir outros dois exemplos de espectros de potência originados de séries de pressão destes dois estados de fluidização. Percebe-se que os espectros de frequência das Figuras 4.128 e 4.129 (bem como os demais que representaram estes dois regimes) são compostos de praticamente um componente de amplitude em uma frequência específica. Espectros com tal característica são chamados espectros discretos ou espectros em linha (BENDAT e PIERSOL, 1986).

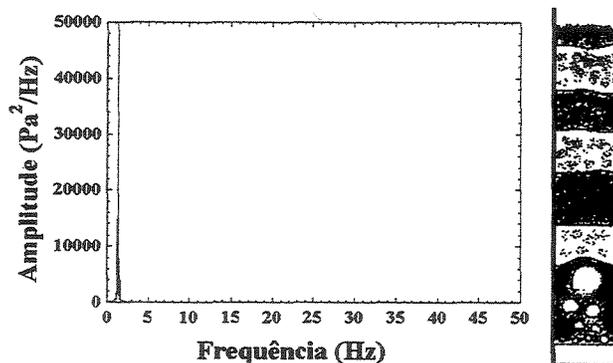


Figura 4.128 – Espectro de potência na fluidização *flat slugging* (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,68\text{m/s}$).

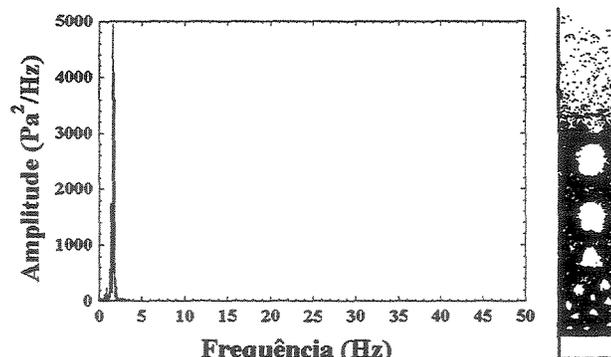


Figura 4.129 – Espectro de potência na fluidização borbulhante simples (Areia III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,55\text{m/s}$).

Diferentemente do anterior, o regime denominado *wall slugging* foi possível com três materiais, Areia I, Areia II e CMC III. O desempenho desta forma de contato fluido sólido foi marcado pela subida de grandes bolhas que deslizavam ascendentemente rente à parede da coluna (exatamente como na Figura 2.2 b).

Têm-se nas Figuras 4.130, 4.131 e 4.132 abaixo alinhadas exemplos de espectros obtidos com os três sólidos no regime analisado. Percebe-se a evidente divergência entre as três figuras descritas e a Figura 4.128, que exemplifica o regime *flat slugging*, indicando que estes dois regimes (que visualmente demonstraram comportamentos distintos), tiveram tal diferença satisfatoriamente revelada na análise espectral.

Outro fato importante reside na concordância presenciada entre os espectros das Figuras 4.130, 4.131 e 4.132. Há que se observar que esta é a primeira comparação direta de espectros de mesmo regime de fluidização obtidos com diferentes sólidos. Nota-se que os três espectros possuem não apenas frequências dominantes aproximadas, mas, sobretudo, larguras muito semelhantes. A largura do espectro é traduzida como diversidade de dimensões das bolhas formadas durante a fluidização. Nos três casos os *slugs* apresentaram pouca variabilidade no tamanho.

Convém lembrar que as variáveis tamanho de partícula e altura de leito fixo apresentam forte relação com a frequência dominante de flutuações de pressão: quanto mais profundo o leito de partículas, e maiores as partículas, menor a frequência dominante. No caso do efeito da profundidade do leito, esta diminuição na frequência se dá até alturas iniciais de leito de partículas ao redor de 1m, onde a partir da qual a frequência dominante torna-se constante (BAEYENS e GELDART, 1974). Em vista

disto, a comparação de espectros por meio da frequência dominante só é válida quando as alturas dos leitos fixos for a mesma e o tamanho das partículas aproximado (como foi o caso das condições experimentais do exemplo discutido acima).

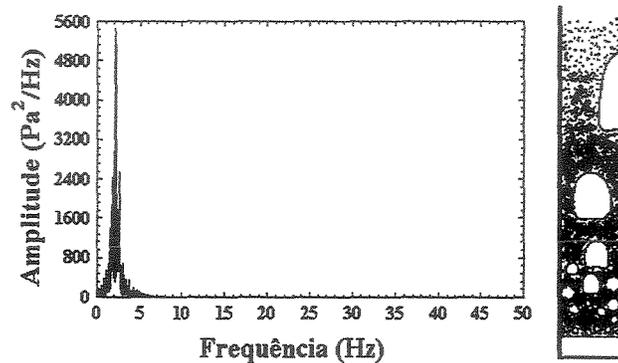


Figura 4.130 – Espectro de potência na fluidização *wall slugging* (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,31\text{m/s}$).

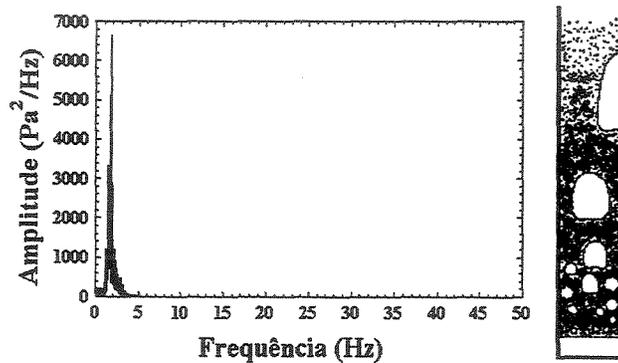


Figura 4.131 – Espectro de potência na fluidização *wall slugging* (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,39\text{m/s}$).

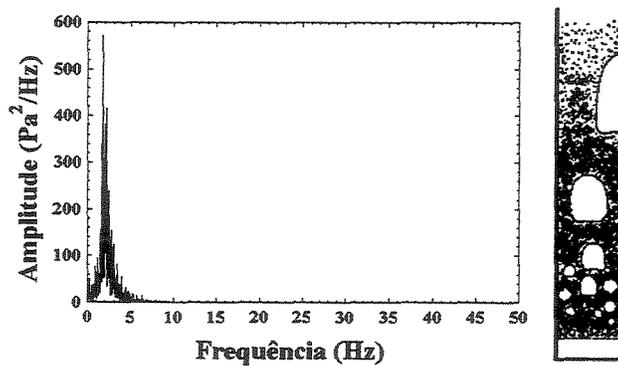


Figura 4.132 – Espectro de potência na fluidização *wall slugging* (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,31\text{m/s}$).

Ressalta-se que os regimes *slugging* foram observados apenas com os sólidos do tipo B e unicamente na coluna de 11cm, que possuía diâmetro suficientemente pequeno para que as bolhas ocupassem toda a extensão da seção transversal, a partir de uma dada velocidade do fluido.

Por sua vez, presenciou-se um expressivo aumento na largura dos espectros quando da passagem da fluidização *slugging* para a borbulhante múltipla. Percebe-se tal fato a partir da comparação das três últimas figuras com as quatro próximas, que se referem aos mesmos sólidos (Areia I, Areia II e CMC III). Constata-se que os espectros sofreram um substancial acréscimo na região de energia relevante, no que concerne a componentes de frequência proeminentes.

Novamente, têm-se espectros de potência muito parecidos entre si, em uma situação de mesmo regime (borbulhante múltiplo) e sólidos diferentes. Esta semelhança é observada não apenas entre as Figuras 4.133, 4.134, 4.135 e 4.136, referentes aos mesmos sólidos empregados na comparação com o regime anterior, mas também considerando a Figura 4.137, relativa à Alumina.

Tal semelhança é particularmente interessante quando se examina as Figuras 4.135 e a 4.136. Fitando-as com mais acuidade, percebe-se que se trata de caso singular entre os exemplos, visto que a primeira figura refere-se ao regime borbulhante da CMC III no leito de 11cm e a segunda como o mesmo sólido no leito de 14cm. Presencia-se um primeiro exemplo da verificação do efeito do tamanho da coluna nas características espectrais das séries de tempo. E o que se atenta é que foram extraídos sinais de pressão com semelhantes características das duas colunas.

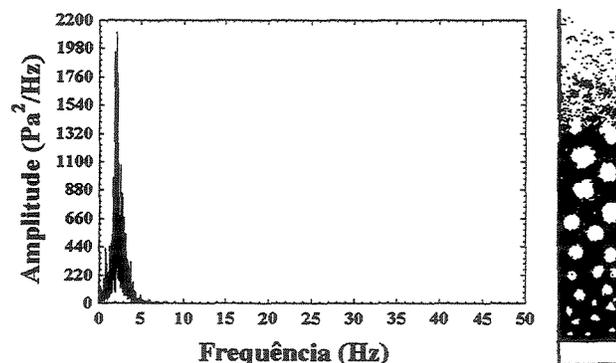


Figura 4.133 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (Areia I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,23\text{m/s}$).

O desempenho da fluidização borbulhante múltipla no leito de 14cm demonstrou qualidades análogas no que se refere à diversidade de tamanhos de bolhas, deslocamento ascendente e erupção na superfície do leito, em relação ao que foi percebido na primeira coluna. Outros exemplos de verificação do efeito do tamanho da coluna na metodologia estudada são oferecidos no decorrer deste item.

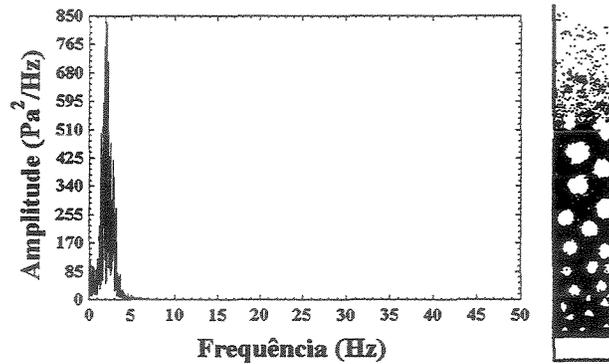


Figura 4.134 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,3\text{m/s}$).

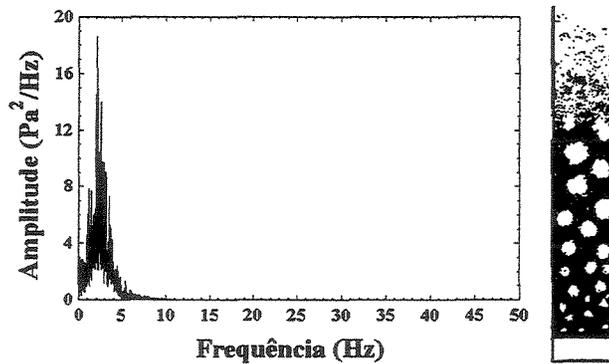


Figura 4.135 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,13\text{m/s}$).

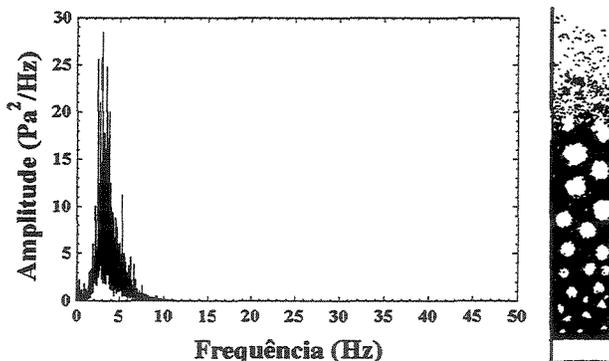


Figura 4.136 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC III, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,19\text{m/s}$, leito de 14cm).

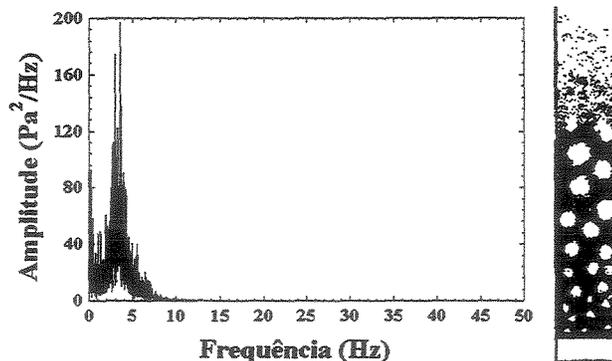


Figura 4.137 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (Alumina, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,096\text{m/s}$).

