

# ANÁLISE DO COMPORTAMENTO HIDRODINÂMICO DE UM LEITO FLUIDIZADO BORBULHANTE NO PLANO TEMPO- FREQUÊNCIA



Luciano Vieira de Souza



Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica

ORIENTADOR: Prof. Dr. Paulo Seleglim Jr.

São Carlos  
1999

Class.	TESE-EESC
Cutt.	5752
Tombo	0156/99

311 0000 6785

S/S 1049595

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento  
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

S729a Souza, Luciano Vieira de  
Análise do comportamento hidrodinâmico de um leito  
fluidizado borbulhante no plano tempo-frequência /  
Luciano Vieira de Souza. -- São Carlos, 1999.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de  
São Carlos-Universidade de São Paulo, 1999.

Área: Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Selegim Jr.

1. Leito fluidizado borbulhante. 2. Regimes de  
fluidização. 3. Análise de sinais. 4. Transformada de  
Gabor. I. Título.

## FOLHA DE APROVAÇÃO

Candidato: Engenheiro **LUCIANO VIEIRA DE SOUZA**

Dissertação defendida e aprovada em 27.08.1999  
pela Comissão Julgadora:

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Doutor **PAULO SELEGHIM JUNIOR (Orientador)**  
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Doutor **FERNANDO EDUARDO MILIOLI**  
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Titular **WOODROW NELSON LOPES ROMA**  
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)

  
\_\_\_\_\_  
Prof. Associado **ARTHUR JOSÉ VIEIRA PORTO**  
Coordenador da Área de Engenharia Mecânica

  
\_\_\_\_\_  
**JOSÉ CARLOS A CINTRA**  
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Aos meus pais, Jaime e  
Avani, e meus irmãos,  
Fabiano, Janaina e Sayonara.

Ao Professor Paulo Seleglim Jr., pela orientação fornecida durante a elaboração deste trabalho.

Ao povo brasileiro que, por via do CNPq e da EESC/USP, deu-nos condição para realização deste trabalho de pesquisa.

Aos Professores Josmar Davilson Pagliuso e Fernando Eduardo Millioli, pela co-orientação dada durante todo o trabalho.

À Mineração Jundu (Descalvado, SP), pela areia doada a esse trabalho.

A Roberto Pratavia, pela dedicação dada ao projeto do sensor capacitivo e pelo constante auxílio durante o trabalho experimental.

A Theodomiro Fernando Luchesi, Hélio José Donizete Trebi e Antonio Nelson Cordeiro, pela montagem do esquema experimental e pela constante ajuda dada durante o trabalho.

Ao Professor Geraldo Lombardi, pelo incentivo e amizade transmitida.

Às amigas Marinalva, Rosana Villarim e Lucineide Balbino, pela amizade e força dada na chegada a São Carlos.

Aos companheiros de casa Fernando Schiavon e Rogério Yokoyama.

Aos amigos de trabalho: Artur Jahrmann (Refrigeração), Evandro Bueno, Fabiana Klein, Felipe Soto Pau, Fernando Camargo, Isara, João Paulo Tureso, Luben Cabezas, Kelen Crivelaro, Marcelo Feitosa, Márcio Ávila, Roberto Lourenço, Rodrigo Canto, Teodora e Eng<sup>o</sup> Torres.

A todos que, de uma forma ou de outra, colaboraram para a realização deste trabalho.

## SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	i
LISTA DE TABELAS	vii
RESUMO	viii
ABSTRACT	ix
INTRODUÇÃO	01
OBJETIVOS	03
CAPÍTULO 1 – LEITO FLUIDIZADO E REGIMES DE FLUIDIZAÇÃO	04
1.1 Leito Fluidizado e Outros Modos de Contato Gás-Sólido	04
1.2 Tipos de Distribuidor	07
1.3 Freeboard e TDH	08
1.4 Aplicações Industriais de Leitos Fluidizados	09
1.5 Caracterização do Particulado	10
1.5.1 Velocidade Terminal da Partícula	11
Análise do Tamanho de Partícula Conhecendo-se $u_t$	13
1.5.2 A Classificação de Geldart	14
1.6 Sistemas Particulados e Agregativos	16
1.7 O Fenômeno de Fluidização	17
1.7.1 Fluidização Homogênea ou Particulada	18
1.7.2 Velocidade de Fluidização Mínima ( $U_{mf}$ ) e de Borbulhamento Mínimo ( $U_{mb}$ ): Uma Forma de Determinação	19
1.7.3 Regime de Fluidização Borbulhante	21
1.7.4 A Transição para o Regime Turbulento	26
1.7.5 Regime de Fluidização Turbulento	28
1.7.6 Transição para a Fluidização Rápida	29
1.7.7 Regime de Fluidização Rápida	30
Lista de Símbolos	32
CAPÍTULO 2 – MATERIAIS E MÉTODOS	34
2.1 Materiais	34
2.2 Métodos: A Análise de Sinais	37
2.2.1 Descrição Temporal dos Sinais	37
2.2.2 Densidade de Energia e Energia Total de Um Sinal	37
2.2.3 Descrição Freqüencial dos Sinais	38

2.2.4	Interpretando a Transformada de Fourier	38
2.2.5	Densidade de Energia Espectral e Energia Total	40
2.2.6	O Sinal Complexo	40
2.2.7	A Covariância de Um Sinal	42
2.2.8	Classificação dos Sinais	43
2.2.9	Porquê o Espectro Varia	43
2.2.10	Análise Tempo-Frequência	43
2.2.11	Momentos Estatísticos e Outras Propriedades Utilizadas para Análise dos Sinais de Pressão e Capacitiva Utilizadas Neste Trabalho	45
	Lista de Símbolos	47
	<b>CAPÍTULO 3 – RESULTADOS E DISCUSSÃO</b>	49
3.1	Resultados e Discussão	49
3.2	Conclusões	61
	Lista de Símbolos	62
	<b>CONCLUSÕES</b>	64
	Sugestões para Próximos Trabalhos	65
	Lista de Símbolos	66
	<b>ANEXO A</b>	67
	<b>ANEXO B</b>	70
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	71
	<b>APÊNDICE – SONDA CAPACITIVA E CIRCUITO ELÉTRICO</b>	I
A.1	Monitoramento Hidrodinâmico	II
A.2	Sondas Capacitivas	III
A.3	Circuito Elétrico: A Ponte de Wheatstone	VII
A.4	A Frequência de Trabalho	VIII
A.5	Ruído	XI
	A.5.1 Redução do Ruído Externo	XII
	Lista de Símbolos	XIV
	Referências Bibliográficas	XV

## LISTA DE FIGURAS

- FIGURA 1 – Métodos de contato gás-sólido: (a) leito fixo; (b) leito em movimento vertical; (c) leito em movimento horizontal e inclinado; (d) transporte através de esteiras; (e) cilindro rotativo; (f) leito em jorro; (g) transporte pneumático (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 5
- FIGURA 2 – Esquema de um reator de leito fluidizado que pode ser destinado a várias aplicações práticas (GELDART, 1986<sup>(a)</sup>). 6
- FIGURA 3 – Distribuidores tipo placa perfurada: a) duas placa com peneira metálica no meio; b) placas com furos revezados; c) placa perfurada côncava; d) grade de barras (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 7
- FIGURA 4 – Distribuidores tipo torre: a) com placa porosa; b) tipo bocal; c) com capa tipo bolha; d) com capa tipo fenda (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 8
- FIGURA 5 – Exemplo esquemático de um distribuidor tipo grade de tubos. 8
- FIGURA 6 – As duas zonas de um reator de leito fluidizado: fase densa e *freeboard* (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 9
- FIGURA 7 – Distribuição de tamanho de um leito de areia cujo diâmetro médio ( $\bar{d}_p$ ) de partícula é de 253  $\mu\text{m}$ . 11
- FIGURA 8 – Cálculo de  $u_t$  conhecendo-se  $d_p^*$  e a esfericidade da partícula (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 12
- FIGURA 9 – Razão  $u_t/U_{mf}$  em função de  $d_p^*$ , da esfericidade  $\phi$  da partícula e da fração de vazio em condição de fluidização mínima (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 13



- FIGURA 10 – Classificação de Geldart para partículas fluidizadas no ar em condições ambiente. A região A' corresponde aos catalisadores FCC (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 16
- FIGURA 11 – Diferença entre sistemas particulados e agregativos (KWAUK & LI, 1996). 17
- FIGURA 12 – Os diversos regimes de fluidização possíveis de ocorrer em um reator de leito fluidizado gás – sólido (variando  $U_o$  e mantendo  $G_s$  constante). 18
- FIGURA 13 – Gráfico  $\Delta P \times U_o$  que mostra um comportamento típico de leitos de partículas do grupo B de Geldart com estreita distribuição de tamanho (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 19
- FIGURA 14 – Gráfico  $\Delta P \times U_o$  que mostra um comportamento típico de leitos de partículas do grupo B de Geldart com larga distribuição de tamanho (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 20
- FIGURA 15 – Gráficos esquemáticos da altura relativa do leito contra a velocidade superficial do gás e  $\Delta P \times U_o$ , para partículas FCC (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 20
- FIGURA 16 – Esquema da divisão e coalescência de uma bolha (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 22
- FIGURA 17 – Fluidização borbulhante: a) padrão de movimento de sólidos e de bolhas; b) modos de coalescência (CLIFT, 1986). 24
- FIGURA 18 – Efeito da velocidade do gás nos padrões de escoamento em um leito de 1,22 x 1,22 m de areia do grupo B de Geldart (WHITEHEAD et al., 1976). 25
- FIGURA 19 – Padrões de circulação de sólidos em leitos com diferentes razões de aspecto com velocidades de gás aproximadamente iguais (BAEYENS & GELDART, 1986) – (a) Leitos rasos ( $H/D < 0,5$ ); (b) Leitos profundos ( $H/D > 1$ ). 25
- FIGURA 20 – Tipos de pistões formados em leitos fluidizados: a) pistões axiais; b) pistões de parede; c) pistões planos (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 26
- FIGURA 21 – Os diversos regimes de fluidização sugeridos na literatura: (a) com 3 regimes e um estado de transição, (b) com 3 regimes, (c) com 2 regimes e um estado intermediário de transição (ARNALDOS & CASAL, 1996). 27
- FIGURA 22 – Interpretação de RHODES & GELDART (1986) da transição caracterizada por  $U_c$  e  $U_k$ .  $U_c$  representa a velocidade do gás em que a altura do leito denso é máxima e  $U_k$  é a velocidade em que essa altura é mínima, possivelmente abaixo da tomada inferior de pressão (RHODES, 1996). 28