Resultados da análise de Fourier com os mesmos sólidos das figuras anteriores (Areia I e II, CMC III e Alumina) são apresentados a seguir, em uma condição experimental distinta: altura de leito fixo de 11cm. Ao se vislumbrar as Figuras 4.138, 4.139, 4.140, 4.141 e 4.142, atenta-se que as frequências dominantes de todos os espectros sofreram considerável acréscimo. Este aumento na frequência concorda com o que é discorrido em BAEYENS e GELDART (1974) e DHODAPKAR e KLINZING (1993), entre outros, sobre o efeito da altura inicial de leito fixo na frequência dominante de flutuação de pressão. Na verificação visual feita durante a realização dos experimentos notou-se uma maior velocidade de subida das bolhas de fluido, na altura de leito de 11cm, em relação à 22cm. Isto ocasionou um menor tempo de residência das bolhas dentro do leito, resultando em intervalos menores de atuação de cada fenômeno que contribui para a flutuação na pressão (formação das bolhas, subidas, erupção na superfície e ondas de pressão). Estes fatos somados acarretaram um aumento na frequência dominante das variações de pressão.

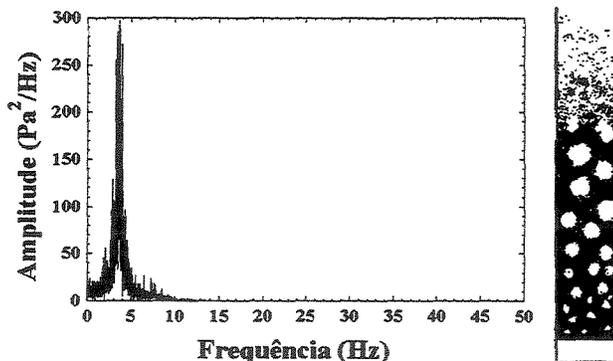


Figura 4.138 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (Areia I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,27\text{m/s}$).

No entanto foi preservada a diversidade de tamanho das bolhas, semelhante para todos os sólidos desta categoria, o que determinou larguras parecidas dos espectros em todos os casos considerados.

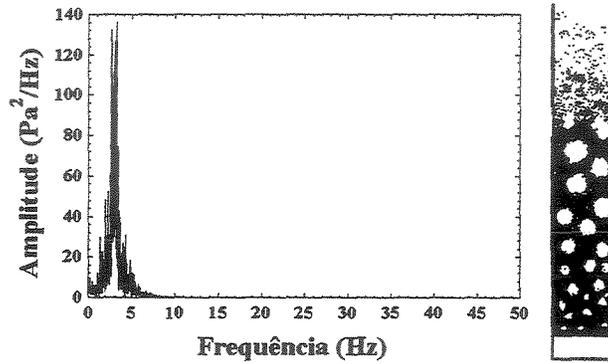


Figura 4.139 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (Areia II, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,33\text{m/s}$).

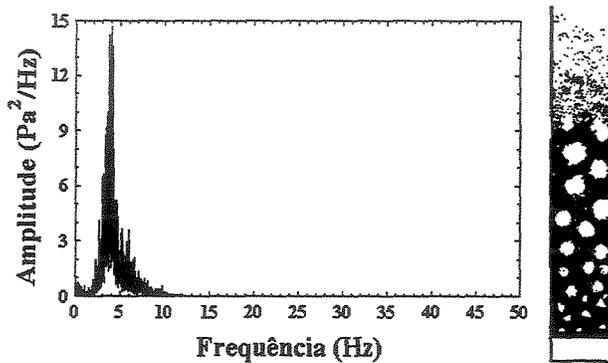


Figura 4.140 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC III, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,26\text{m/s}$).

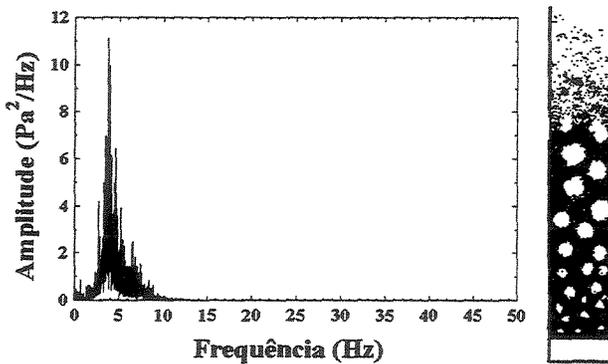


Figura 4.141 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC III, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,24\text{m/s}$, leito de 14cm).

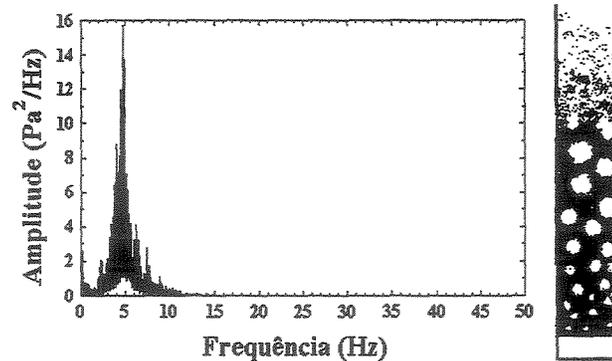


Figura 4.142 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (Alumina, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,057\text{m/s}$).

Repetiram-se novamente as semelhanças entre os espectros dos diversos sólidos do tipo B no regime borbulhante múltiplo, além da similaridade no que diz respeito aos resultados originados de colunas diferentes para os mesmos sólido e regime (Figuras 4.140 e 4.141 para CMC III).

Passando agora para o regime borbulhante múltiplo dos sólidos A e C de Geldart, de acordo com as Figuras 4.143, 4.144, 4.145 e 4.146, nota-se uma mudança brusca no perfil dos espectros. O regime borbulhante múltiplo destes sólidos se fez presente com a formação de bolhas de fluido ligeiramente menores que as observadas com os sólidos classificados como do tipo B, além de uma maior diversidade no tamanho das bolhas e maior velocidade de deslocamento das mesmas. Esta dinâmica diferenciada originou espectros de potência com banda distintamente mais larga em comparação com o regime borbulhante múltiplo dos sólidos do tipo B.

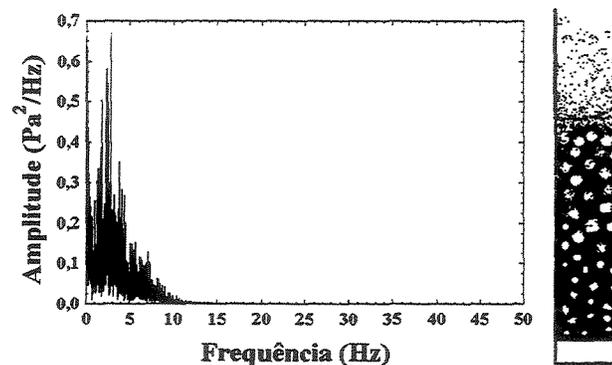


Figura 4.143 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,045\text{m/s}$).

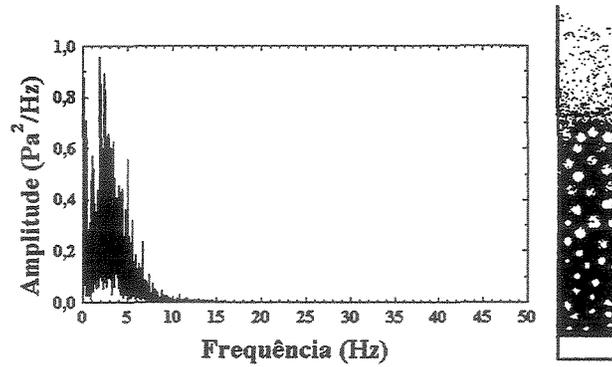


Figura 4.144 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (FCC regenerado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,023\text{m/s}$).

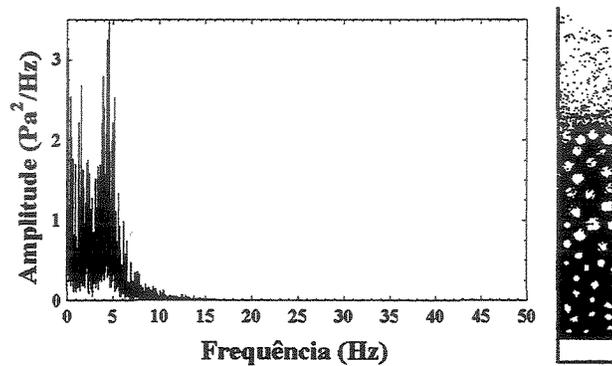


Figura 4.145 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (FCC usado I, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,036\text{m/s}$).

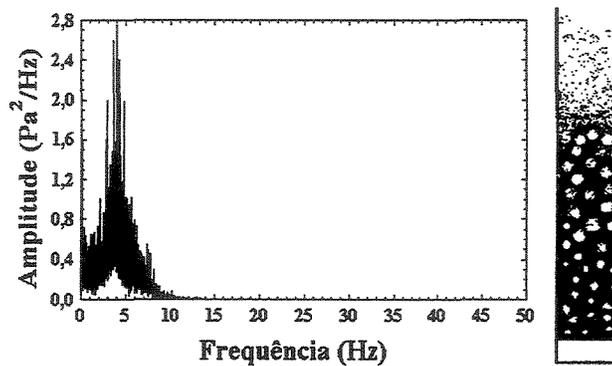


Figura 4.146 – Espectro de potência na fluidização borbulhante (CMC IV, $H_0 = 22\text{cm}$ e $U_0 = 0,02\text{m/s}$).

Outro regime de fluidização obtido com os sólidos A que proporcionou espectros bastante largos foi o borbulhante explosivo, conforme pode ser conferido nas Figuras 4.147, 4.148, 4.149, 4.150 e 4.151 a seguir. Nos cinco casos o leito fixo foi de 11cm.

Em todos os espectros, apesar da ampla região de conteúdo de energia de destaque, aparece sempre um componente de frequência que se sobressai, em torno de 5Hz. As figuras se mostram muito parecidas entre si e distintas do regime borbulhante dos sólidos B, sobretudo na frequência dominante. E comparando-se a Figura 4.147 com a 4.148 e a Figura 4.149 com a 4.150, constata-se novamente que o tamanho da coluna de fluidização não apresentou influência nas características espectrais, desta vez no regime de fluidização borbulhante explosivo.

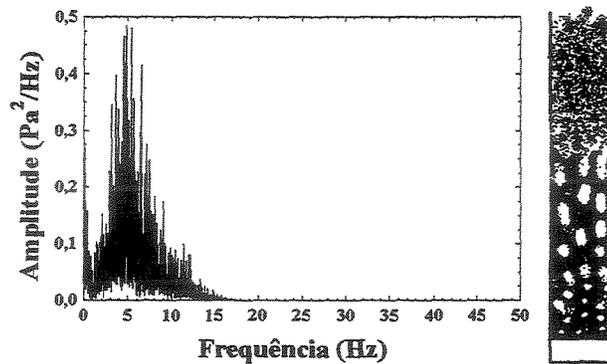


Figura 4.147 – Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (CMC I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,1\text{m/s}$).

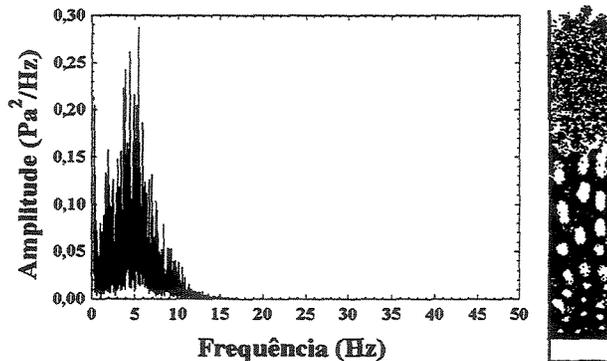


Figura 4.148 – Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (CMC I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,1\text{m/s}$, leito de 14cm).

Ao longo da discussão e apresentação dos resultados dos itens 3.1, 3.2, 3.3, 3.3.1 e 3.3.2, além dos demonstrados neste item até a Figura 4.151, aos poucos a percepção de que os regimes de fluidização estudados acusam espectros de potência distintos foi tomando forma. E em particular no presente tópico ficou claro outro fato, a influência das características físicas dos sólidos (classificação de Geldart) nos

resultados da análise espectral de alguns dos estados fluidodinâmicos, precisamente os regimes borbulhante múltiplo e explosivo. As informações reunidas sugerem uma distinção dos espectros por regime fluidodinâmico, com uma subdivisão por tipo de sólido.

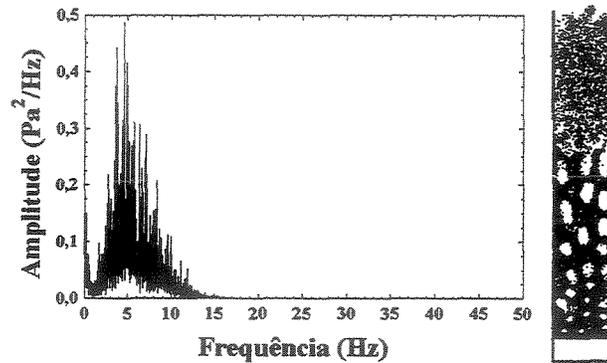


Figura 4.149 – Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (CMC II, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,098\text{m/s}$).

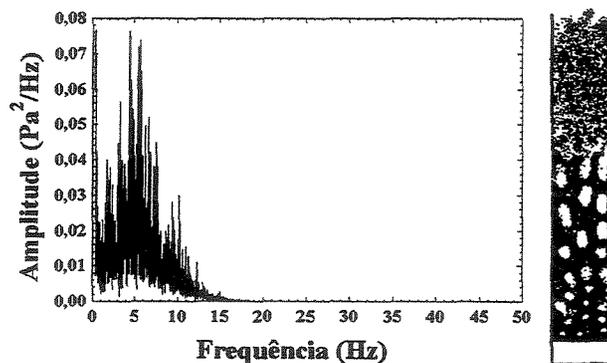


Figura 4.150 – Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (CMC II, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,074\text{m/s}$, leito de 14cm).

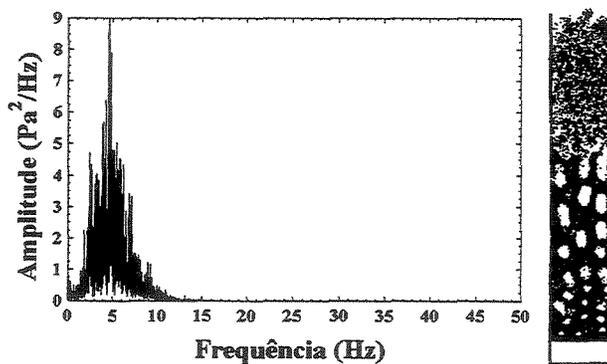


Figura 4.151 – Espectro de potência na fluidização borbulhante explosiva (FCC regenerado I, $H_0 = 11\text{cm}$ e $U_0 = 0,073\text{m/s}$).

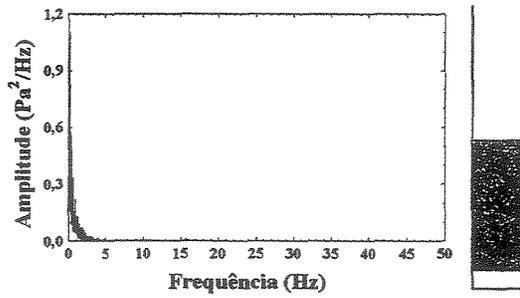
Para ficar mais visível e objetiva esta diferenciação, foram reunidos na Figura 4.152 espectros de potência de todos os regimes de fluidização estudados na presente tese. Visto ter sido demonstrado que diferentes sólidos fornecem resultados semelhantes para um mesmo regime, são apresentados espectros representativos de cada estado de fluidização.

Ao se cotejar as figuras, divisam-se evidentes diferenças entre os espectros de potência. Os estados de fluidização avaliados, que visualmente apresentaram comportamentos distintos, têm as suas diferenças traduzidas em espectros exclusivos para cada regime de contato.

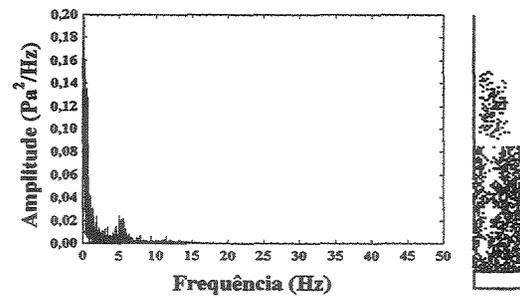
Os espectros 4.152 a e b, referem-se aos regimes de fluidização particulado e de canais preferenciais, os quais não chegam a formar bolhas de fluido e resultam, portanto, em espectros com baixo conteúdo energético e sem uma frequência ou região de frequências dominantes.

A Figura 4.152 c representa o que foi detectado no regime borbulhante múltiplo de sólidos do tipo B, espectros com largura intermediária dentre toda a população de resultados, diverso tanto dos dois primeiros como dos referentes ao regime borbulhante múltiplo dos sólidos do tipo A e C (Figura 4.152 d), estes os mais largos, juntamente com os do regime explosivo (Figura 4.152 f) das mesmas classes de sólidos. Por sua vez os espectros referentes ao regime borbulhante explosivo dos sólidos B ficou claramente situado (em termos de largura) entre o regime *wall slugging* (Figura 4.152 g) e o borbulhante múltiplo (Figura 4.152 c) daqueles materiais.

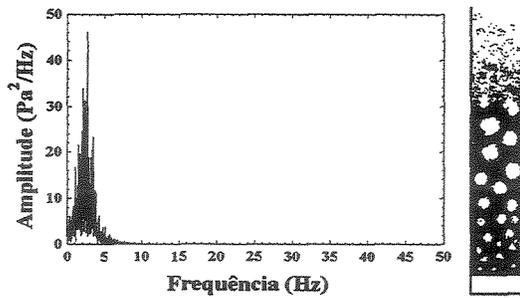
Por fim as séries temporais de pressão originadas da Areia III resultaram em espectros singulares, nos três regimes possibilitados pelo sólido. Os regimes *flat slugging*, borbulhante simples e explosivo, apresentaram movimentação da fluidização altamente regular (como pôde ser comprovado na representação das séries de pressão no domínio do tempo nas Figuras 4.61, 4.62 e 4.63). No diagrama de Geldart a Areia III situa-se muito próxima da fronteira entre as regiões que representam os materiais B e D, o que explica seu comportamento diferenciado em relação às outras duas granulometrias de areia (Areia I e Areia II). Sólidos do tipo D são mais adequados de se trabalhar em leitos de jorro, por formarem bolhas muito grandes mesmo em velocidades pouco acima de U_{mf} em leitos fluidizados, fato presenciado neste trabalho.



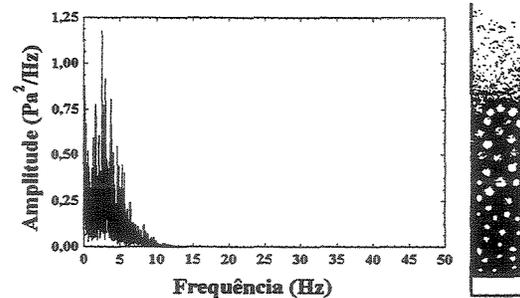
Espectro (a) – fluidização particulada,
CMC II
 $U_0 = 0,018\text{m/s}$



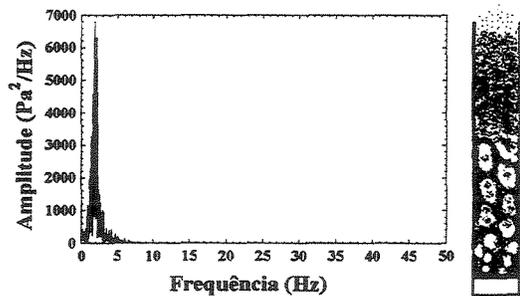
Espectro (b) – fluidização canais preferenciais,
FCC regenerado II
 $U_0 = 0,0016\text{m/s}$



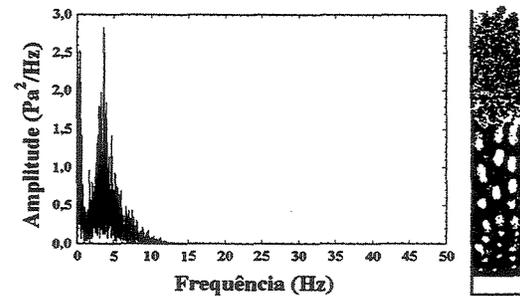
Espectro (c) – fluidização borbulhante
múltipla, CMC III (sólido tipo B)
 $U_0 = 0,15\text{m/s}$



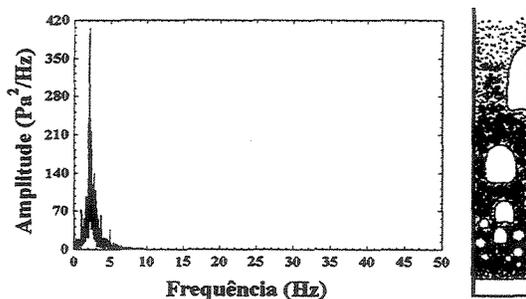
Espectro (d) – fluidização borbulhante múltipla,
CMC I (sólido tipo A)
 $U_0 = 0,053\text{m/s}$



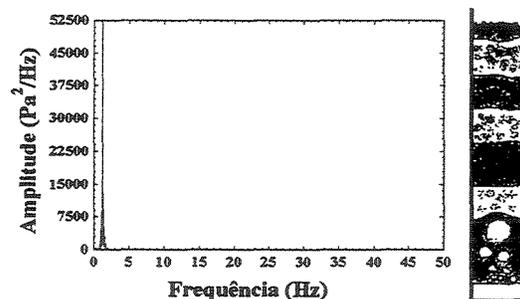
Espectro (e) – fluidização borbulhante explosiva,
Areia I (sólido tipo B)
 $U_0 = 0,44\text{m/s}$



Espectro (f) – fluidização borbulhante explosiva,
FCC regenerado I (sólido tipo A)
 $U_0 = 0,073\text{m/s}$



Espectro (g) – fluidização *wall slugging*,
CMC III
 $U_0 = 0,28\text{m/s}$



Espectro (h) – fluidização *flat slugging*,
Areia III
 $U_0 = 0,73\text{m/s}$

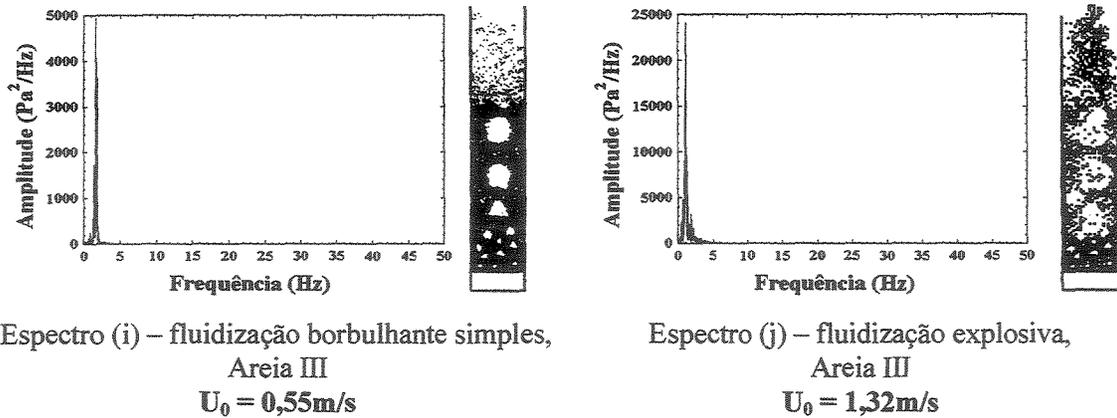


Figura 4.152 – Espectros de potência dos diferentes regimes de fluidização analisados

Assim como em GRACE (1986) a classificação proposta por GELDART (1973) manifestou-se novamente como um importante referencial no momento de definir um critério na distinção dos resultados alcançados. Suportado pelo diagrama, considerou-se como situações distintas os regimes borbulhante simples, *flat slugging*, *wall slugging*, borbulhante múltiplo e explosivo dos sólidos B e novamente borbulhante múltiplo e explosivo para os sólidos A e C.