- FIGURA 23 – Desvio padrão das flutuações de pressão diferencial como uma função da fração de sólidos (BAI et al., 1996). 30
- FIGURA 24 – Esquema típico de um leito fluidizado circulante (LIM, ZHU e GRACE, 1995) 31
- FIGURA 25 – Perfis de vazio dentro do reator de fluidização em função da altura (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). 31
- FIGURA 26 – Esquema do circuito experimental de testes. 35
- FIGURA 27 – (a) Esquema de posicionamento das sondas de pressão e capacitiva no leito. (b) Altura do leito fixo, altura das sondas em relação a placa do distribuidor e posicionamento do ciclone em relação ao eixo longitudinal do reator. 35
- FIGURA 28 – Esquema da sonda capacitiva. 36
- FIGURA 29 - Distribuição granulométrica do leito de areia ( $\bar{d}_p = 0,161mm$ ). 36
- FIGURA 30 – Interpretando a Transformada de Fourier (BRIGHAM, 1988). 39
- FIGURA 31 – Análise do sinal de pressão (N=16384 pontos a uma taxa de aquisição de 60 pontos/segundo). (a) Comportamento temporal do sinal de pressão relativa à atmosférica no leito, com a velocidade superficial do ar variando de 5 a 50 cm/s; (b) Transformada de Fourier do sinal; (c) Plano tempo-frequência ( $P_{SP}(t,\omega)$ ) calculado através da transformada de Gabor; (d) Covariância da distribuição tempo-frequência. 50
- FIGURA 32 – Análise do sinal da sonda capacitiva (N=16384 pontos a uma taxa de aquisição de 60 pontos/segundo). (a) Comportamento temporal do sinal capacitivo, com a velocidade superficial do ar variando de 5 a 50 cm/s; (b) Transformada de Fourier do sinal; (c) Plano tempo-frequência ( $P_{SP}(t,\omega)$ ) calculado através da transformada de Gabor; (d) Covariância da distribuição tempo-frequência. 51
- FIGURA 33 – Cada ponto representa a média aritmética de 8192 pontos (60 Hz de aquisição) de cada teste representado nas TABELAS 1 e 2. (a) Média do sinal de pressão em função da velocidade superficial do ar (TABELA 1). (b) Média do sinal capacitivo em função da velocidade superficial do ar (TABELA 2). 53
- FIGURA 34 – Cada ponto representa o desvio padrão de 8192 pontos (60 Hz de aquisição) de cada teste representado nas TABELAS 1 e 2. (a) Desvio padrão das flutuações do sinal de pressão em função da velocidade superficial do ar (TABELA 1). (b) Desvio padrão das flutuações do sinal capacitivo em função da velocidade superficial do ar (TABELA 2). 54

FIGURA 35 – Cada ponto representa a frequência média ou o desvio padrão das frequências calculados no plano tempo-frequência ( $F_{\min} = 0$ ,  $F_{\max} = 15$  Hz,  $T_{\min} = 0$ ,  $T_{\max} = 136,5$  s) com a velocidade superficial do ar mantida constante. (a) Resultante dos sinais de pressão (TABELA 1). (b) Resultante dos sinais capacitivos (TABELA 2). 54

FIGURA 36 – Distribuições temporal (sinal), frequencial ( $S(\omega)$ ) e tempo-frequência ( $P_{SP}(t,\omega)$ ), de quatro sinais de pressão (8192 pontos a uma taxa de aquisição de 80 Hz) referentes as quatro situações hidrodinâmicas do leito mostradas na TABELA 3. 56

FIGURA 37 – Distribuições temporal (sinal), frequencial ( $S(\omega)$ ) e tempo-frequência ( $P_{SP}(t,\omega)$ ), de quatro sinais capacitivos (8192 pontos a uma taxa de aquisição de 60 Hz) referentes as quatro situações hidrodinâmicas do leito mostradas na TABELA 4. 57

FIGURA 38 – Cada ponto representa a esconsidade calculada no plano tempo-frequência ( $F_{\min} = 0$ ,  $F_{\max} = 15$  Hz,  $T_{\min} = 0$ ,  $T_{\max} = 136,5$  s) com a velocidade superficial do ar mantida constante (forma de teste 2). (a) Resultante dos sinais de pressão (TABELA 1). (b) Resultante dos sinais capacitivos (TABELA 2). 58

FIGURA 39 – Cada ponto representa a kurtose calculada no plano tempo-frequência ( $F_{\min} = 0$ ,  $F_{\max} = 15$  Hz,  $T_{\min} = 0$ ,  $T_{\max} = 136,5$  s) com a velocidade superficial do ar mantida constante (forma de teste 2). (a) Resultante dos sinais de pressão (TABELA 1). (b) Resultante dos sinais capacitivos (TABELA 2). 59

FIGURA 40 – Padrões de circulação de sólidos em um leito borbulhante com  $H/D > 1$ . (a) Leito fixo; (b) Leito borbulhante com baixa vazão de gás; (c) Leito borbulhante com uma vazão de gás um pouco maior que a anterior; (d) Leito borbulhante com alta vazão de gás. 60

FIGURA 41 – Cada ponto representa a entropia calculada no plano tempo-frequência ( $F_{\min} = 0$ ,  $F_{\max} = 15$  Hz,  $T_{\min} = 0$ ,  $T_{\max} = 136,5$  s) com a velocidade superficial do ar mantida constante (forma de teste 2). (a) Resultante dos sinais de pressão (TABELA 1). (b) Resultante dos sinais capacitivos (TABELA 2). 61

FIGURA 42 - Disposição dos elementos do circuito de testes: circuito elétrico da sonda capacitiva, transdutor de pressão, sonda de pressão e fonte DC alimentador do transdutor de pressão. A sonda capacitiva está localizada acima de sua posição utilizada neste trabalho. A posição utilizada é ao lado (mesma altura) da sonda de pressão. 67

FIGURA 43 - Disposição do circuito de testes: Osciloscópio (ligado ao circuito elétrico da sonda capacitiva), fonte AC (gerador de frequência), fonte DC (ligado ao transdutor de pressão), câmara plena e reator. A sonda de pressão está, nessa figura, posicionada bem acima da altura utilizada nos testes. 68

- FIGURA 44 - Vista lateral do circuito de testes. (A sonda capacitiva está nessa figura localizada acima da posição utilizada nesse trabalho). 68
- FIGURA 45 - Disposição do circuito de testes: (1) osciloscópio, (2) câmara plena, (3) reator, (4) fonte AC (gerador de frequência), (5) circuito elétrico, (6) sonda capacitiva (também localizada acima da posição utilizada nos testes). 69
- FIGURA 46 – Esquema do circuito elétrico do sensor capacitivo. 70
- FIGURA A1 – Diagrama esquemático de um sistema de aquisição de dados. I
- FIGURA A2 – Esquema da sonda capacitiva (de placas paralelas) usada por GELDART & KELSEY (1972). III
- FIGURA A3 – (a) Divisão de bolhas causada pelo efeito de posicionamento suporte-sonda. (b) Posição suporte-sonda indicada por GELDART & KELSEY (1972). IV
- FIGURA A4 – Calibração dos sinais de uma sonda capacitiva sugerida por GELDART & KELSEY (1972). As setas indicam os picos que podem ser considerados bolhas. IV
- FIGURA A5 – (a) Sonda capacitiva tipo agulha utilizada por WERTHER & MOLERUS (1973); (b) decomposição do sinal da sonda em dois componentes:  $U_2$  devido às bolhas e  $U_1$  devido às flutuações de porosidade da fase densa (WERTHER & MOLERUS, 1973). V
- FIGURA A6 – Sonda capacitiva usada por GUNN & DOORI (1985). VI
- FIGURA A7 – Esquema de uma sonda capacitiva constituída por dois cilindros metálicos paralelos. VI
- FIGURA A8 – Ponte de Wheatstone (BECKWITH, MARANGONI e LIENHARD, 1993). VII
- FIGURA A9 – Ponte de impedância (BECKWITH, MARANGONI e LIENHARD, 1993). VIII
- FIGURA A10 – (a) Circuito LC em paralelo; (b) gráfico  $Z \times \omega$  do circuito ao lado mostrando a frequência de ressonância (BECKWITH, MARANGONI e LIENHARD, 1993). VIII
- FIGURA A11 – Circuito com uma ponte de impedância com dois resistores e dois capacitores. IX
- FIGURA A12 – Espectro do ruído ambiental, mostrando a região frequencial normalmente livre de ruído externo (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994). XII

FIGURA A13 – Método correto de blindagem dos vários componentes de um circuito junto a um único terra (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994). XIII

FIGURA A14 – Métodos incorretos de blindagem: (a) o fio comum do amplificador está conectado à blindagem, causando uma capacitância acoplada à terra naquele ponto; (b) cada item está aterrado individualmente, produzindo um “loop de terra” (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994). XIII

FIGURA A15 – (a) Esquema de um cabo coaxial; (b) representação elétrica (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994). XIV

## LISTA DE TABELAS

- TABELA 1 – Análise do comportamento dos sinais de pressão (8192 pontos a 60 Hz) utilizando a forma 2 de teste. 52
- TABELA 2 – Análise do comportamento dos sinais capacitivos (8192 pontos a 60 Hz) utilizando a forma 2 de teste. 53
- TABELA 3 – Quatro testes representativos de sinais de pressão provenientes de um conjunto de testes realizados sequencialmente (forma 2). 55
- TABELA 4 – Quatro testes representativos de sinais capacitivos provenientes de um conjunto de testes realizados sequencialmente (forma 2). 55

## RESUMO

SOUZA, L. V. (1999). Análise do comportamento hidrodinâmico de um leito fluidizado borbulhante no plano tempo-frequência. São Carlos, 1999. 73p. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

Leitos fluidizados gasosos são caracterizados por heterogeneidades conhecidas como bolhas. A existência de bolhas é vantajosa quando elas levam a rápida mistura de sólidos no leito e a altas taxas de transferência de calor. Por outro lado, no caso de reatores de leito fluidizado catalítico, onde os sólidos são partículas catalisadoras, a formação de bolhas desvia parte do gás de reação reduzindo consideravelmente o campo de reação gás-sólido. Um conhecimento do comportamento hidrodinâmico do leito é assim de fundamental importância para o projeto de plantas industriais envolvendo leitos fluidizados. Este trabalho utilizou-se de um reator em escala industrial (0,5 x 0,5 x 1,8 m) para estudar o comportamento hidrodinâmico de um leito fluidizado borbulhante. O sólido utilizado foi areia, com diâmetro médio de partícula  $\bar{d}_p = 161\mu m$ , fluidizado com ar à velocidades superficiais variando entre 0 e 0,5 m/s. Medidas locais de pressão e capacitância foram analisadas por meio de técnicas de análise de sinais (junção tempo-frequência), onde os padrões de circulação macroscópica dos sólidos puderam ser caracterizados.

**Palavras-chave:** regimes de fluidização, leito fluidizado borbulhante, padrões de circulação de sólidos, análise de sinais, transformada de Gabor.

## ABSTRACT

SOUZA, L. V. (1999). Analysis of the hydrodynamic behaviour in a bubbling fluidized bed on a time-frequency plane. São Carlos, 1999. 73p. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

Gas fluidized beds are characterised by the presence of heterogeneities known as bubbles. The existence of such bubbles is advantageous when they induce the rapid mixture of solids in the bed and high heat transfer rates. On the other side, in the case of fluidized bed catalytic reactors, in which the solid particles are catalysis, the formation of bubbles deviates part of the reaction gas, reducing considerably the gas-solid reaction field. The knowledge of the hydrodynamic behaviour of the fluidized bed is of fundamental importance for the design of industrial plants involving such equipments. In this work an industrial scale reactor (0.5 x 0.5 x 1.8 m) was used to study the hydrodynamic behaviour of a bubbling fluidized bed. The particulate used in these experiments was sand of 161  $\mu\text{m}$  mean diameter, fluidized by air at superficial velocities ranging from 0 to 0.5 m/s. Local pressure and capacitance measurements were analysed by joint time-frequency signal processing techniques, from which the macroscopic solid circulating patterns could be characterised.