O conjunto de gráficos da Figura 4.152 resume de forma categórica os resultados conquistados por meio da análise de Fourier, aplicada em séries de tempo de pressão, oriundas de medidas de flutuação de pressão ocorridas em regimes de fluidização típicos de colunas borbulhantes. A partir dos resultados expostos na figura e das discussões que a precederam (incluindo os itens anteriores), é permitido afirmar que a transformada de Fourier ofereceu respostas distintas (na forma de espectros de potência) para cada um dos estados fluidodinâmicos estudados. Tal premissa está suportada nas seguintes etapas experimentais que antecederam a obtenção dos resultados apontados na Figura 4.152: ensaios preliminares que permitiram identificar visualmente cada um dos regimes de contato posteriormente estudados, tomando como base as descrições da literatura clássica (KUNII E LEVENSPIEL, 1991, GELDART, 1986 e DAVIDSON *et al*, 1985); verificação da taxa de amostragem e do número de medidas de pressão adequados para a análise proposta; determinação dos locais mais apropriados de instalação dos sensores de pressão nas colunas de fluidização e checagem das respostas fornecidas pelos dois métodos de medida de pressão (itens 3.1 e 3.2 e em FELIPE e ROCHA, 2004); análise da diferenciação dos regimes de fluidização

via análise espectral, considerando os sólidos individualmente (item 3.3.1 e em FELIPE *et al*, 2002); averiguação da estabilidade dos espectros de cada regime, com a variação da velocidade do ar, e a transição para as condições fluidodinâmicas adjacentes; investigação sobre as semelhanças entre os espectros de cada regime obtidos com variados sólidos e em duas colunas de fluidização; por fim a reunião dos espectros típicos de diferentes regimes para uma avaliação global dos perfis, objetivando confirmar a individualidade de cada estado de fluidização.

Portanto os resultados finais desta pesquisa nos encorajam a dizer que a metodologia da FFT apresenta grande potencial como uma forma de se antever como está se desenvolvendo a fluidização dentro de uma coluna borbulhante. O título escolhido para esta tese (Identificação e Monitoramento...) assim como o projeto defendido no Exame de Qualificação I na verdade trataram-se de uma proposta de oferecer uma metodologia que permitisse identificar e monitorizar regimes de contato em uma coluna de fluidização gás-sólido. Os resultados demonstrados e discutidos na tese apontaram o seguinte, em relação àquela proposta: a identificação dos regimes manifestou-se na obtenção de espectros únicos para cada estado fluidodinâmico analisado; a monitorização ficou evidente no acompanhamento da estabilidade dos mesmos, tendo sido possível inclusive captar as transições para os regimes vizinhos, ou dependendo da aplicação, a fuga da condição desejada, se a idéia fosse a manutenção do regime corrente. Os objetivos primordiais da pesquisa foram, portanto, satisfatoriamente alcançados.

Um dos grandes problemas na operação de um leito fluidizado está na impossibilidade de se visualizar o que ocorre dentro do leito, isto em função de as colunas serem normalmente construídas em materiais não transparentes. A possibilidade de uma simples medida (flutuação de pressão) permitir se chegar a uma resposta que traduza a fluidodinâmica dentro do leito de forma confiável, abre vários caminhos na busca da otimização do desempenho de um reator de leito fluidizado. Visto que a análise de Fourier, da forma como foi estudada, oferece seus resultados em tempo real, a identificação e o monitoramento de um dado regime podem ser a chave na concepção de sistemas de controle que, referenciados por esta informação, tornariam possível acompanhar o desempenho de um leito fluidizado gás-sólido. Inegavelmente

significaria um sistema de grande utilidade e que traria enormes benefícios em uma aplicação na indústria.

3.3.4 – ENSAIOS DE RECOBRIMENTO DE PARTÍCULAS

Uma das linhas de pesquisa do Laboratório de Fluidodinâmica e Secagem da FEQ/UNICAMP trata do recobrimento de partículas em Leitos de Jorro e Fluidizado, área de trabalho que nos últimos anos rendeu inúmeras dissertações, teses e publicações (QUEIROZ FILHO *et al*, 1996; TARANTO *et al*, 1996; DONIDA e ROCHA, 2000; SILVA, 2003 entre outros) e conseqüente reconhecimento nacional e internacional do grupo por seus pares.

Um dos aspectos correntemente estudados, objetivando o domínio pleno da técnica, com vistas a uma posterior aplicação na indústria farmacêutica, é o da compreensão do fenômeno de aglomeração das partículas, que eventualmente pode ocorrer durante o processo de recobrimento de grânulos em leitos fluidizados gás-sólido, um acontecimento obviamente indesejado. A aglomeração ocasiona o surgimento de zonas mortas, a formação de canais preferenciais e, em alguns casos, até mesmo o colapso da fluidização. A ocorrência de tais fatos culmina com a queda no rendimento do processo e a perda daquela que é uma das principais vantagens desta técnica alternativa em relação aos processos usuais de recobrimento de fármacos, a obtenção de um produto com alto grau de homogeneidade.

Alguns testes experimentais foram realizados objetivando determinar as variáveis do processo que mais contribuem para a ocorrência da aglomeração. Em todos eles a idéia foi forçar a ocorrência da aglomeração e, a partir desta condição de trabalho crítica, primeiro, identificar as variáveis que mais contribuíram para o fenômeno e, posteriormente, tomar as devidas correções visando eliminar esta irregularidade no processo.

Os referidos experimentos foram efetuados na mesma coluna de 14cm de diâmetro interno adotada na presente tese, e o sólido utilizado a CMC, em uma granulometria de $300 \leq d_p \leq 420\mu\text{m}$. A carga de partículas empregada (mantida fixa em 800g de sólido) resultou em uma altura inicial do leito de aproximadamente 11,5cm. A substância empregada para o recobrimento foi uma solução polimérica aquosa, à base

de Eudragit®, transportada até o bico atomizador por uma bomba peristáltica. O ar comprimido, que tem a função de tornar possível borrifar a solução de recobrimento na forma de um *spray*, acima da superfície do leito, e assim possibilitar uma injeção bem distribuída, foi operado em uma pressão de 20psi. As medidas de pressão foram tomadas no plenum em uma taxa de aquisição de 100Hz e 8.192 pontos por espectro.

A análise experimental em questão possuía características que a tornavam um estudo de caso potencial em uma verificação preliminar da metodologia de monitoramento da fluidização, por meio da FFT. Além das condições operacionais similares às adotadas nesta tese (sólido, coluna de fluidização, altura do leito fixo, regime fluidodinâmico adotado) tratava-se de uma situação que permitiria testar a sensibilidade da metodologia em uma situação real de mudança de comportamento da fluidização, partindo de uma condição de trabalho desejável (regime borbulhante estável), até um estado crítico de colapso da fluidização.

Antes de apresentar os resultados referentes à aglomeração, vejamos inicialmente, nas condições em que se trabalhou, se o sistema de atomização, quando acionado, provocava alguma alteração significativa na resposta que é analisada.

Os espectros das Figuras 4.153 e 4.155 resultaram de medidas de pressão extraídas com o leito na condição de fluidização borbulhante múltipla estável, antes do bico atomizador ser ligado, e os das Figuras 4.154 e 4.156 imediatamente após ser acionado o sistema de atomização.

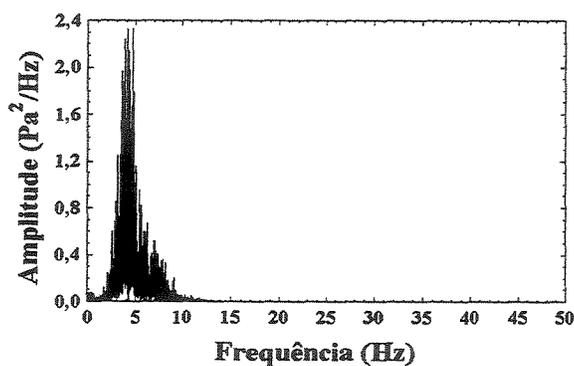


Figura 4.153 – Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla, bico atomizador desligado
(CMC 300-400 μ m, $H_0 = 11,5$ cm e $U_0 = 0,148$ m/s).

Percebe-se que praticamente nada se alterou no que diz respeito às características dos espectros (frequência dominante e largura), muito embora a superfície do leito tenha ficado mais agitada com a atomização ligada.

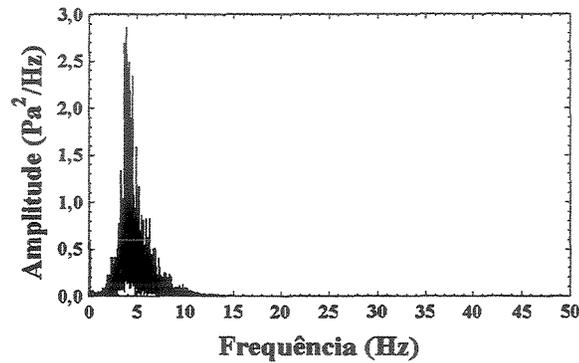


Figura 4.154 – Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla, bico atomizador ligado
(CMC 300-400 μ m, $H_0 = 11,5$ cm e $U_0 = 0,148$ m/s).

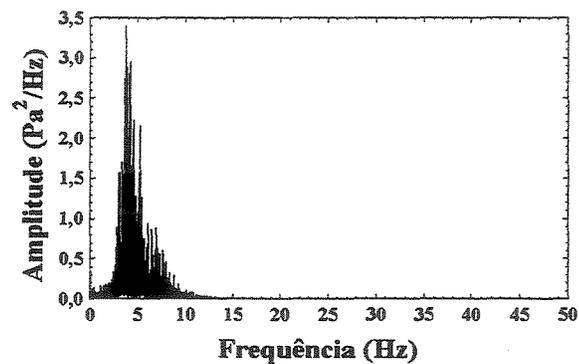


Figura 4.155 – Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla, bico atomizador desligado
(CMC 300-400 μ m, $H_0 = 11,5$ cm e $U_0 = 0,148$ m/s).

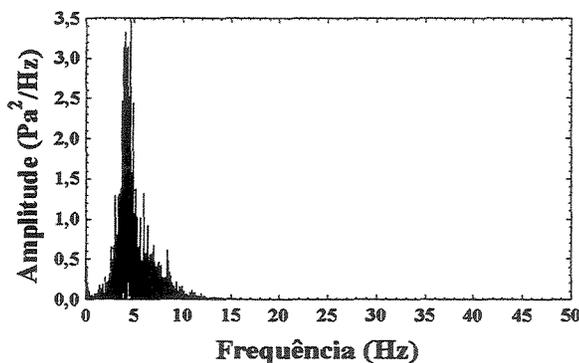


Figura 4.156 – Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla, bico atomizador ligado
(CMC 300-400 μ m, $H_0 = 11,5$ cm e $U_0 = 0,148$ m/s).

Os resultados apresentados acima mostram que, mesmo com o sistema de atomização ligado, seguiu predominando nas séries de pressão os efeitos da movimentação das bolhas de fluido e dos sólidos, o que por si só autorizou a se efetuar, ao longo da discussão que se segue, qualquer tipo de analogia entre as figuras que serão apresentadas (onde em todos os casos o sistema de recobrimento estava ligado) e as verificadas nos itens anteriores da discussão dos resultados.

O início da aglomeração se dava pela estagnação de regiões isoladas do leito, além do aparecimento de canais preferenciais e da não formação de bolhas nestas localidades. Particularmente em um dos experimentos acompanhados, uma boa parte do leito estancou por alguns minutos e logo a seguir esta região se desfez. Temos na Figura 4.157 o espectro captado imediatamente antes da formação desta região estagnada, e as três figuras seguintes (Figuras 4.158, 4.159 e 4.160) obtidas enquanto boa parte do leito ficou estática, devido à aglomeração.

Nota-se que a ocorrência da aglomeração parcial do leito ocasionou um visível estreitamento na largura dos espectros. A parte do leito que se manteve fluidizando passou a formar bolhas que não tinham mais o mesmo espaço para se desenvolver como antes, o que provocou uma diminuição na diversidade de tamanho de bolhas formadas. Isto se refletiu imediatamente na aparência dos espectros, que ficaram visivelmente mais estreitos. Demonstra-se aqui a eficácia da metodologia em detectar a estagnação parcial do leito, uma situação da mesma forma não desejada em uma condição de processo.

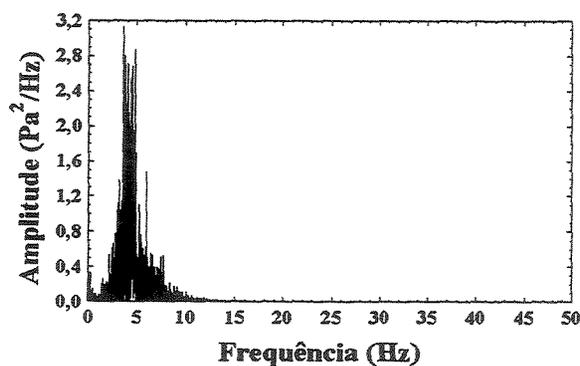


Figura 4.157 – Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla normal, bico atomizador ligado
(CMC 300-400 μ m, $H_0 = 11,5$ cm e $U_0 = 0,148$ m/s).

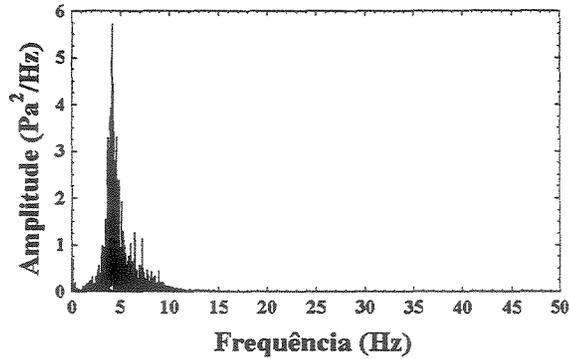


Figura 4.158 – Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla com parte do leito estagnado, bico atomizador ligado (CMC 300-400 μ m, $H_0 = 11,5$ cm e $U_0 = 0,148$ m/s).

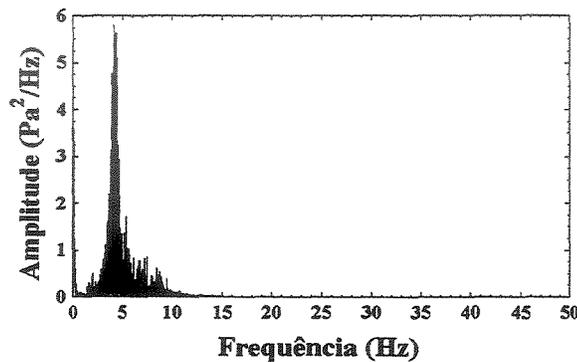


Figura 4.159 – Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla com parte do leito estagnado, bico atomizador ligado (CMC 300-400 μ m, $H_0 = 11,5$ cm e $U_0 = 0,148$ m/s).

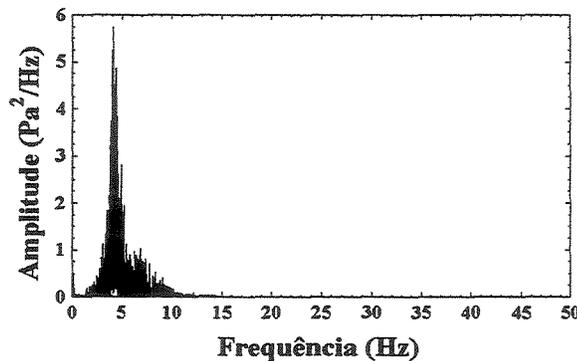


Figura 4.160 – Espectro de potência na fluidização borbulhante múltipla com parte do leito estagnado, bico atomizador ligado (CMC 300-400 μ m, $H_0 = 11,5$ cm e $U_0 = 0,148$ m/s).

Segue na Figura 4.161 uma seqüência de 16 espectros que ilustram em detalhes como reagiu a resposta oriunda da aplicação da FFT nas séries de pressão, às mudanças

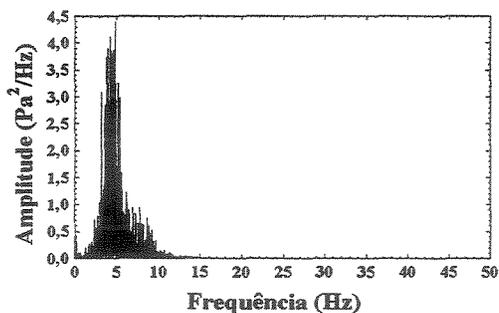
acontecidas dentro da coluna de fluidização, ocasionadas pela gradual e irreversível aglomeração das partículas.

Os espectros apresentados nas Figuras 4.161 a e b representam uma fluidização borbulhante (com recobrimento) se desenvolvendo ainda de forma bem distribuída e estável. Repare que a frequência dominante encontra-se em torno de 4Hz. A aparência destes espectros assemelha-se muito às dos referentes à fluidização borbulhante múltipla dos sólidos do tipo B, por exemplo, Figuras 4.140 e 4.141, obtidas com CMC III nos leitos de 11cm e 14cm, em uma altura de leito fixo de 11cm.

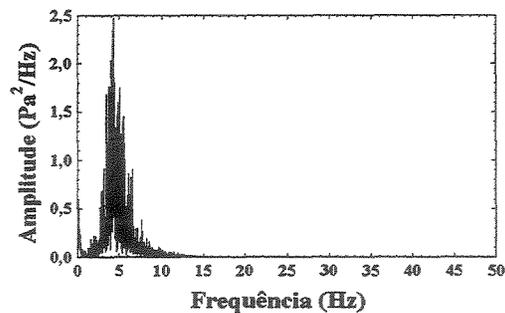
Os primeiros sinais de aglomeração surgiram com a desaceleração da dinâmica dentro do leito. A movimentação das partículas e das bolhas foi gradualmente diminuindo, como resultado do aumento da umidade das partículas. O reflexo desta primeira mudança na movimentação nos espectros foi uma pequena mas perceptível redução na frequência dominante, como pode ser conferido nas Figuras 4.161 c e d.

Após esta primeira etapa de modificação nas características da fluidização, que foi a redução na movimentação, uma segunda mudança passou a acontecer, o aparecimento dos primeiros canais preferenciais no leito e a ocorrência de pequenas erosões em dados locais, ao mesmo tempo em que em outras localidades a formação de bolhas se seguia de forma regular. Imediatamente as séries de tempo sentiram esta nova mudança, uma vez que os espectros resultantes sofreram nova modificação (Figuras 4.161 e e f). Nota-se que a distribuição dos componentes de frequência significativos deslocaram-se substancialmente para a esquerda. Na verdade os primeiros sinais desta alteração já aparecem na Figura 4.161 d.

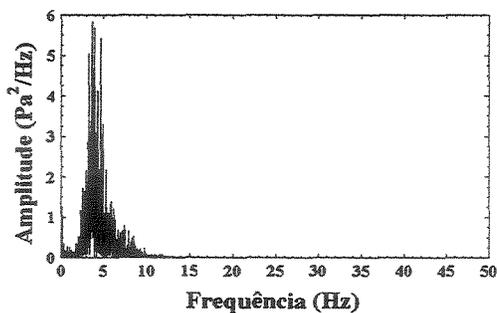
O intervalo de tempo entre a Figura 4.161 e (que representa o primeiro conjunto de dados obtidos, logo que significativas mudanças no comportamento do leito foram percebidas) e a Figura 4.161 g (quando o leito se encontrava imóvel, na condição de leito fixo), assim como o tempo correspondente a cada figura, não foi determinado de forma precisa, mas transcorreram-se aproximadamente 10 minutos entre a Figura 4.161 c e a 4.161 g.



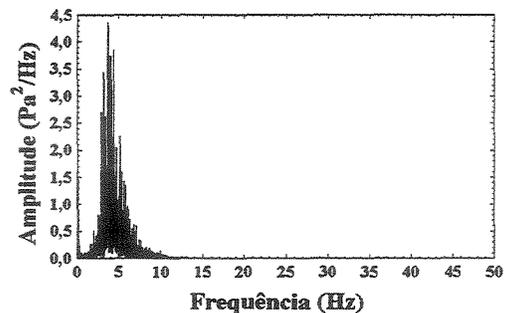
Espectro (a) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento e plenamente desenvolvida, $U_0 = 0,147\text{m/s}$



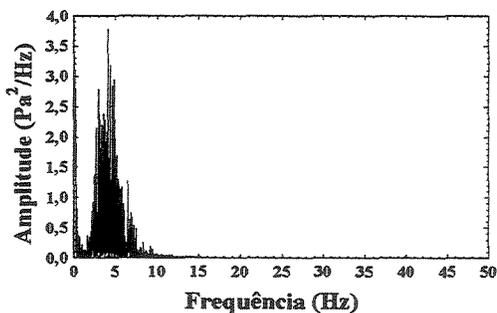
Espectro (b) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, plenamente desenvolvida, $U_0 = 0,147\text{m/s}$



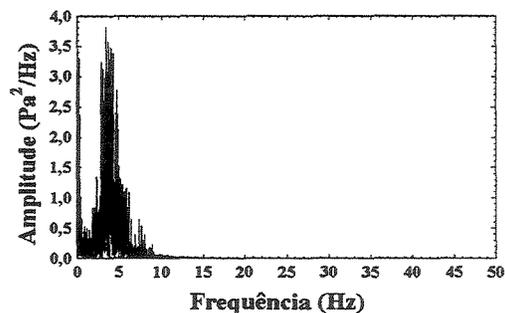
Espectro (c) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, desaceleração da fluidização, $U_0 = 0,147\text{m/s}$



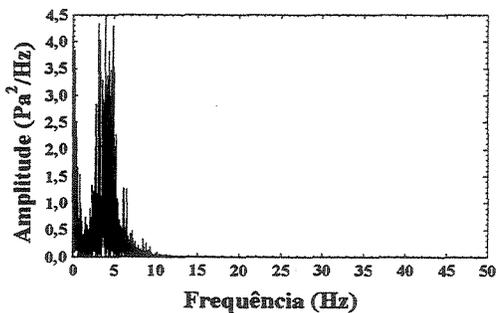
Espectro (d) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, desaceleração da fluidização, $U_0 = 0,147\text{m/s}$



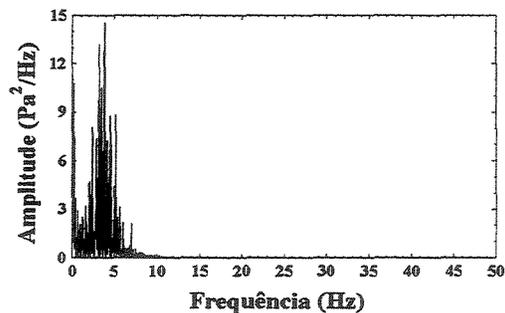
Espectro (e) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, primeiros canais preferenciais, $U_0 = 0,147\text{m/s}$



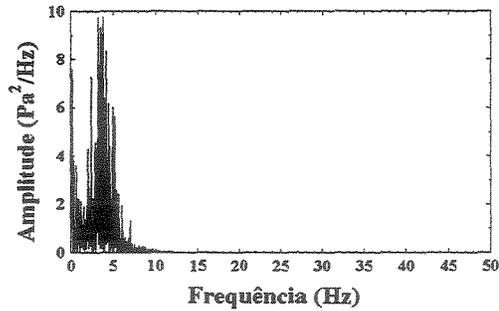
Espectro (f) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, primeiros canais preferenciais, $U_0 = 0,147\text{m/s}$



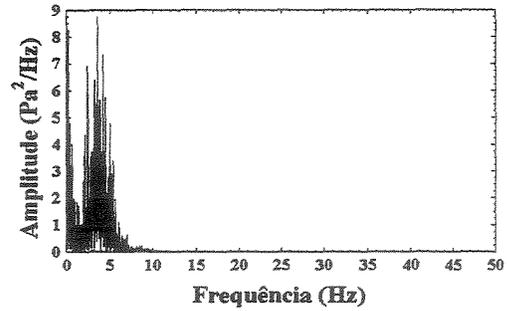
Espectro (g) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, maior presença de canais preferenciais, $U_0 = 0,147\text{m/s}$



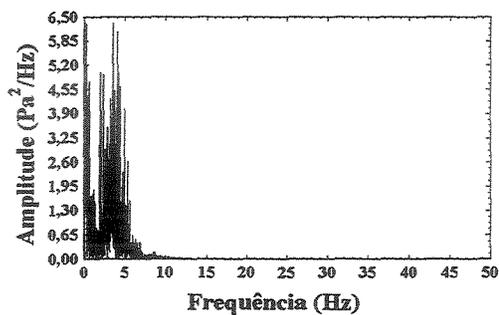
Espectro (h) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, maior presença de canais preferenciais, $U_0 = 0,147\text{m/s}$



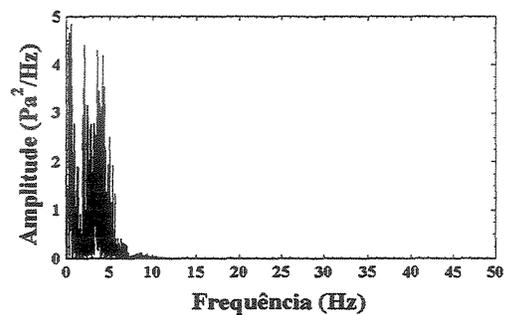
Espectro (i) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, gradual crescimento do volume do leito estagnado
 $U_0 = 0,147\text{m/s}$