**Keywords:** fluid regimes, bubbling fluidized bed, solid circulating patterns, signal analysis, Gabor transform.



## INTRODUÇÃO

O interesse em leitos fluidizados tem crescido muito nas últimas décadas. Além de inúmeras aplicações práticas, reatores de leito fluidizado têm surgido como uma forte opção no processo de produção de energia. A possibilidade de aproveitar o carvão mineral brasileiro, considerado problemático devido aos seus altos teores de cinzas e enxofre, para a produção de energia elétrica, tem levado pesquisadores a estudar sua combustão em leito fluidizado. Em outros lugares do mundo, onde a regulamentação ambiental é bem mais severa que no Brasil, reatores de leito fluidizado já são amplamente utilizados na combustão de carvão e de outros combustíveis poluentes. Outra expectativa é a geração de eletricidade a partir da biomassa. A gaseificação da biomassa (madeira e bagaço de cana, principalmente) associada a um ciclo de gás e outro de vapor possibilita uma das formas mais eficientes de produção de eletricidade a partir de tais fontes. Um projeto dessa natureza está sendo realizado na região Nordeste do Brasil, e sua importância é bem focalizada por CARPENTIERI et al. (1993).

Um leito de partículas sólidas se torna fluidizado quando o gás que o atravessa alcança uma velocidade superficial tal que provoca a suspensão de todas as partículas. Nesse ponto, a queda de pressão através do leito iguala-se ao peso do leito por unidade de área (GELDART, 1986<sup>(b)</sup>). Esse é o ponto de fluidização mínima e a velocidade superficial do gás correspondente é denominada velocidade de fluidização mínima (simbolizada por  $U_{mf}$ ).

A partir de  $U_{mf}$ , o comportamento hidrodinâmico dos leitos fluidizados é caracterizado em regimes de fluidização. À medida que se aumenta a velocidade do gás, os regimes tendem a ocorrer de forma ordenada como: fluidização homogênea, fluidização borbulhante, fluidização turbulenta e fluidização rápida. Caso o fluxo de gás continue subindo, chega-se numa situação onde não há mais acúmulo de sólidos no fundo do reator. A partir desse ponto não se tem mais uma condição de leito fluidizado, mas sim de transporte pneumático.

O comportamento dos leitos fluidizados em regime de fluidização borbulhante é dominado pela ascensão de vazios de gás, usualmente chamados de bolhas. Nesse regime de fluidização pode-se distinguir duas fases no leito: a fase

bolha (ou fase vazio), que compreende os vazios de gás que não contém virtualmente nenhuma partícula do leito; e a fase particulada (também conhecida como 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 dispersa e a fase particulada é contínua. As bolhas subindo através do leito provocam o movimento da fase particulada que é a principal causa da mistura dos sólidos nos leitos borbulhantes.

Para analisar o comportamento hidrodinâmico de um leito fluidizado borbulhante tridimensional (em escala industrial), utilizaram-se duas sondas, uma de pressão e a outra capacitiva, inseridas no leito. Os sinais de ambas as sondas foram analisados nos planos temporal, frequencial e tempo-frequência definidos pela Análise de Sinais.

Esta Dissertação de Mestrado está dividida basicamente em três capítulos. O Capítulo 1 apresenta os fundamentos teóricos (incluindo revisão bibliográfica) de interesse a este Trabalho sobre leitos fluidizados gás-sólido. Modos de contato gás-sólido, partes de um reator, caracterização do particulado de um leito e regimes de fluidização (com ênfase ao borbulhante) são assuntos abordados nesse primeiro capítulo.

O Capítulo 2 apresenta os materiais e métodos utilizados no estudo. Descrição do esquema experimental de testes e o tipo de sólido utilizado são apresentados nesse capítulo. Além desses, a Análise de Sinais, o método de estudo utilizado, é apresentado com seus vários conceitos.

O Capítulo 3 apresenta os resultados e discussões. Além desses três capítulos, tem-se em anexo o esquema do circuito elétrico utilizado para o tratamento do sinal proveniente da sonda capacitiva (circuito elétrico + sonda capacitiva = sensor capacitivo). Informações sobre sondas capacitivas usadas em estudos hidrodinâmicos de leitos fluidizados e sobre o projeto do circuito elétrico do sensor capacitivo são mostrados no Apêndice.

## OBJETIVOS

Os principais objetivos desse trabalho são:

- 1) Avaliação da transformada de Gabor (plano tempo-frequência) como ferramenta de caracterização do comportamento hidrodinâmico de um leito fluidizado borbulhante;
- 2) Avaliação de parâmetros matemáticos (covariância e entropia) que caracterizem a transição entre dois regimes de fluidização diferentes.

## CAPÍTULO 1

# LEITO FLUIDIZADO E REGIMES DE FLUIDIZAÇÃO

Um leito de partículas é considerado fluidizado quando é mantido suspenso por um fluido (no caso deste trabalho, gás) que o atravessa. À medida que o fluxo de fluido aumenta, o leito tende a apresentar comportamentos hidrodinâmicos característicos denominados regimes de fluidização.

Este primeiro capítulo apresenta os fundamentos (tipos de leito, caracterização do particulado, regiões do reator, tipos de distribuidor e regimes hidrodinâmicos de fluidização) necessários para o estudo do comportamento hidrodinâmico de um leito fluidizado gás-sólido. Revisão bibliográfica de interesse ao trabalho também se encontra incluída neste capítulo.

### 1.1 LEITO FLUIDIZADO E OUTROS MODOS DE CONTATO GÁS-SÓLIDO

Um leito fluidizado é formado por um fluido, usualmente um gás, que sobe através de um leito de partículas sólidas (FCC, areia, grãos de arroz, etc...) sustentado por um distribuidor. Na verdade, um leito de partículas sólidas é considerado fluidizado quando a velocidade superficial do gás que o atravessa alcança a denominada velocidade de fluidização mínima ( $U_{mf}$ ), que marca o início da fluidização.

Quando a velocidade superficial do gás ( $U_o$ ) é menor que a velocidade superficial de fluidização mínima ( $U_{mf}$ ), o fluido simplesmente escoar através dos espaços vazios existentes entre as partículas estacionárias. Tem-se o conhecido leito fixo. Com o aumento gradativo do fluxo de gás, chega-se a uma situação em que o material granular assume uma condição semelhante a de um líquido (por exemplo, se algum objeto for colocado na superfície do leito ele flutuará se for leve e, caso contrário, ele afundará), e o leito de partículas é dito estar fluidizado. Nesse ponto a força de arraste do fluido sobre as partículas equilibra-se com a força peso, a componente vertical da força compressiva entre partículas adjacentes desaparece, e a queda de pressão em qualquer seção do leito se aproxima do valor do peso das

partículas e do fluido na seção (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). Essa condição é chamada de fluidização incipiente. Para partículas finas (leves e pequenas) esta condição se mantém durante um intervalo de velocidades do gás ( $U_{mf} \leq U_o < U_{mb}$ ), durante o qual o leito sofre uma apreciável expansão sem formação de bolhas de gás.

Reatores de leito fluidizado são geralmente utilizados quando deseja-se maior contato entre as partículas sólidas e o fluido, isto é, uma melhor mistura dos sólidos com o gás para favorecer a reação desejada (como por exemplo, aumentar a eficiência na combustão do carvão, ou ainda, dinamizar a ação dos catalisadores). A ação ativa das bolhas de gás que continuamente movimentam o leito, cisalhando-o e expondo-o ao fluido gasoso, promove a boa mistura dos sólidos e, conseqüentemente, altas taxas de transferência de calor entre as superfícies submersas e o leito (GELDART, 1986<sup>(a)</sup>). Essas características são consideradas como as principais vantagens dos leitos fluidizados. As principais desvantagens são: impossibilidade de prever certas condições de fluidização a partir de protótipos (principalmente devido ao comportamento das bolhas que depende da geometria do reator); a inevitável perda de partículas provocada pelo arraste no gás de fluidização; o desgaste dos sólidos devido ao atrito tipo partícula-partícula; a erosão nas superfícies das estruturas internas do reator provocada pelo movimento das partículas (GELDART, 1986<sup>(a)</sup>).

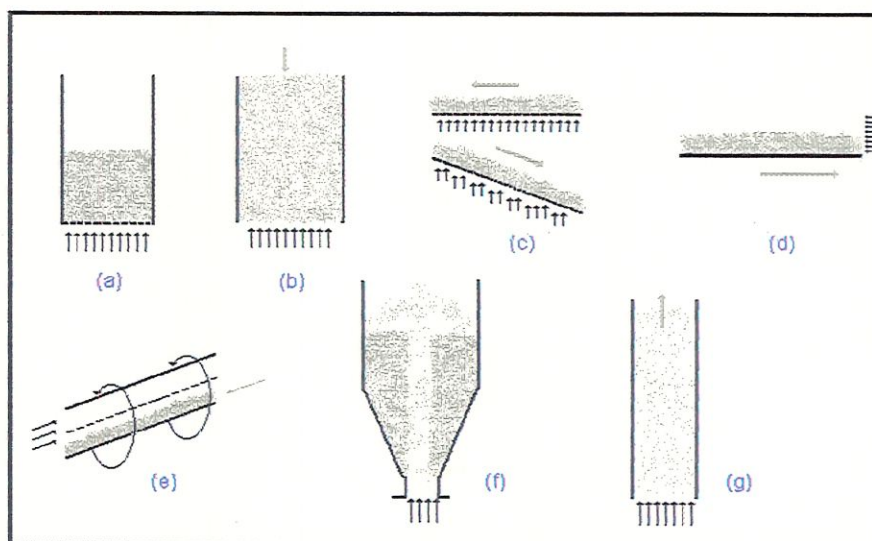


FIGURA 1 – Métodos de contato gás-sólido: (a) leito fixo; (b) leito em movimento vertical; (c) leito em movimento horizontal e inclinado; (d) transporte através de esteiras; (e) cilindro rotativo; (f) leito em jorro; (g) transporte pneumático (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

Além do leito fluidizado, existem outros métodos de contato gás - sólido que são utilizados pelas indústrias. Dentre eles destacam-se:

- a) Leito fixo (fixed or packed bed): como já mencionado anteriormente, o leito de partículas se mantém estacionário. O fluxo de gás que atravessa o leito de sólidos apresenta velocidade superficial inferior à  $U_{mf}$  (FIGURA 1a).

- b) Leito em movimento (moving bed): como pode ser observado nas FIGURAS 1b, 1c, 1d e 1e, tanto o fluido quanto os sólidos estão em movimento. Ao contrário do que ocorreria no leito fluidizado, o movimento dos sólidos não é causado somente pelo fluido.
- c) Leito em jorro (spouted bed): um jato de gás atravessa o leito na linha central do reator. Esse jato provoca um padrão de movimento onde as partículas sólidas são arrastadas para cima pelo jato de gás e retornam para o fundo do leito escoando próximo às paredes do reator (FIGURA 1f).
- d) Transporte pneumático (pneumatic conveying): como o próprio nome indica, trata-se de um meio de transportar sólidos através de dutos, horizontais ou verticais, usando gás como meio. A velocidade do fluido é elevada o suficiente para que não permita acumulação de sólidos na linha de transporte. A FIGURA 1g é um exemplo ilustrativo.

Os componentes básicos necessários para um leito fluidizado são os itens de 1 a 4 da FIGURA 2: coluna (vaso), distribuidor, leito de sólidos e soprador. Os demais elementos mostrados dependem da aplicação a que for destinada o reator.