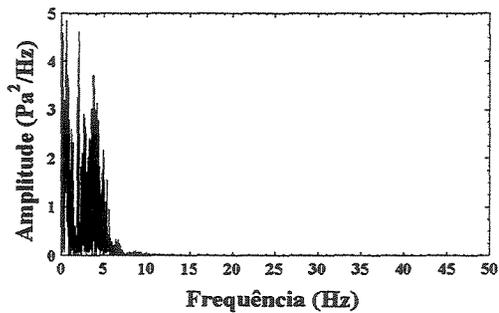
Espectro (j) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, gradual crescimento do volume do leito estagnado
 $U_0 = 0,147\text{m/s}$



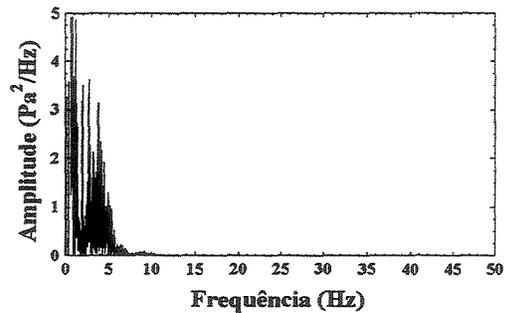
Espectro (l) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, gradual crescimento do volume do leito estagnado
 $U_0 = 0,147\text{m/s}$



Espectro (m) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, gradual crescimento do volume do leito estagnado
 $U_0 = 0,147\text{m/s}$



Espectro (n) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, colapso do leito
 $U_0 = 0,147\text{m/s}$



Espectro (o) – Fluidização borbulhante múltipla com recobrimento, colapso do leito
 $U_0 = 0,147\text{m/s}$

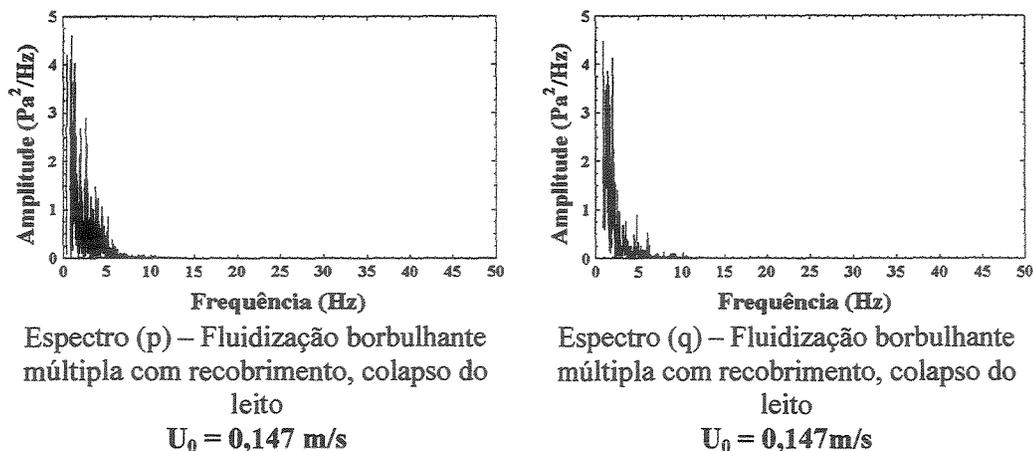


Figura 4.161 – Conjunto de espectros de potência extraídos durante o recobrimento, desde fluidização borbulhante plenamente desenvolvida até colapso total do leito

As alterações verificadas no decorrer deste período e as figuras correspondentes a cada uma delas foram as seguintes: surgimento dos primeiros canais preferenciais e pequenas e localizadas erosões no leito (Figuras 4.161 e e f); maior abrangência dos canais preferenciais em relação ao volume total do leito de partículas e algumas zonas mortas consideráveis na base da coluna (Figuras 4.161 g e h); rápido aumento no volume relativo do leito com aglomerados de partículas: da Figura 4.161 i até a Figura 4.161 m, mais da metade do leito já se encontrava estagnado; colapso total do leito: uma estagnação crítica (apenas pequenas partes do leito ainda fluidizando) iniciou-se no ponto correspondente à Figura 4.161 n, que acusa um espectro se desfazendo, até que o completo colapso da fluidização fosse atingido (Figura 4.161 q), onde o espectro formado possui concentração energética na extremidade esquerda, ao modo de leito fixo.

Se atentarmos bem o conjunto de espectros da Figura 4.161, perceberemos forte semelhança entre ele e os últimos espectros das Figuras 4.125, 4.126 e 4.127 (item 3.3.2. deste capítulo, que trata da estabilidade dos regimes), mais precisamente na região compreendida entre a fluidização borbulhante e o leito fixo, passando pela transição entre as duas condições. A diferença é que enquanto naquele caso o colapso da fluidização se deu em função da diminuição da velocidade do fluido, aqui a causa da defluidização foi a formação de grandes agregados de sólidos. Este fato foi provocado pelo exagerado aumento na umidade do material (devido à injeção de substância recobridora), que fez com que as forças de interação entre as partículas atuasse de forma muito mais contundente do que o arraste proporcionado pelo fluxo de ar.

O exemplo acima ilustra a potencialidade da aplicação da FFT em séries de tempo de pressão de leitos fluidizados, com a finalidade de se monitorizar um dado processo. No caso avaliado, a metodologia disponibilizou uma resposta que se mostrou objetiva, pois acusou, com satisfatória sensibilidade, uma mudança que no início foi sutil, mas que aos poucos foi tomando forma, e determinando uma nova condição no desempenho do equipamento totalmente indesejada.

Muito embora neste estudo de caso não tenham sido assinalados os tempos exatos correspondentes às mudanças na fluidização e seus respectivos espectros de potência, foi possível identificar claramente as diferenças entre as respostas relativas à fluidização borbulhante plena, que acusaram mesmo padrão em relação aos resultados obtidos nos itens precedentes para a mesma qualidade de regime e tipo de sólido, e aquelas referentes à transição para leito fixo, que significaram aqui a fuga da condição de trabalho requerida, uma fluidização borbulhante estável, para um estado indesejável, o leito na condição fixa ou em colapso.

Evidentemente faz-se necessário um estudo mais detalhado acerca da capacidade da análise de Fourier de informar com suficiente antecedência, mudanças que estejam para acontecer no desempenho de um leito fluidizado (defluidização total ou parcial do leito, passagem para um novo regime fluidodinâmico) e, a partir desta informação, tomar-se uma medida corretiva. No caso do exemplo acima, os primeiros e claros sinais de que algo estaria errado no comportamento da fluidização, são vislumbrados nos espectros 4.161 e e f, em que um afastamento do padrão observado até ali na resposta, destaca-se. Faz-se necessária a realização de novos ensaios que possibilitem a confirmação do comportamento observado neste exemplo, quanto ao início da aglomeração do leito, bem como efetuar-se uma quantificação precisa sobre o tempo que transcorre deste o início da falência da fluidização até a completa defluidização considerando-se, obviamente, as condições de trabalho (pressão de atomização, concentração da substância recobridora, U_0 , características físicas do sólido recoberto, etc.).

Da mesma forma será muito importante o estudo da metodologia em outros processos e aplicações da fluidização que clamem por uma monitorização eficiente, e que demonstre a estabilidade da qualidade da fluidização de maneira precisa e segura.

4 - CONSIDERAÇÕES FINAIS

Fazem-se necessários alguns comentários a respeito da metodologia estudada neste trabalho. Foi demonstrada, por intermédio dos resultados obtidos, que a metodologia apresenta grande sensibilidade na captação dos sinais de flutuação de pressão nos leitos fluidizados gás-sólido. Diferenças às vezes sutis no comportamento da fluidização (mas que determinavam uma mudança de regime de contato) foram representadas por alterações evidentes na resposta oferecida, os espectros de potência. Veja-se o caso das diferenças entre os regimes de fluidização borbulhante e *slugging* da CMC III. Este material, que é extremamente leve, provocou oscilações de pressão em uma escala muito pequena. Ainda assim foi possível a obtenção de respostas distintas entre um e outro regime quando a transformada de Fourier foi aplicada. E mesmo ao se confrontar os espectros provenientes de leito fixo e fluidização particulada (CMC I e FCC regenerado I), percebeu-se diferenças razoáveis e que traduziram a dinâmica que aconteceu dentro do leito.

Outro exemplo que ilustrou a capacidade da Transformada de Fourier em diferenciar regimes de fluidização foi o da Areia III. Os regimes borbulhante simples e o *slugging* (Figuras 4.106 e 4.107) acusaram frequências dominantes distintas, além de uma transição bem definida (Figura 4.125), embora as diferenças visuais não fossem tão evidentes.

Um aspecto interessante da análise espectral das flutuações de pressão, e que demonstra a eficiência da resposta que expressa a dinâmica de contato sólido-fluido, está na relação “largura do espectro (ou banda) – diversidade de tamanho das bolhas formadas dentro do leito”. No regime borbulhante múltiplo, como o próprio nome já indica, ocorre a formação de várias bolhas de fluido ao mesmo tempo, aparecendo em diversos tamanhos e velocidades de subida por entre as partículas, além de ocorrer explosões destas na superfície do leito simultaneamente e de forma isolada. Quanto mais diversas foram estas características, maior a largura do espectro de potência. A obtenção e o tratamento matemático das séries de tempo de pressão tornaram possível identificar e distinguir flutuações de diferentes intensidades e periodicidades, por mais leves que fossem estas ocorrências. E quando a fluidização apresentava pouca variação no tamanho das bolhas e movimentação mais próxima de um movimento cíclico

(borbulhamento simples e *slugging*), os espectros ficavam mais estreitos, indicando forte periodicidade na flutuação. Como os sólidos empregados proporcionaram os três tipos de regime borbulhante (simples, múltiplo e explosivo), além de borbulhamento múltiplo de intensidades diferentes entre sólidos dos tipos B em relação aos dos tipos A e C, a capacidade que a metodologia possui de demonstrar estas diferenças nas respostas obtidas pôde ser apresentada de forma detalhada com o uso de vários exemplos.

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS

Medidas de flutuação de pressão, efetuadas em duas colunas de fluidização gás-sólido, possibilitaram a distinção de diferentes regimes de contato fluido-partícula, o monitoramento dos modos de fluidização estudados, além da estimativa da velocidade de mínima fluidização.

A U_{mf} dos sólidos utilizados nos experimentos foi determinada por meio da relação entre o desvio padrão das flutuações de pressão e a velocidade do fluido. Em relação à metodologia alternativa estudada para a determinação da U_{mf} , as seguintes conclusões foram observadas:

- Para uma estimativa confiável de U_{mf} , os sensores de pressão não podem ser instalados muito próximo do distribuidor de ar, quando posicionados acima do mesmo, e devem permanecer todo o transcorrer das medidas abaixo da superfície do leito de partículas;
- Os dois métodos de medida de pressão, absoluto e diferencial, mostraram-se adequados na estimar U_{mf} , tendo sido observada diferença insignificante na precisão dos resultados entre as duas formas de medida;
- A câmara plena mostrou ser um local apropriado para a obtenção de sinais de pressão, oferecendo resultados equivalentes de precisão em relação aos pontos situados acima do distribuidor, em termos de desvios percentuais entre o método estudado e o tradicional (curva fluidodinâmica). A vantagem de se realizar medidas naquele local está no fato de não haver o risco de bloqueio dos sensores por sólidos;
- Faixas de velocidade do ar mais amplas do que as observadas em trabalhos anteriores (entre 1 e 3 vezes U_{mf}) permitem a estimativa de U_{mf} . Na verdade a relação linear entre o desvio padrão das flutuações e a velocidade do fluido persiste do início da formação de bolhas de fluido até próximo da fluidização turbulenta;

- A metodologia mostrou-se adequada à estimativa do ponto onde se inicia a fluidização não apenas de sólidos do tipo B, mas também para materiais classificados como A de Geldart;
- O método possui grande potencial na sua utilização em processos industriais, já que a sua aplicação não exige que o leito seja defluidizado, ao contrário da forma tradicional de determinação da U_{mf} .