Os reatores de leito fluidizado podem ser divididos, na prática, em dois tipos básicos, de acordo com a velocidade de operação do gás:

- reatores de leito fluidizado borbulhante: baixas velocidades do gás;
- reatores de leito fluidizado circulante: altas velocidades de operação.

De forma qualitativa, observa-se que quanto menor o tamanho do particulado sólido, maior é a velocidade do gás necessária para que o reator de leito fluidizado opere com eficiência (GELDART, 1986<sup>(a)</sup>).

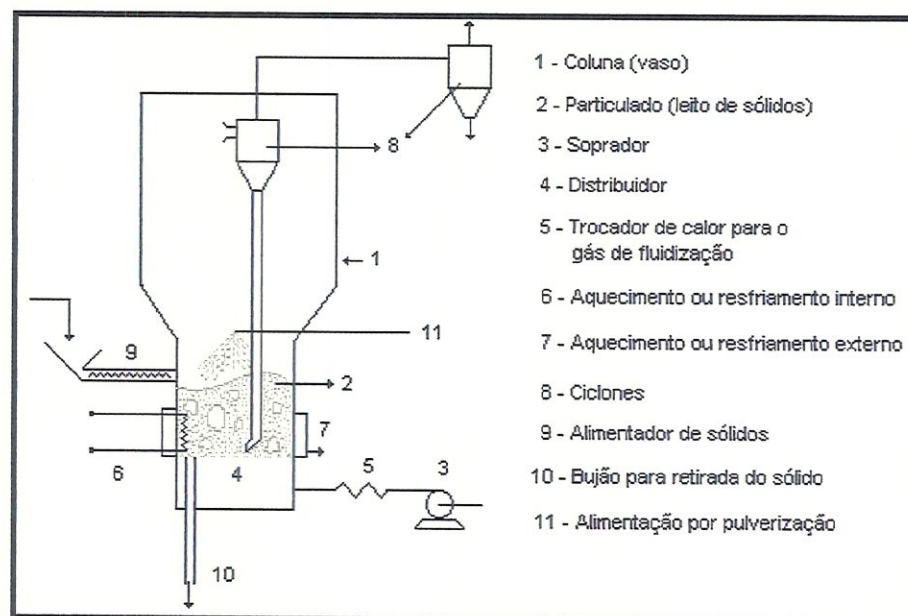


FIGURA 2 – Esquema de um reator de leito fluidizado que pode ser destinado a várias aplicações práticas (GELDART, 1986<sup>(a)</sup>).

fornecido pela camada refratária permite que a placa esteja numa temperatura próxima a do gás que entra, embora o leito fluidizado possa estar a uma temperatura bem maior (CLIFT, 1986).

- **Grade de tubos:** experiências comprovam que elementos internos ao leito, tais como chicanas e trocadores de calor, substancialmente melhoram o contato gás-sólido pela quebra de bolhas e aglomerados de sólidos. De fato, elementos internos podem melhorar de tal forma a qualidade de fluidização que distribuidores de alta resistência não são mais necessários. Em tais casos, uma grade de tubos, como o esquematizado na FIGURA 5, pode ser suficiente para introduzir o gás reagente dentro do leito fluidizado (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

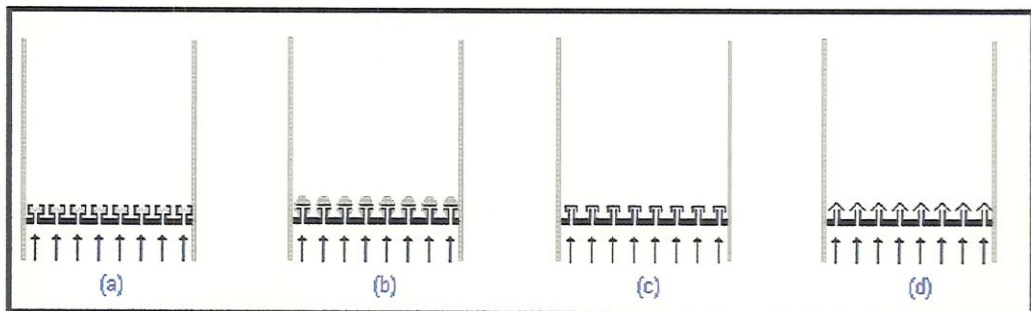


FIGURA 4 – Distribuidores tipo torre: a) com placa porosa; b) tipo bocal; c) com capa tipo bolha; d) com capa tipo fenda (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

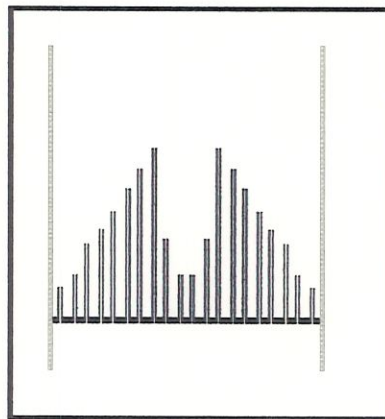


FIGURA 5 – Exemplo esquemático de um distribuidor tipo grade de tubos.

### 1.3 FREEBOARD E TDH

Um vaso de fluidização usualmente tem duas zonas importantes: uma zona borbulhante densa, possuindo uma superfície superior mais ou menos distinta, e uma zona dispersa, em que a concentração de sólidos diminui com a altura. A zona superior (zona dispersa), compreendida entre a superfície do leito e a saída da

## 1.2 TIPOS DE DISTRIBUIDOR

Um leito fluidizado para operar satisfatoriamente deve distribuir uniformemente o gás através de sua área transversal. Em adição, o distribuidor deve evitar que os sólidos do leito caiam para dentro da câmara plena (localizada abaixo do distribuidor) e ser capaz de suportar as forças devido à queda de pressão associadas com o fluxo de gás durante a operação e ao peso do leito fixo quando em condição desligado (CLIFT, 1986).

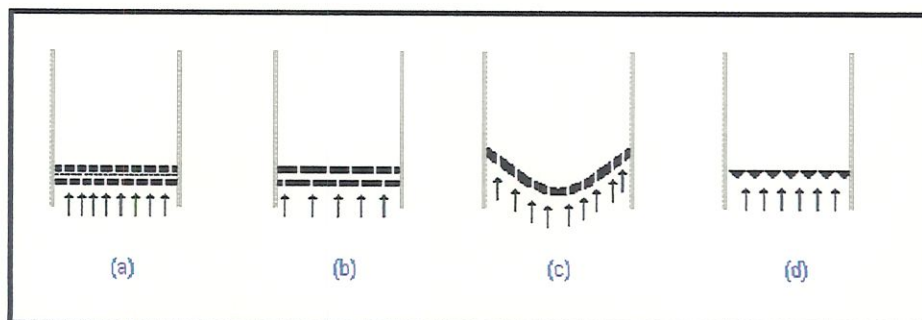


FIGURA 3 – Distribuidores tipo placa perfurada: a) duas placa com peneira metálica no meio; b) placas com furos revezados; c) placa perfurada côncava; d) grade de barras (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

Os tipos principais de distribuidor são:

- Distribuidor de placas porosas (cerâmica ou metal sinterizado): considerado o tipo de distribuidor ideal, frequentemente usado nos laboratórios devido proporcionar uma distribuição uniforme do gás através da seção transversal do leito. No entanto, esse tipo de distribuidor não é o mais adequado para uso em aplicações industriais, principalmente devido à (KUNII & LEVENSPIEL, 1991): ser impraticável para uso em reatores de grande escala devido a baixa resistência mecânica da construção; o material da placa normalmente é de alto custo; tem pouca resistência contra tensões térmicas; possível entupimento gradual por partículas finas ou corrosão.
- Distribuidor de placas perfuradas ou de multiorifícios: tipo largamente usado nas indústrias devido ao baixo custo e qualidade de fabricação (KUNII & LEVENSPIEL, 1991). A FIGURA 3 ilustra algumas variações desse tipo de distribuidor.
- Distribuidor tipo torre: os distribuidores de placas perfuradas não podem ser usados sobre certas condições de operação, tais como em meios de alta temperatura ou em meios altamente corrosivos. Para esses casos recomenda-se distribuidores tipo torre. A FIGURA 4 esquematiza algumas variações de projeto desse tipo de distribuidor. Em cada caso, o gás passa através de colunas verticais, uniformemente distribuídas na placa de sustentação do leito. Esta placa é coberta por uma camada de refratário (que pode ser constituída pelo próprio material do leito, porém não fluidizado), normalmente assentada entre as colunas. O isolamento



corrente de gás, é chamada de *freeboard*, e seu comprimento é chamado de altura de *freeboard* ( $H_f$ ).

Devido a fração (ou concentração) de sólidos diminuir com a altura no *freeboard*, quanto maior  $H_f$  menor a quantidade de sólidos arrastados para fora do vaso. Eventualmente, existe um valor mínimo de  $H_f$  onde acima do qual a fração de sólidos se torna aproximadamente constante com a altura. Essa altura é denominada de altura de despreendimento (TDH – *transport disengaging height*).

A capacidade de transporte (ou capacidade de saturação) da corrente de gás representa o maior fluxo de sólidos que pode ser arrastado para fora do vaso cuja saída está acima de TDH, ou seja, tem-se  $H_f > TDH$ . Esse valor depende das propriedades das partículas e das condições de escoamento do gás (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

A FIGURA 6 ilustra os termos discutidos nesta seção. Note que TDH tem muita importância para reatores em regime borbulhante.

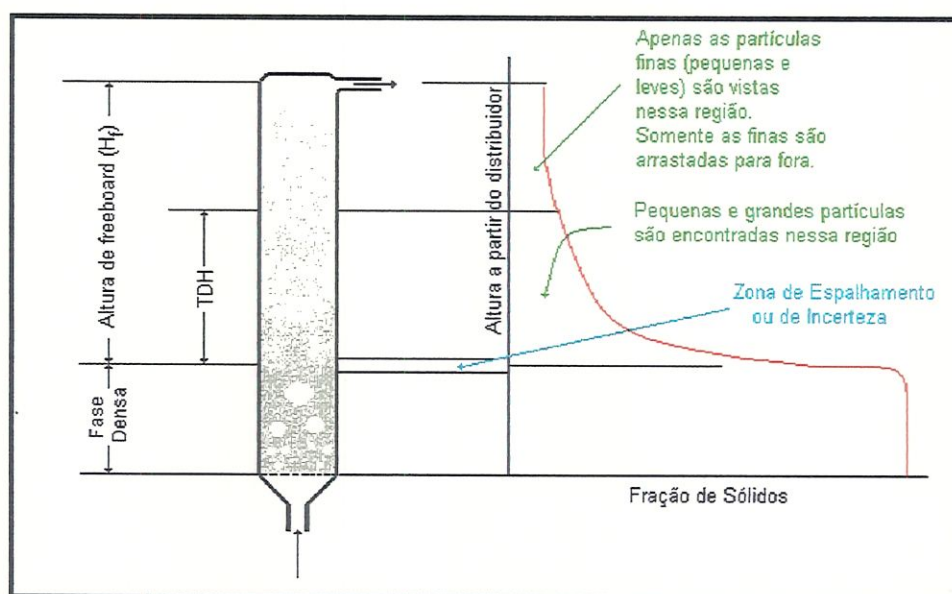


FIGURA 6 – As duas zonas de um reator de leito fluidizado: fase densa e freeboard (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

#### 1.4 APLICAÇÕES INDUSTRIAIS DE LEITOS FLUIDIZADOS

Leitos fluidizados são adequados para operações envolvendo contato gás-sólido sempre que altas taxas de transferência de calor e massa entre partículas e fluido sejam necessárias. Aplicações de leitos fluidizados incluem:

- combustão e gaseificação de carvão em leito fluidizado,
- fracionamento de hidrocarbonetos (petróleo),
- reações de síntese tipo gás – catalisador,
- revestimento de objetos metálicos com plástico,
- secagem de grãos,
- incineração de lixo sólido.