Sobre a caracterização de regimes de fluidização através da Transformada de Fourier:

- Novamente, os sensores devem permanecer afastados da placa distribuidora e abaixo da superfície do leito;
- Os dois métodos de medida de pressão forneceram espectros de potência semelhantes, indicando que os sinais captados por ambos se assemelharam em termos de componentes de frequência.
- A câmara plena revelou-se um local seguro e adequado para a realização de medidas de pressão;
- O acompanhamento da flutuação de pressão no tempo forneceu algumas pistas sobre o que acontece dentro do leito quando em fluidização, mas somente esta informação não foi suficientemente segura para apontar exatamente o que acontecia dentro da coluna;
- Os espectros de potência revelaram informações detalhadas sobre os regimes de fluidização estudados, como diversidade de tamanhos e velocidade de deslocamento de bolhas, transição entre um regime e outro e a estabilidade de cada regime.
- Para uma mesma altura de leito fixo, foi possível a distinção de sete regimes de fluidização gás-sólido, por meio das características dos espectros de potência obtidos de cada um deles (frequência dominante, largura e amplitude dos espectros).
- A aplicação da FFT em séries de tempo de pressão foi testada em um experimento de recobrimento, no qual forçou-se uma gradual aglomeração do processo. Os resultados obtidos foram bastante promissores no que concerne ao

potencial da ferramenta não apenas como uma forma de monitorar o processo de fluidização, mas também de indicar com satisfatória sensibilidade que a desenvoltura do leito fluidizado inicia um afastamento da condição desejada de trabalho.

Os resultados obtidos e discutidos nesta tese indicaram que a aplicação da transformada de Fourier em séries de tempo de pressão, e a posterior obtenção dos espectros de potência em tempo real, traduziu-se como uma forma objetiva de se identificar e monitorar um leito fluidizado gás-sólido. As diferentes condições experimentais adotadas (tipo de sólido, coluna de fluidização, altura de leito fixo, regime fluidodinâmico, etc.) possibilitaram testar a metodologia em um sem número de opções de trabalho, o que dá um suporte ainda maior aos bons resultados alcançados. Com isso, abre-se um leque de opções de o LFS dar continuidade nesta linha de pesquisa.

Como sugestões de trabalhos futuros podem ser feitas as seguintes investigações:

- Verificar a viabilidade da metodologia de aplicação da FFT em séries de tempo de pressão, na monitorização de dois processos distintos, executados em leitos fluidizados em escala de laboratório: recobrimento de partículas e secagem de pós;
- Estender a verificação da metodologia a estudos fluidodinâmicos de outras configurações de leitos fluidizados, tais como leitos fluidizados pulso rotativos;
- Realizar testes experimentais em leitos fluidizados em escala industrial, com o propósito de investigar o desempenho da metodologia estudada em condições reais de processos;
- Estudar a monitorização do processo de recobrimento de partículas em leitos de jorro por meio da análise espectral;
- Elaborar um sistema de controle que empregue a resposta fornecida pela FFT como referência, e que execute medida corretiva caso ocorra alguma alteração significativa no regime de fluidização (ou de jorro) corrente. A capacidade do sistema de realizar a devida correção partiria do pressuposto de que cada um dos regimes de contato possíveis pelas duas configurações de leitos móveis apresenta um padrão espectral.

CAPÍTULO VI

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ARNALDOS, J., CASAL, J. Prediction of transition velocities and hydrodynamical regimes in fluidized beds. *Powder Technology*, v. 86, p. 285 – 298, 1996
- ATKINSON, C. M., CLARK, N. N. Amplitude reduction and phase lag in fluidized bed pressure measurements. *Chemical Engineering Science*, v. 43, p. 1547-1557, 1988
- BABU, S. P., SHAH B., TALWALKAR, A. Fluidization Correlations for Coal Gasification Materials – Minimum fluidization velocity and fluidized bed expansion ratio. *AIChE Symposium Series*, v. 74 (176), p.176, 1978
- BAEYENS, J., GELDART, D. (1973) Citado em DAVIDSON, J. F.; CLIFT, R.; HARRISON, D. *Fluidization*. Academic Press, London, 1985
- BAEYENS, J., GELDART, D. An investigation into slugging fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 29, p. 255-265, 1974
- BAI, D., BI, H. T., GRACE, J. R. Chaotic behavior of fluidized beds based on pressure and voidage fluctuations. *AIChE Journal*, v. 43, p. 1357-1361, 1997
- BAI, D., GRACE, J. R., ZHU, J.X. Characterization of gas fluidized beds of group C, A and B particles based on pressure fluctuations. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.77, p.319-324, 1999
- BAI, D., ISSANGYA, A. S., GRACE, J. R. Characteristics of gas-fluidized beds in different flow regimes. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, v. 38, p. 803-811, 1999

- BAI, D., MASUDA, Y., NAKAGAWA, N., KATO, K. Hydrodynamic behavior of a binary solids fluidized bed. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, v.29, p. 211-216, 1996
- BASKAKOV, A. P., TUPONOGOV, V. G. , FILIPPOVSKY, N. F. A study of pressure fluctuations in a bubbling fluidized bed. *Powder Technology*, v. 45, p. 113-117, 1986
- BENDAT, J. S., PIERSOL, A. G. *Random data analysis and measurement procedures*. New York: John Wiley & Sons, 1986, 566 p
- BENDAT, J. S., PIERSOL, A. G. *Engineering applications of correlation and spectral analysis*. New York : John Wiley & Sons, 1980
- BI, H., CHEN, A. Pressure fluctuations in gas-solids fluidized beds. *China Particuology*, v. 1, nº 4, p. 139 – 144, 2003
- BI, H. T., ELLIS, N., ABBA, I. A., GRACE, J. R. A state-of-art review of gas-solid turbulent fluidization. *Chemical Engineering Science*, v. 55, p. 4789 – 4825, 2000
- BI, H. T., GRACE, J. R. Effect of measurement method on the velocities used to demarcate the onset of turbulent fluidization. *The Chemical Engineering Journal*, v. 57, p. 261-271, 1995
- BI, H. T., GRACE, J. R., ZHU, J. Propagation of pressure waves and forced oscillations in gas-solid fluidized beds and their influence on diagnostics of local hydrodynamics. *Powder Technology*, v. 82, p. 239-253, 1995
- BRACEWELL, R. N. *The Fourier Transform and Its Applications*. New York: McGraw-Hill Book Company, 1965, 381 p
- BRIGHAM, E. O. *The fast fourier transform and its applications*. Prentice-Hall, Inc., 1988

- BRIONGOS, J. V., SOLER, J. G. Free top fluidized bed surface fluctuations as a source of hydrodynamic data. *Powder Technology*, v. 134, p. 133 – 144, 2003
- BROADHURST, T. E., BECKER, H. A. (1975) Citado em DAVIDSON, J. F.; CLIFT, R.; HARRISON, D. *Fluidization*. Academic Press, London, 1985
- BROWN, R., BRUE, E. Resolving dynamical features of fluidized beds from pressure fluctuations. *Powder Technology*, v. 119, p. 68 – 80, 2001
- BRUE, E., BROWN, R. C. Use of pressure fluctuations to validate hydrodynamic similitude in fluidized media: bubbling beds. *Powder Technology*, v. 119, p. 117 – 127, 2001
- CAI, P., JIN, Y., YU, Z. –Q, WANG, Z. –W. Mechanism of flow regime transition from bubbling to turbulent fluidization. *AIChE Journal*, v. 36, p. 955-956, 1990.
- CATIPOVIC, N. M., JOVANOVIC, G. N., FITZGERALD, T. J. *AIChE Journal*, v. 24, p. 543, 1978
- CHEN, A., BI, H. T. Pressure fluctuations and transition from bubbling to turbulent fluidization. *Powder Technology*, v. 133, p. 237 – 246, 2003
- CLIFT, R. (1986). Citado em KUNII, D.; LEVENSPIEL, O. *Fluidization engineering*. New York: John Wiley & Sons, 1991, 491 p
- CLIFT, R.; GRACE, J. R. (1985). Citado em DAVIDSON, J. F.; CLIFT, R.; HARRISON, D. *Fluidization*. Academic Press, London, 1985
- COUDERC, J. Citado em DAVIDSON, J. F.; CLIFT, R.; HARRISON, D. *Fluidization*. Academic Press, London, 1985
- DAVIDSON, J. F.; CLIFT, R.; HARRISON, D. *Fluidization*. Academic Press, London, 1985

- DAVIDSON, J. F. (1968) Citado em ROY, R., DAVIDSON, J. F., TUPONOGOV, G V.
The velocity of sound in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 45, p.
3233 – 3245, 1990
- DHODAPKAR, S. V., KLINZING, G. E. Pressure fluctuation analysis for a fluidized bed.
AIChE Symposium Series, nº 296, p.170-183, 1993
- DiMATTIA, D. G., AMYOTTE, P. R., HAMDULLAHPUR, F. Slugging characteristics of
group D particles in fluidized beds. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*,
v. 75, p. 452 – 459, 1997
- DOICHEV, K., AKHMAKOV, N. S. (1979) Citado em DAVIDSON, J. F.; CLIFT, R.;
HARRISON, D. *Fluidization*. Academic Press, London, 1985
- DONIDA, M. W., ROCHA, S. C. S. Análise do processo de recobrimento de uréia em leito
de jorro bidimensional com suspensão polimérica aquosa. In 28o. Congresso
Brasileiro de Sistemas Particulados, 2000, Teresópolis – RJ.
- DRAHOS, J., ZAHRADNIK, J, PUNCOCHAR, M., FIALOVÁ, M., BRADKA, F. Effect
of operating condicions on the characteristics of pressure fluctuations in a bubble
column. *Chemical Engineering Processes*, v. 29, p. 107 – 115, 1991
- ELLIS, NAOKO. Hydrodynamics of gas-solid turbulent fluidized beds. Vancouver:
Department of Chemical and Biological Engineering, The University of British
Columbia, 2003. 349 p. PhD Thesis
- FAN, L.T., HIRAOKA, S., SHIN, S.H. Analysis of Pressure Fluctuations in a Gas-Solid
Fluidized Bed. *AIChE J.*, v. 30(2), p. 346-349, 1984
- FAN, L. T., HO, T. C., HIRAOKA, S., WALAWENDER, W. P. Pressure fluctuations in a
fluidized bed. *AIChE Journal*, v.27, p.388-396, 1981

- FELIPE, C. A. S.; ROCHA, S. C. S. Time-series analysis of pressure fluctuation in gas-solid fluidized beds. *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, v. 21, n. 3, p.497 – 507, 2004
- FELIPE, C. A. S., CAMARGO, C., ROCHA, S.C.S. Distinção de regimes de fluidização via análise espectral de séries de tempo de flutuações de pressão. In 30o. Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados, 2002, São Carlos - SP.
- GANZHA, V. L., SAXENA, S.C. A model for the calculation of minimum bubbling velocity of magnetically stabilized beds of pure and admixture particles. *Powder Technology*, v. 103, p. 194 – 197, 1999
- GELDART, D., Ed., *Gas Fluidization Technology*, Wiley-Interscience Pub., New York, 1986
- GELDART, D., BAEYENS, J. The design of distributors for gas-fluidized beds. *Powder Technology*, v. 42, p. 67-78, 1985
- GELDART, D. Types of gas fluidization. *Powder Technology*, v. 7, p. 285 – 292, 1973
- GHOSH e SAHA (1987) citado em GELDART, D. e BAEYENS, J. The design of distributors for gas-fluidized beds. *Powder Technology*, v. 42, p. 67-78, 1985
- GRACE, J. R. Contacting modes and behavior classification of gas-solid and other two-phase suspensions. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 64, p. 353-363, 1986
- GUPTA, C. K., SATHIYAMOORTHY, D. *Fluid bed technology in materials processing*. CRC Press, Boca Raton, 1999
- HONG, S. C., JO, B. R., DOH, D. S., CHOI, C. S. Determination of minimum fluidization velocity by the statistical analysis of pressure fluctuations in a gas-solid fluidized bed. *Powder Technology*, v. 60, p. 215 – 221, 1990

- HORIO, M. In *Circulating Fluidized Bed Technology*, New York: P. Basu, ed., , Pergamon, (1986), 255 p
- HYBI, J. W. (1967) Citado em ROY, R., DAVIDSON, J. F., TUPONOGOV, G V. The velocity of sound in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 45, p. 3233 – 3245, 1990
- JOHNSSON, F., ZIJERVELD, R. C., SCHOUTEN, J. C., VAN DEN BLEEK, C. M., LECKNER, B. Characterization of fluidization regimes by time-series analysis of pressure fluctuations. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 26, p. 663-715, 2000
- KAGE, H., AGARY, M., OGURA H., MATSUNO, Y. Frequency analysis of pressure fluctuation in fluidized bed plenum and its confidence limit for detection of various modes of fluidization. *Advanced Powder Technology*, v. 11, p. 459 – 475, 2000
- KAGE, H., IWASAKI, N., MATSUNO, Y. Frequency analysis of pressure fluctuation in plenum as a diagnostic method for fluidized beds. *AIChE Symposium Series*, v. 89, p. 184 – 190, 1993
- KANTZAS, A., WRIGHT, I., BHARGAVA, A., LI, F., HAMILTON, K. Measurement of hydrodynamic data of gas-phase polymerization reactors using non-intrusive methods. *Catalysis Today*, v. 64, p. 189-203, 2001
- KEHOE, P. W. K., DAVIDSON, J. F. (1973), Citado em ROY, R., DAVIDSON, J. F., TUPONOGOV, G V. The velocity of sound in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 45, p. 3233 – 3245 1990
- KUNII, D.; LEVENSPIEL, O. *Fluidization engineering*. New York: John Wiley & Sons, 1991, 491 p