Essas e outras aplicações são apresentadas e discutidas em KUNII & LEVENSPIEL (1991).

## 1.5 CARACTERIZAÇÃO DO PARTICULADO

Um dos fatores importantes para prever certos tipos de comportamento de fluidização (regime de trabalho, padrão de movimento dos sólidos, mistura gás-sólido, etc.) é a caracterização do particulado sólido. Por exemplo, as experiências comprovaram que um particulado com larga distribuição de tamanho fluidiza mais satisfatoriamente (o que implica em menores flutuações de pressão no reator, menos vibração e menor tendência a formação de pistões de gás) do que um particulado possuindo uma faixa de tamanho estreita. Portanto, forma, tamanho e densidade de uma partícula, além da distribuição de tamanho de partículas no leito, são variáveis importantes que devem ser conhecidas para o estudo do fenômeno de fluidização.

A forma de uma partícula é quantificada através do fator de esfericidade  $\phi$ , definido como:

$$\phi = \frac{\text{Área superficial da esfera tendo o mesmo volume da partícula}}{\text{Área superficial da partícula}} \quad (1)$$

Com esta definição,  $\phi = 1$  para partículas esféricas e  $0 < \phi < 1$  para outras formas. Valores de  $\phi$  para várias formas de partículas são dados em KUNII & LEVENSPIEL (1991) e GELDART (1986<sup>(b)</sup>).

Para uma partícula de forma qualquer, diferente da esférica, há várias maneiras de definir seu tamanho. Normalmente o tamanho de uma partícula está relacionado com um diâmetro equivalente, que pode ser:

- diâmetro de peneira ( $d_p$ ): corresponde a largura da menor abertura quadrada da malha da peneira através da qual passará a partícula;
- diâmetro volumétrico ( $d_v$ ): corresponde ao diâmetro de uma esfera de volume equivalente ao da partícula;
- diâmetro razão superfície - volume ( $d_{sv}$ ): corresponde ao diâmetro de uma esfera que tem a razão área superficial/volume igual ao da partícula;
- diâmetro superficial ( $d_s$ ): diâmetro de uma esfera de área superficial igual à da partícula.

O tamanho de grandes partículas (maiores que 1 mm) pode ser encontrado usando um micrômetro, caso as partículas tenham forma regular. Caso contrário, o tamanho pode ser avaliado pelo peso de um certo número de partículas se a densidade é conhecida, ou ainda pelo deslocamento de fluido se as partículas são não porosas (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

Para partículas de tamanho intermediário, a análise de peneira é a forma mais conveniente para estimar o tamanho. Para partículas muito pequenas (menores que 40  $\mu\text{m}$ ) dois métodos indicados por KUNII & LEVENSPIEL (1991) podem ser usados para estimar o tamanho de partícula: esquadramento de fotografia ampliada da partícula e análise da sedimentação das partículas em um fluido

conhecido (a velocidade terminal dessas partículas dará o diâmetro volumétrico equivalente ( $d_v$ )).

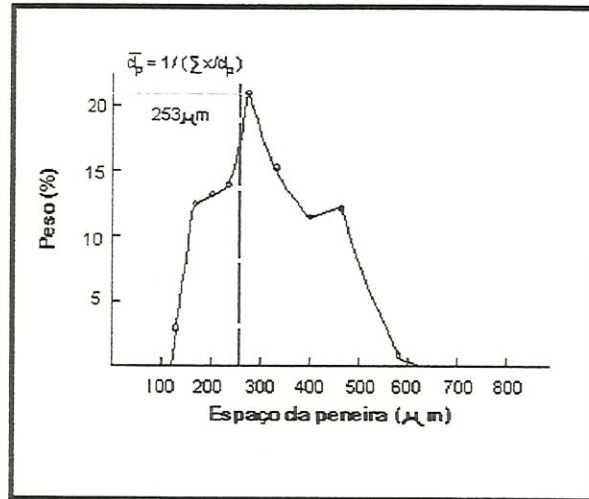


FIGURA 7 – Distribuição de tamanho de um leito de areia cujo diâmetro médio ( $\bar{d}_p$ ) de partícula é de 253  $\mu\text{m}$ .

A distribuição de tamanho em um leito de partículas normalmente é analisada através de gráficos como o mostrado na FIGURA 7. O diâmetro médio de um leito de partículas sólidas é dado como (GELDART, 1986<sup>(b)</sup>):

$$\bar{d}_p = \frac{1}{\sum \left( \frac{x_i}{d_{pi}} \right)} \quad (2)$$

onde:  $x_i$  é a diferença da fração acumulada de massa retida na peneira  $i$ , e  $d_{pi}$  é o diâmetro médio entre duas peneiras consecutivas.

A equação (2) não é representativa e não deve ser usada se o particulado apresentar uma distribuição não usual, por exemplo bi ou trimodal, ou ainda possuir uma faixa muito larga de tamanho. Tais particulados geralmente não se comportarão de uma forma homogênea e, por este motivo, não poderão ser caracterizados por um simples número (GELDART, 1986<sup>(b)</sup>).

### 1.5.1 Velocidade Terminal da Partícula

A velocidade terminal (ou de queda livre),  $u_t$ , de uma partícula através de um determinado fluido tem importante papel na análise do arraste e da sedimentação de partículas do leito, no projeto de ciclones e em diversos outros parâmetros da Fluidização. HAIDER & LEVENSPIEL (1989) determinaram equações para o cálculo de  $u_t$  das partículas de um leito fluidizado. Essas equações foram representadas na forma gráfica (FIGURA 8), que permite uma avaliação direta de  $u_t$ ,

conhecendo-se  $d_p$  e as propriedades físicas do sistema ( $\rho_g$ ,  $\rho_s$ ,  $\mu$  e  $g$ ). As coordenadas desse gráfico tem como abscissa o tamanho adimensional de partícula ( $d_p^*$ ) e a velocidade adimensional ( $u_t^*$ ) como ordenada. Esses parâmetros adimensionais são definidos como:

$$d_p^* = d_p \left[ \frac{\rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2} \right]^{1/3} \quad (3)$$

$$u_t^* = u_t \left[ \frac{\rho_g^2}{\mu (\rho_s - \rho_g) g} \right]^{1/3} \quad (4)$$

onde:  $d_p$ : diâmetro da partícula (m);  
 $\rho_g$ : densidade do gás de fluidização ( $\text{Kg/m}^3$ );  
 $\rho_s$ : densidade das partículas sólidas ( $\text{Kg/m}^3$ );  
 $g$ : aceleração da gravidade ( $\text{m/s}^2$ );  
 $\mu$ : viscosidade absoluta do gás (Pa.s);  
 $u_t$ : velocidade terminal da partícula (m/s).

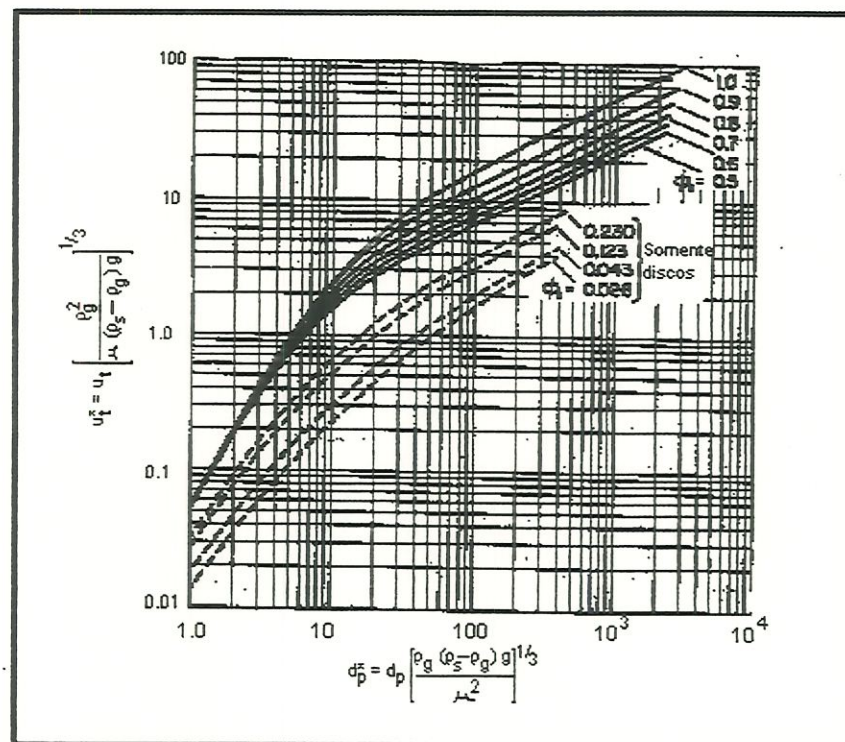


FIGURA 8 – Cálculo de  $u_t$  conhecendo-se  $d_p^*$  e a esfericidade da partícula (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

Para evitar ou reduzir a perda de partículas sólidas de um leito fluidizado, a velocidade do gás deve ser mantida entre  $U_{mf}$  e  $u_t$ . É aconselhável que no cálculo de  $u_t$ , use-se o menor diâmetro de sólido ( $d_p$ ) que se apresente em quantidade apreciável no leito, caso este apresente partículas de vários tamanhos (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

### Análise do Tamanho de Partícula Conhecendo-se $u_t$

Partículas que são arrastadas para fora do leito e têm velocidades terminais ( $u_t$ ) menores que a velocidade superficial do gás, são provavelmente finas. Quando o tamanho das partículas diminui, a quantidade de sólidos arrastados pelo gás aumenta. No entanto, existe um valor mínimo de tamanho (em torno de  $45 \mu\text{m}$ ) onde o arraste começa a diminuir, possivelmente devido à tendência da força coesiva entre as partículas ter aumentado e provocado a formação de aglomerados sólidos (GELDART, 1986<sup>(c)</sup>).

A intuição sugere que partículas com velocidades terminais maiores que a velocidade superficial do gás não deveriam aparecer na saída do gás. Caso isto aconteça, um dos fatores prováveis é que a altura do freeboard  $H_f$  deve estar menor que TDH.

Outra forma de avaliar o tamanho da partícula é através da razão  $u_t/U_{mf}$ . O gráfico da FIGURA 9 ilustra como essa razão é afetada pelo tamanho e forma da partícula. Dessa figura pode-se, de forma grosseira, concluir que:

- para  $d_p^* < 1$ , a partícula é pequena (fina);
- para  $d_p^* > 100$ , a partícula é grande.