- LEU, LII-P., WU, CHIH-N. Prediction of pressure fluctuations and minimum fluidization velocity of binary mixtures of Geldart group B particles in bubbling fluidized beds. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 78, p. 578 – 584, 2000
- LEVA, M. (1959) Citado em DAVIDSON, J. F.; CLIFT, R.; HARRISON, D. *Fluidization*. Academic Press, London, 1985
- LI, Y., KWANK, M. In *Fluidization III*, GRACE, J. R., MATSEN, J. M. eds., p. 537, Plenum, New York, 1980
- LIM, K. S., ZHU, J. X., GRACE, J. R. Hydrodynamics of gas-solid fluidization. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 21, p. 141 – 193, 1995
- LIN, T.-J., JUANG, R.-C., CHEN, Y.-C, CHEN, C.-C. Predictions of flow transitions in a bubble column by chaotic time series analysis of pressure fluctuation signals. *Chemical Engineering Science*, v. 56, p. 1057 – 1065, 2001
- LIPPENS, B. C., MULDER, J. (1993). Citado em BIN, A. K. Prediction of the minimum fluidization velocity. *Powder Technology*, v. 81, p. 197 – 199, 1994
- LIRAG, R. C., LITTMAN, H. Statistical study of the pressure fluctuations in a fluidized bed. *AIChE Symposium Series*, v. 67, p. 11 – 22, 1971
- LITTMAN, H., HOMOLKA, G. A. J. (1973), Citado em ROY, R., DAVIDSON, J. F., TUPONOGOV, G V. The velocity of sound in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 45, p. 3233 – 3245, 1990
- MATSEN, J. M. *Powder Technology*, v. 32, p. 21 (1982). In *Fluidization IV*, D. Kunii and R. Toei, eds., p. 225, Engineering Foundation, New York, 1983
- M'CHIRGUI, A., TADRIST, H., TADRIST, L. Experimental investigation of the instabilities in a fluidized bed origin of the pressure fluctuations. *Phys. Fluids*, v. 9, p. 500 – 509, 1997

- OWER, E., PANKHURST, R. C. The Measurement of air flow. 5th Edition, Pergamon Press, p. 148 – 183, 1977
- PUNCOCHAR, M., DRAHOS, J., CERMAK, J., SELUCKY, K. Evaluation of minimum fluidizing velocity in gas fluidized bed from pressure fluctuations. Chemical Engineering Commun, v. 35, p. 81-87, 1985
- QUEIROZ FILHO, A. V., PICCOLO, S. V., ROCHA, S. C. S. Análise do recobrimento de comprimidos em leito de jorro bidimensional para três posições de atomização de suspensão. In 24o. Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados, 2002, Uberlândia - MG.
- REH, L. Chemical – Ing. – Techn., v. 40, p. 509 (1968). Chemical Engineering Prog. v. 67, p. 58, 1971
- RICHARDSON, J. F., JERONIMO, M. A. (1979) Citado em DAVIDSON, J. F.; CLIFT, R.; HARRISON, D. Fluidization. Academic Press, London, 1985
- ROY, R., DAVIDSON, J. F., TUPONOGOV, G V. The velocity of sound in fluidized beds. Chemical Engineering Science, v. 45, p. 3233 – 3245, 1990
- RYZHKOV, A. F., TOLMACHEV, E. M. (1983), Citado em ROY, R., DAVIDSON, J. F., TUPONOGOV, G V. The velocity of sound in fluidized beds. Chemical Engineering Science, v. 45, p. 3233 – 3245, 1990
- SCHOUTEN, J. C., VAN DEN BLEEK, C. M. Monitoring the quality of fluidization using the short-term predictability of pressure fluctuations. AIChE Journal, v. 44, p. 48-60, 1998
- SHIBUYA, E., BAI, D., KATO, K. Characterization of gas fluidization regimes using pressure fluctuations. Powder Technology, v.87, p.105-111, 1996

- SIERRA, C., TADRIST, L. About frequency coupling between riser and plenum in a gas fluidized bed. *Mécanique des Fluides*, v. 328, p. 323 – 328, 2000
- SILVA – MORIS, V. A.; ROCHA, S.C.S.; SACOMAN, F. L. Fluid-dynamic analysis of vibrofluidized bed using wet adipic acid. In. *Proceeding 13th International Drying Symposium IDS'2002*. v. A, p. 609 – 617, 2002
- SILVA, O. S., ROCHA, S. C. S., MARSAL, S. C. The influence of the moisture content of microcrystalline cellulose on the coating process in a fluidized bed. *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, v. 21, p. 325 – 333, 2004
- SILVA, O. S. Desenvolvimento do processo de recobrimento e secagem de microgrânulos em leito fluidizado. Campinas – SP: FEQ/DTF/UNICAMP, 2003, 140p., Tese de Doutorado.
- SILVA, V. A. Monitoramento de regimes de contato gás-sólido em leito de jorro cone-cilíndrico por medidas de queda de pressão em tempo real. Campinas - SP: FEQ/DTF/UNICAMP, 1998, 131p., Dissertação de Mestrado
- SQUIRES, A. M., KWALK, M., AVIDAN, A. *Science*, v. 230, p. 1329, 1985
- SUN, G.; GRACE, J. R. Effect of particle size distributon in different fluidization regimes. *AIChE Journal*, v. 38, p. 716-722, 1992
- SUN, J., CHEN, M. M., CHAO, B. T. (1988), Citado em ROY, R.; DAVIDSON, J. F.; TUPONOGOV, G V. The velocity of sound in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 45, p. 3233 – 3245, 1990
- SVENSSON, A., JOHNSSON, F., LECKNER, B. Botton bed regimes in a circulating fluidized bed boiler. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 22, p; 1187 – 1204, 1996a.

- SVENSSON, A., JOHNSON, F., LECKNER, B. Fluidization regimes in non-slugging fluidized beds: the influence of pressure drop across the air distributor. *Powder Technology*, v. 86, p. 299 – 312, 1996b
- TAMARIN, A. I. (1964) Citado em ROY, R., DAVIDSON, J. F., TUPONOGOV, G V. The velocity of sound in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 45, p. 3233 – 3245, 1990
- TARANTO, O. P. Monitoramento de regimes e recobrimento de partículas em leito de jorro bidimensional. Campinas – SP: FEQ/DTF/UNICAMP, 1996, 141p., Tese de Doutorado.
- TARANTO, O. P., ROCHA, S. C. S., RAGHAVAN, G. S. V. Recobrimento de partículas em leito de jorro bidimensional: crescimento e coeficiente de transferência de calor gás-partícula. In 24o. Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados, 2002, Uberlândia - MG.
- THONGLIMP, V. (1981) Citado em DAVIDSON, J. F., CLIFT, R., HARRISON, D. Fluidization. Academic Press, London, 1985
- TRNKA, O., VESELÝ, V., HARTMAN, M., BERAN, Z. Identification of the state of a fluidized bed by pressure fluctuation. *AIChE Journal*, v. 46, p. 509 – 514, 2000
- VAN DEEMTER, J. J. In Fluidization III. GRACE, J. R., MATSEN, J. M., eds., p. 69, Plenum, New York, 1980
- VAN DER SCHAAF, J., SCHOUTEN, J. C., JOHNSON, F., VAN DEN BLEEK, C. M. Non-intrusive determination of bubble and slug length scales in fluidized beds by decomposition of power spectral density of pressure time series. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 28, p. 865 – 880, 2002

- VAN DER SCHAAF, J., SCHOUTEN, J. C., VAN DEN BLEEK, C. M. Origin, propagation and attenuation of pressure waves in gas-solid fluidized beds. *Powder Technology*, v. 95, p. 220 – 233, 1998
- VAN OMMEN, J. R., SCHOUTEN, J. C., VANDER STAPPEN, M. L. M., VAN DEN BLEEK, C. M. Response characteristics of probe-transducer systems for pressure measurements in gas-solid fluidized beds: how to prevent pitfalls in dynamic pressure measurements. *Powder Technology*, v. 106, p. 199-218, 1999
- VERLOOP, J., HEERTJES, P. M. (1974), Citado em ROY, R., DAVIDSON, J. F., TUPONOGOV, G V. The velocity of sound in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 45, p. 3233 – 3245, 1990
- WANG, M., W.S. WEI, J. XU, X.J. BAO, H.T. BI, Pressure fluctuations in spouted beds. *Fluidization X*, eds. M. Kwauk, J. Li and W.C. Yang, Engineering Foundation, New York, p. 149-156, 2001
- WERTHER, J., Measurement techniques in fluidized bed, *Powder Technology*, v. 102, p. 15 – 36, 1999
- WERTHER, J. *Intr. Chemical Engineering*, v. 20, p. 529, 1980
- WILKINSON, D. Determination of minimum fluidization velocity by pressure fluctuation measurement. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. vl.73, p.562-565, 1995
- WONG, H. W., BAIRD, M. H. I. (1971), Citado em ROY, R.; DAVIDSON, J. F.; TUPONOGOV, G V. The velocity of sound in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 45, p. 3233 – 3245, 1990
- XIE, H. –Y., GELDART, D. The response time of pressure probes. *Powder Technology*, v. 90, p. 149-151, 1997

YATES, J. G., SIMONS, S. J. R. Experimental methods in fluidization research. International Journal of Multiphase Flow, v. 20, p. 297-330, 1994

YERUCHALM, J., CANKURT, N. T. Chemtech, v. 8, p. 564 (1978); Powder Technology, v. 24, p. 187, 1979

YOSHIDA, K., MINEO (1989) Citado em KUNII, D.; LEVENSPIEL, O. Fluidization engineering. New York: John Wiley & Sons, 1991, 491 p

ZENZ, F. A., OTHMER, D. F. Fluidization and Fluid Particle Systems. Van Nostrand Reinhold, New York, 1960

ZIJERVELD, R. C., JOHNSON, F., MARZOCHELLA, A., SCHOUTEN, J. C., VAN DEN BLEEK, C. M. Fluidization Regimes and Transitions from Fixed Bed to Dilute Transport Flow. Powder Technology, v. 95, p. 185 - 204, 1998

ANEXOS

ANEXO 1

Tabela A.1 – Rotas dos regimes de fluidização de cada sólido em ordem crescente de velocidade do ar, coluna de fluidização I

Sólido	H ₀ (cm)	Rota (velocidade ascendente do ar)
Areia I	11	Fixo – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
Areia I	22	Fixo – Borbulhante múltiplo - <i>Slugging</i>
Areia II	11	Fixo – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
Areia II	22	Fixo – Borbulhante múltiplo - <i>Slugging</i>
Areia III	11	Fixo – Borbulhante simples – Borbulhante explosivo
Areia III	22	Fixo – Borbulhante simples - <i>Slugging</i>
CMC I	11	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC I	22	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC II	11	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC II	22	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC III	11	Fixo – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC III	22	Fixo – Borbulhante múltiplo - <i>Slugging</i>
CMC IV	11	Fixo – Canais preferenciais – Borbulhante múltiplo
CMC IV	22	Fixo – Canais preferenciais – Borbulhante múltiplo
Alumina	11	Fixo – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
Alumina	22	Fixo – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
FCC regenerado	11	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo

FCC regenerado	22	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
FCC usado I	11	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
FCC Usado I	22	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
FCC usado II	11	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo

ANEXO 2

Tabela A.2 – Rotas dos regimes de fluidização de cada sólido em ordem crescente de velocidade do ar, coluna de fluidização II

Sólido	H₀ (cm)	Rota (velocidade ascendente do ar)
CMC I	11	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC II	11	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC II	14	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC II	28	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC III	11	Fixo – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC III	14	Fixo – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
CMC III	22	Fixo – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo
FCC regenerado	11	Fixo – Particulado – Borbulhante múltiplo – Borbulhante explosivo