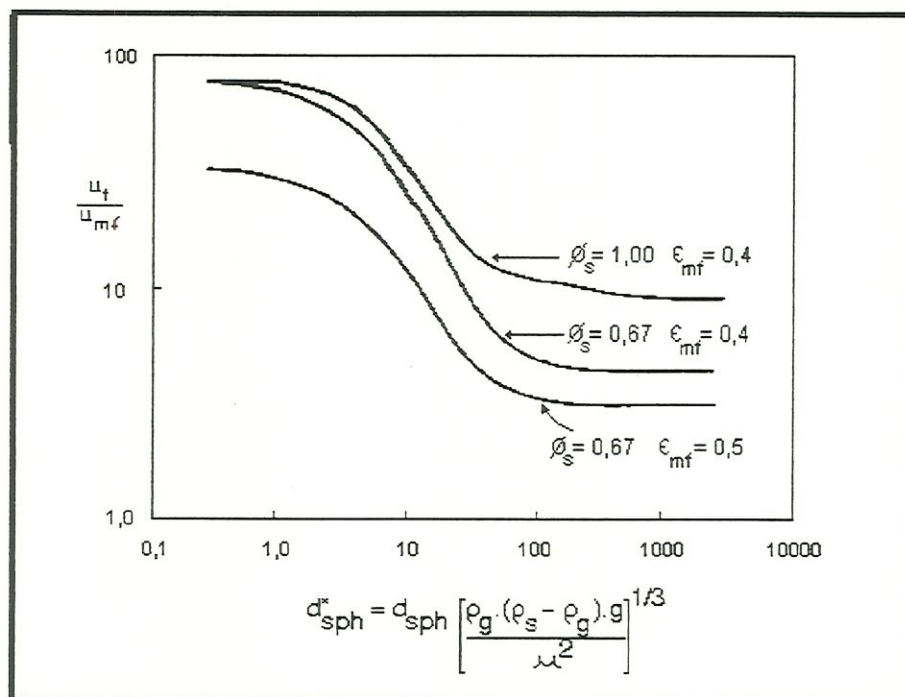


FIGURA 9 – Razão  $u_t/U_{mf}$  em função de  $d_p^*$ , da esfericidade  $\phi$  da partícula e da fração de vazio em condição de fluidização mínima (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

Na FIGURA 9 observa-se também que a faixa de velocidades de operação sem perda de sólidos do leito é maior para sistemas de pequenas partículas do que para sistemas de grandes partículas (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

## 1.5.2 A Classificação de Geldart

O comportamento das partículas sólidas em leitos fluidizados depende, dentre outros fatores, de uma combinação de tamanho e densidade da partícula. Em função disso, GELDART (1973) desenvolveu a seguinte classificação das partículas, apresentada a seguir em ordem de aumento do tamanho do grão.

### Grupo C

Fazem parte deste grupo as partículas coesivas. Devido o tamanho da partícula ser muito pequeno (geralmente menor que 20  $\mu\text{m}$ ), as forças interpartículas são maiores do que aquelas que o fluido poderia exercer sobre as partículas individualmente, dificultando a fluidização. Além do tamanho, outros fatores contribuem para aumentar a coesividade do particulado sólido: presença de grandes cargas eletrostáticas, umidade, partículas “grudentas”, sólidos macios (de comportamento altamente plástico) e partículas com forma muito irregular. A mistura gás-sólido e, conseqüentemente, a transferência de calor em leitos de partículas do grupo C são bem mais pobres do que nos leitos de partículas pertencentes aos grupos A e B (GELDART, 1986<sup>(d)</sup>).

Uma característica importante nos leitos de partículas do grupo C é a forma de fluidização. Em colunas de pequeno diâmetro, as partículas sólidas tendem a subir como um pistão de sólidos. Para colunas de maior diâmetro, canais se formam do distribuidor à superfície do leito, sem proporcionar nenhuma fluidização dos sólidos (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

### Grupo A

O particulado pertencente a este grupo (que tem como principal representante o catalisador FCC) é caracterizado pelo fato que, quando fluidizado em um fluxo de gás um pouco acima de  $U_{mf}$ , a expansão do leito é homogênea distribuída sobre todo o volume. Quando o fluxo de gás é gradualmente aumentado, chega-se num ponto onde a expansão homogênea alcança seu limite máximo e parte do gás move-se através do leito como vazios, geralmente chamados bolhas (RIETEMA, 1984). Este ponto crítico é chamado de ponto de borbulhamento, marcado por uma velocidade de gás denominada velocidade de borbulhamento mínimo ( $U_{mb}$ ). Com posterior aumento na velocidade do gás, tem-se uma diminuição na altura do leito seguido do aumento no número e tamanho de bolhas.

Para operação em velocidades superficiais acima de  $U_{mb}$ , já no regime borbulhante, outras características do leito de partículas do grupo A são (KUNII & LEVENSPIEL, 1991):

- As bolhas de gás sobem mais rapidamente do que o resto do gás que percola o leito através da emulsão.
- Essas bolhas de gás dividem e coalescem-se frequentemente à medida que sobem através do leito.

- Elementos internos (chicanas, tubos, trocadores de calor, etc.) não melhoram apreciavelmente a fluidização.
- A circulação dos sólidos no leito ocorre até mesmo quando apenas poucas bolhas estão presentes.
- Quando bolhas conseguem crescer para diâmetros próximos ao da coluna, elas formam pistões axiais (ver FIGURA 20a)

### Grupo B

Grupo composto por partículas geralmente maiores (tamanho e/ou densidade) do que as do grupo A e, em contraste com os sólidos daquele grupo, não conseguem manter a fluidização homogênea durante um intervalo de velocidades  $U_o$ . Isso significa que tão logo a velocidade superficial do gás exceda  $U_{mf}$ , as bolhas aparecerão. Assim,  $U_{mb} \approx U_{mf}$  e a expansão do leito é devido quase que exclusivamente à ocorrência de bolhas (RIETEMA, 1984).

No regime borbulhante ( $U_o > U_{mb}$ ), o leito de partículas do grupo B apresenta as seguintes características (KUNII & LEVENSPIEL, 1991):

- Pequenas bolhas formam-se no distribuidor, crescem e coalescem à medida que sobem através do leito.
- O tamanho das bolhas aumenta com a distância a partir do distribuidor e com o excedente de velocidade do gás ( $U_o - U_{mf}$ ).
- O tamanho de bolha é independente do tamanho de partícula médio.
- Um estado de ativo borbulhamento intensifica a circulação de sólidos no leito.
- Partículas de areia (utilizada na construção civil) e sal de cozinha são sólidos típicos deste grupo.

### Grupo D

Partículas grandes e/ou densas pertencem a este grupo. Leitões fluidizados de sólidos do grupo D apresentam as seguintes propriedades (KUNII & LEVENSPIEL, 1991):

- As bolhas coalescem rapidamente e crescem para grandes tamanhos.
- As bolhas geralmente sobem mais lentamente que o resto do gás escoando através da emulsão.
- A fase densa tem uma fração de vazio pequena.
- Quando o tamanho de bolha aproxima-se do diâmetro da coluna, pistões planos são formados (FIGURA 20c).
- Esses sólidos têm fácil tendência de jorro (spouted bed).

Uma enorme quantidade de gás é necessária para fluidizar esses sólidos, bem mais do que o suficiente para realizar as operações físicas ou químicas. Em tais situações, pode-se usar o leito em jorro (spouted bed), visto que este necessita uma quantidade de gás menor (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

A classificação de Geldart é clara e fácil de usar. Para facilitar ainda mais a classificação de um leito de partículas (com  $\rho_s$  e  $d_p$  conhecidos), Geldart elaborou um diagrama (FIGURA 10) onde as únicas condições impostas são que o gás de fluidização seja o ar sob condições atmosféricas (temperatura e pressão) e que a velocidade superficial do gás não ultrapasse a dez vezes o valor de  $U_{mf}$ .

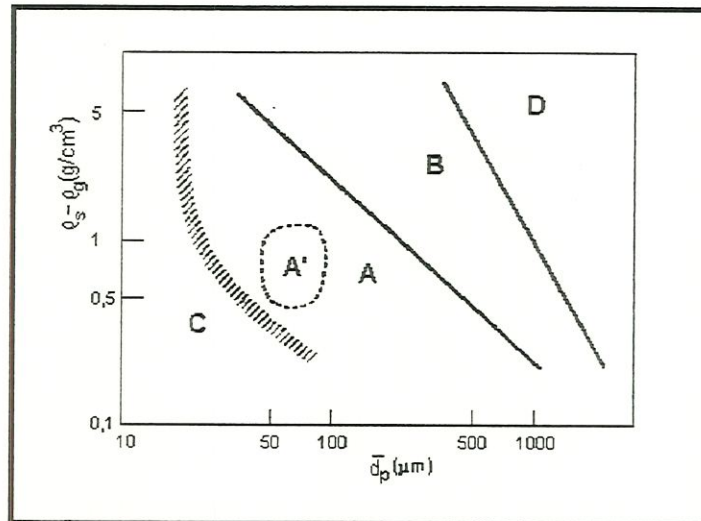


FIGURA 10 – Classificação de Geldart para partículas fluidizadas com ar em condições ambiente. A região A' corresponde aos catalisadores FCC (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

## 1.6 SISTEMAS PARTICULADOS E AGREGATIVOS

A fluidização de partículas sólidas com líquidos e com gases leva a fenômenos bem diferentes de comportamento, como mostrado na FIGURA 11. Para fluidização líquido/sólido (L/S), quando a velocidade do líquido aumenta depois do ponto de fluidização mínima, o leito de sólidos continua a se expandir continuamente, até que, próximo à velocidade terminal da partícula, os sólidos são suspensos de forma espalhada. Durante todo o processo de aumento da velocidade do líquido, as partículas sólidas se encontram dispersas uniformemente, exibindo um comportamento discreto (individual), ou seja, essencialmente independente umas das outras. Por esse motivo a fluidização L/S é denominada *particulada* (KWAUK & LI, 1996).

Para sistemas gás/sólido (G/S), principalmente quando partículas sólidas relativamente grandes (tipo Geldart B) com estreita faixa de distribuição de tamanho são usadas, um incremento na velocidade do fluido depois de  $U_{mf}$  é acompanhada pela formação de bolhas, como mostrado na FIGURA 11. A maior parte do excedente de gás acima do ponto de fluidização mínima ( $U_o - U_{mf}$ ) atravessa o leito de partículas na forma de bolhas (vazios de gás). Esta característica intensifica a natureza bifásica da fluidização G/S. Comportamento como esse dos sistemas G/S é denominado *agregativo* (KWAUK & LI, 1996).



Há, no entanto, casos raros em que sistemas L/S apresentam comportamento de fluidização semelhante àquele dos sistemas G/S. Isso ocorre se os sólidos fluidizados forem bastante densos e o líquido tiver baixa densidade. Da mesma forma, os sistemas G/S terão comportamento homogêneo de fluidização se apresentarem sólidos pouco densos e gás bastante denso (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

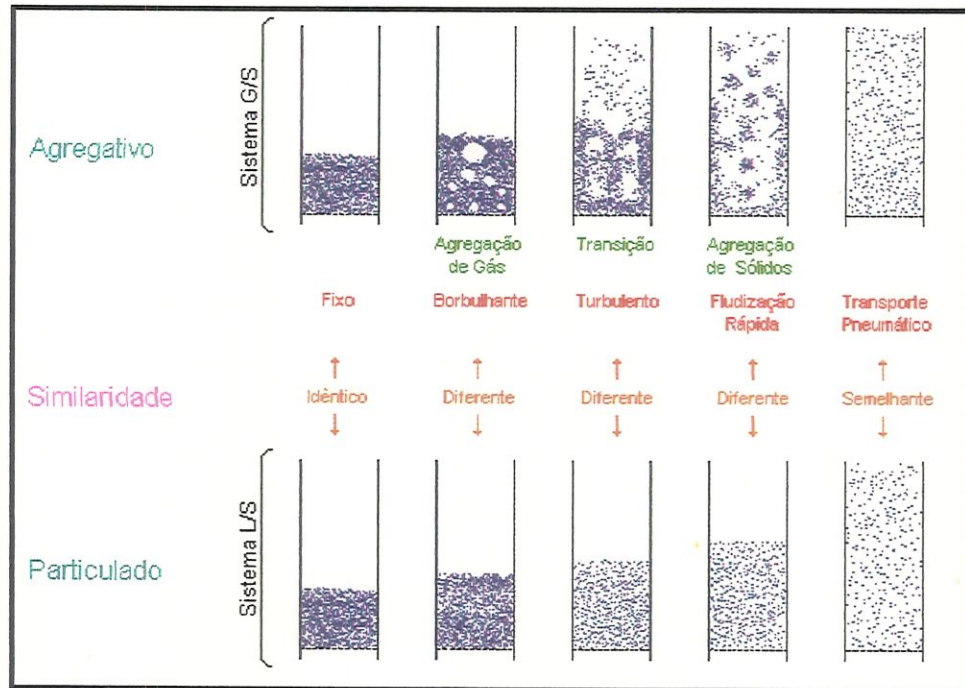


FIGURA 11 – Diferenças entre sistemas particulados e agregativos (KWAUK & LI, 1996).

## 1.7 O FENÔMENO DE FLUIDIZAÇÃO

Se um fluido (gás) atravessa um leito de partículas sólidas com baixa velocidade superficial, o fluido simplesmente percola através dos espaços vazios existentes entre as partículas estacionárias. Este é o chamado leito fixo. Aumentando-se gradualmente a velocidade do gás, alcança-se uma situação onde todas as partículas são suspensas pelo fluido que escoar ascendentemente. Neste ponto, a queda de pressão através de qualquer seção do leito iguala-se ao peso das partículas e do fluido naquela seção. O leito, então, se encontra na situação de fluidização mínima. Inicia-se então o fenômeno de fluidização.

A partir de  $U_{mf}$ , o comportamento hidrodinâmico dos leitos fluidizados é dividido em regimes de fluidização. Assim, à medida que se aumenta gradualmente a velocidade do gás (mantendo o fluxo de sólidos constante), os regimes de fluidização são (FIGURA 12): fluidização particulada ou homogênea (característica dos leitos de partículas do grupo A de Geldart), fluidização borbulhante, fluidização turbulenta e fluidização rápida. Caso o fluxo de gás continue subindo, chega-se num ponto onde

não há mais acúmulo de sólidos no fundo do reator. A partir desse ponto não se tem mais uma condição de leito fluidizado, mas sim de transporte pneumático.

Para distinguir entre os diferentes regimes de fluidização, uma forma comum utilizada na literatura é determinar as velocidades de transição por meio de diferentes técnicas de medida e métodos de interpretação de sinais. As velocidades de transição são influenciadas por vários fatores, dentre eles incluem-se: propriedades gás/sólido, temperatura e pressão de operação, fatores geométricos (altura, diâmetro, tipo de distribuidor, presença de chicanas e/ou trocadores de calor, etc...). No caso de um reator de leito fluidizado circulante (reator que apresenta dispositivos de recirculação dos sólidos para o fundo do leito, ver FIGURA 24) as velocidades de transição também dependem da taxa de circulação dos sólidos (BAI et al., 1996).

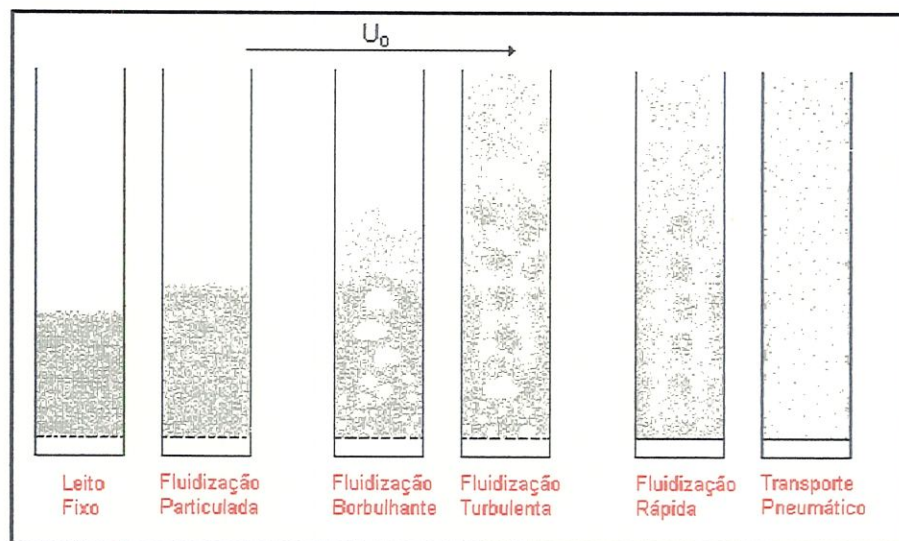


FIGURA 12 – Os diversos regimes de fluidização possíveis de ocorrer em um reator de leito fluidizado gás – sólido (variando  $U_0$  e mantendo  $G_s$  constante).

### 1.7.1 Fluidização Homogênea ou Particulada

Sólidos finos (pertencentes ao grupo A de Geldart, como por exemplo partículas FCC) exibem um tipo de comportamento não encontrado em sólidos grosseiros (grupos B e D), ou seja, a habilidade de serem fluidizados em ar ambiente em velocidades acima de  $U_{mf}$  sem a formação de bolhas. O leito expande-se de forma homogênea até que uma velocidade é alcançada em que pequenas bolhas aparecem na superfície (GELDART, 1986<sup>(b)</sup>). Essa velocidade superficial do gás de fluidização corresponde à chamada velocidade de borbulhamento mínimo ( $U_{mb}$ ). Assim, para partículas do grupo A tem-se  $\frac{U_{mb}}{U_{mf}} > 1$ , enquanto que para as demais partículas, exceto as do grupo C,  $\frac{U_{mb}}{U_{mf}} \approx 1$ . As partículas do grupo C, devido a alta coesividade, têm maior tendência à formação de canais e trincas através do leito do que à formação de bolhas.

Leitos de partículas do grupo A expandem-se consideravelmente entre  $U_{mf}$  e  $U_{mb}$  devido tais partículas serem sensivelmente coesivas. Dessa forma, partículas do grupo A se encontram numa posição intermediária quanto à coesividade, enquanto os sólidos do grupo C são altamente coesivos e os dos grupos B e D apresentam forças interpartículas desprezíveis.

Quando a velocidade do gás é aumentada gradualmente acima de  $U_{mb}$ , a passagem de cada bolha quebra a fraca estrutura metaestável da fase densa expandida; a altura do leito torna-se menor porque o vazio da fase densa é reduzido mais rapidamente do que o aumento da fração de bolhas com aumento da velocidade (GELDART, 1986<sup>(d)</sup>).

### 1.7.2 Velocidade de Fluidização Mínima ( $U_{mf}$ ) e de Borbulhamento Mínimo ( $U_{mb}$ ): Uma Forma de Determinação

Como já mencionado anteriormente, a velocidade superficial do gás onde a fluidização se inicia é denominada velocidade de fluidização mínima ( $U_{mf}$ ).

O diagrama  $\Delta P \times U_o$  (queda de pressão versus velocidade superficial do gás) é um dos métodos mais utilizados para determinação de  $U_{mf}$ .

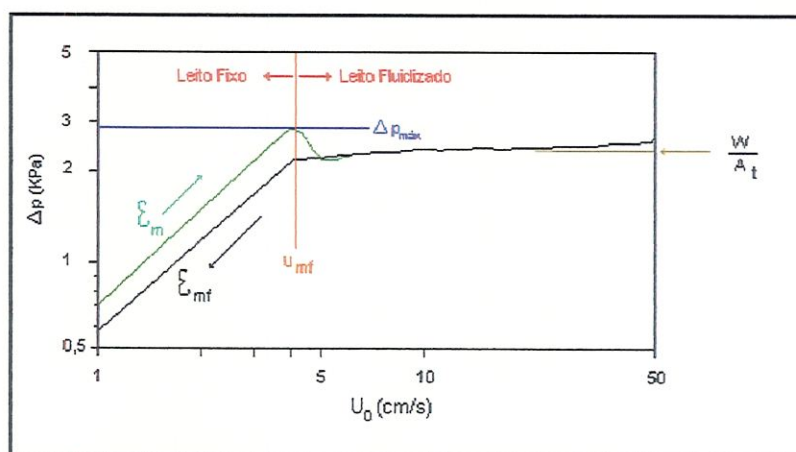


FIGURA 13 – Gráfico  $\Delta P \times U_o$  que mostra um comportamento típico de leitos de partículas do grupo B de Geldart com estreita distribuição de tamanho (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

A FIGURA 13 ilustra um gráfico  $\Delta P \times U_o$  do comportamento típico para leitos de partículas pertencentes ao grupo B de Geldart com estreita distribuição de tamanho. Observa-se que a queda de pressão é proporcional à velocidade do gás quando  $U_o < U_{mf}$ , ou seja, em leito fixo. À medida que se aumenta  $U_o$ , chega-se a um valor máximo de  $\Delta P$ , que é sensivelmente maior que a pressão estática ( $W/A_t$ ) do leito. Com um posterior aumento na velocidade do gás, o vazio da fase densa aumenta de  $\epsilon_m$  para  $\epsilon_{mf}$  (vazio em condição de fluidização mínima) resultando numa diminuição de  $\Delta P$  para a pressão estática do leito ( $\Delta P \approx W/A_t$ ). Para  $U_o > U_{mf}$ , o leito expande-se e bolhas de gás se formam. Apesar do aumento do fluxo de gás,  $\Delta P$

permanece praticamente invariável devido o excedente de gás ( $U_o - U_{mf}$ ) percolar o leito na forma de bolhas.

A velocidade superficial de fluidização mínima  $U_{mf}$  é então definida como o ponto de interseção entre a linha inclinada representando  $\varepsilon_{mf}$  e a horizontal  $W/A_t$  (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

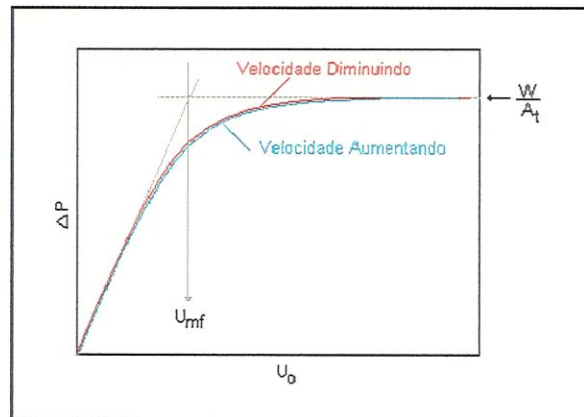


FIGURA 14 – Gráfico  $\Delta P \times U_o$  que mostra um comportamento típico de leitos de partículas do grupo B de Geldart com larga distribuição de tamanho (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

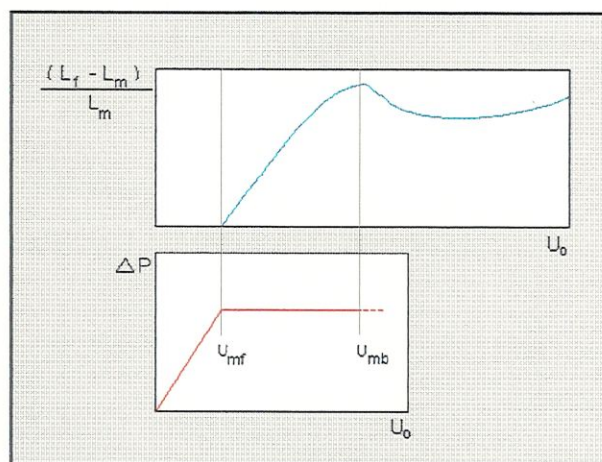


FIGURA 15 – Gráficos esquemáticos da altura relativa do leito contra a velocidade superficial do gás e  $\Delta P \times U_o$ , para partículas FCC (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

Para leitos de partículas do grupo B com larga distribuição de tamanho, o diagrama  $\Delta P \times U_o$  se assemelha ao mostrado na FIGURA 14. Quando a velocidade  $U_o$  é gradualmente aumentada através desses leitos, as menores partículas estão aptas a fluidizarem através dos espaços vazios das maiores. As partículas maiores, no entanto, tendem a permanecer estacionárias. Ocorre então uma fluidização parcial sob um  $\Delta P$  intermediário (abaixo de  $W/A_t$ ). Com  $U_o$  crescendo, chega-se a um ponto onde todos os sólidos se fluidizam e  $\Delta P$  se aproxima de  $W/A_t$ . Da mesma forma  $U_{mf}$  é determinado através da interseção das duas retas (ver FIGURA 14).

Agora considere um leito de partículas finas pertencentes ao grupo A de Geldart, mas com larga faixa de tamanho. Para esses sólidos o comportamento  $\Delta P \times U_o$  é mais parecido com o gráfico da FIGURA 13 do que com o da FIGURA 14, como pode ser visto na FIGURA 15 para partículas FCC com faixa de tamanho de 5-100  $\mu\text{m}$  (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

A FIGURA 15 também mostra a expansão do leito desse material. Aqui  $L_f$  é a altura média do leito fluidizado e  $L_m$  a altura do leito fixo. Com o aumento gradual de  $U_o$  depois de  $U_{mf}$ , o leito expande-se de forma homogênea com nenhuma formação de bolhas. No entanto, em torno de  $3U_{mf}$  começa o surgimento de bolhas, a altura do leito atinge seu valor máximo e, então, começa a diminuir. Esse ponto é a denominada velocidade de borbulhamento mínimo ( $U_{mb}$ ).

### 1.7.3 Regime de Fluidização Borbulhante

O comportamento dos leitos fluidizados borbulhantes é dominado pela ascensão de bolhas. Para analisar o comportamento desses leitos é essencial distinguir entre a fase bolha (ou fase vazio), que compreende os vazios de gás que não contém virtualmente nenhuma partícula do leito, e a fase particulada (também conhecida como fase densa ou emulsão) consistindo de partículas fluidizadas pelo gás intersticial. Um leito borbulhante pode ser definido como um leito em que a fase bolha é dispersa e a fase emulsão é contínua (CLIFT, 1986).

As bolhas subindo provocam o movimento da emulsão que é a principal causa da mistura de sólidos nos leitos borbulhantes. Este movimento de partículas, por sua vez, proporciona a uniformidade da temperatura e os altos coeficientes de transferência de calor entre superfície e leito, característico dos leitos fluidizados.

Como o gás em uma bolha não está em contato direto com as partículas do leito, ele não pode participar de toda reação gás-sólido. Assim, o intercâmbio do gás da fase bolha e do gás intersticial da fase particulada pode determinar a performance de um reator de leito fluidizado. Por esse motivo um entendimento do comportamento da fase bolha em leito fluidizado é essencial para o entendimento das aplicações desses dispositivos.

#### Bolhas

Em muitos aspectos os vazios de gás (bolhas) dos leitos fluidizados borbulhantes são comparáveis às bolhas gasosas dos sistemas gás-líquido. Dentre esses aspectos, destacam-se (KUNII & LEVENSPIEL, 1991):

- As formas das bolhas são parecidas, aproximadamente esféricas quando pequenas, planas e distorcidas quando um pouco maiores e com capa esférica quando grandes.
- Para ambos os sistemas, bolhas pequenas sobem lentamente e bolhas grandes sobem rapidamente.
- Para ambos os sistemas, um trem de bolhas pode coalescer para dar origem a bolhas maiores.

Há, no entanto, uma diferença importante entre os dois sistemas. Uma bolha do sistema gás-líquido é contornada por uma interface distinta: material só pode entrar ou sair da bolha por difusão, mas não pelo escoamento normal de massa (exceção ocorre quando há mudança de fase). Por outro lado, o contorno de uma bolha de um sistema gás-sólido é apenas uma superfície imaginária que separa uma região pobre em partículas sólidas de outra altamente concentrada de sólidos que é permeável ao gás. Por esse motivo, fluxo normal de massa (gás e/ou sólidos) pode ocorrer entre uma bolha e a fase emulsão que se encontra em sua volta (CLIFT, 1986).

### Divisão e Coalescência de Bolhas

Bolhas em leitos fluidizados dividem-se pelo processo mostrado esquematicamente na FIGURA 16. Observou-se que na cabeça da bolha algumas vezes surge uma espécie de trinca (penetração de sólidos) que, na maioria dos casos em que aparece, cresce rapidamente e verticalmente (de cima pra baixo) dividindo a bolha. Quando esta ação de corte produz uma pequena bolha-filha, esta é, na maioria dos casos, imediatamente reabsorvida pela bolha-mãe. Quando as duas bolhas formadas por esse processo apresentam tamanhos aproximadamente iguais, primeiramente uma delas (a maior dentre as duas) cresce em relação a outra drenando seu gás, e então finalmente a engole, como mostrado na FIGURA 16 (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

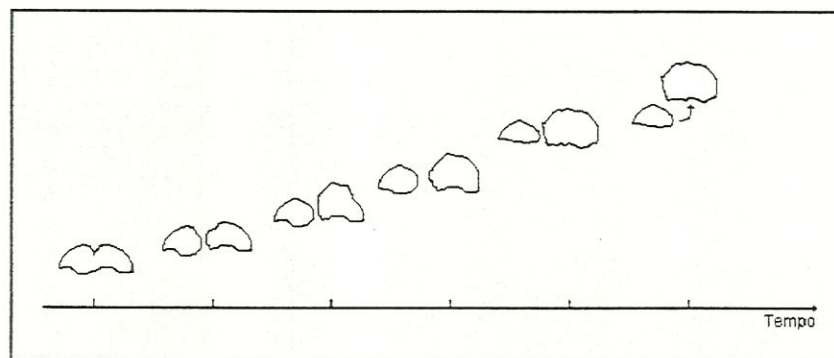


FIGURA 16 – Esquema da divisão e coalescência de uma bolha (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

Nos leitos de finas partículas (grupo A), a recoalescência é menos frequente do que nos leitos de partículas maiores (grupos B e D). Isso pode ser explicado pela avaliação da viscosidade efetiva da fase particulada. Sabe-se que quanto maior a viscosidade do meio particulado (em regime borbulhante) maior o tamanho estável máximo que uma bolha pode alcançar (devido aumentar a resistência à formação e crescimento da “trinca”). Como no leito de partículas do grupo A de Geldart a viscosidade efetiva é relativamente baixa, o tamanho de bolha máximo é pequeno. Para esses sólidos a viscosidade, e assim o tamanho de bolha máximo, aumenta com o diâmetro de partícula do leito. Para partículas dos grupos B e D de Geldart, a viscosidade efetiva e o tamanho de bolha são maiores e menos dependentes do

tamanho de partícula (CLIFT, 1986). Para esses sólidos o tamanho de bolha aumenta com  $U_0$  e com a altura do leito.

Como o tamanho máximo de bolha é menor em um leito de partículas do grupo A do que nos leitos de partículas dos grupos B e D, bolhas dividem-se mais frequentemente nos sólidos A do que nos outros dois (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

O fenômeno de coalescência entre duas bolhas ocorre na maioria das vezes pela penetração da bolha menor por baixo da maior. Quando duas bolhas estão subindo uma abaixo da outra, a bolha de baixo tende a ser acelerada quando entra na esteira da de cima. Isso pode ser causado pelo fato da região inferior da bolha ser a parte de menor pressão. Da mesma forma, quando duas bolhas de tamanhos diferentes estiverem lado a lado, o processo de coalescência pode induzir um movimento lateral de aproximação da bolha menor para a maior e, do mesmo modo como se estivessem em fila, a menor é atraída para o fundo da maior (CLIFT, 1986).

### **Padrão de Circulação dos Sólidos Devido à Coalescência**

Quando um leito de partículas é fluidizado numa velocidade de gás acima de  $U_{mb}$ , bolhas formam-se continuamente e sobem através do leito, que é então dito estar em completo borbulhamento. Quando sobem, as bolhas se interagem e coalescem de tal forma que o tamanho médio de bolha aumenta com a altura. O crescimento por coalescência continua até que as bolhas se aproximem de seu tamanho estável máximo, quando então a divisão torna-se bem mais frequente. Conseqüentemente, divisão e recoalescência asseguram um tamanho médio de bolha próximo ao tamanho estável máximo. Em leitos de partículas do grupo A, o tamanho estável máximo é relativamente pequeno e, por esse motivo, alcançado próximo ao distribuidor e, conseqüentemente, o tamanho médio de bolha é tipicamente constante durante a maior parte da altura do leito. Para partículas dos grupos B e D, o tamanho estável máximo é maior e somente alcançado, quando possível, na superfície do leito: geralmente o tamanho médio de bolha aumenta constantemente com a altura do leito e com a velocidade  $U_0$  do gás (CLIFT, 1986).

O processo de coalescência de bolhas, principalmente em leitos de partículas dos grupos A e B, é um dos principais responsáveis pelo padrão de circulação de sólidos. Sabe-se que a maior parte das partículas sólidas sobe em regiões de alta atividade de bolhas e desce em regiões carentes de bolhas (CLIFT, 1986).

A coalescência das bolhas em leitos borbulhantes de partículas Geldart A ou B tende a apresentar uma trajetória preferencial de crescimento (fato que não ocorre em leitos de partículas do grupo D). As bolhas iniciadas no distribuidor próximas às paredes são atraídas, à medida que sobem, por outras bolhas localizadas na região central do leito. Dessa forma, para uma determinada vazão de gás, em uma certa altura a partir do distribuidor, regiões próximas às paredes se tornam carentes de bolhas, enquanto o centro se torna uma região de alta atividade de bolhas. Como conseqüência de haver poucas bolhas próximo às paredes, há um predominante fluxo de sólidos descendo por essas regiões. Este efeito é mostrado esquematicamente na FIGURA 17a, com o processo de coalescência típico mostrado na FIGURA 17b. Uma vez estabelecido, esse fluxo de retorno de sólidos tende a manter a tendência

das bolhas se acumularem cada vez mais na região central do leito (BAEYENS & GELDART, 1986).

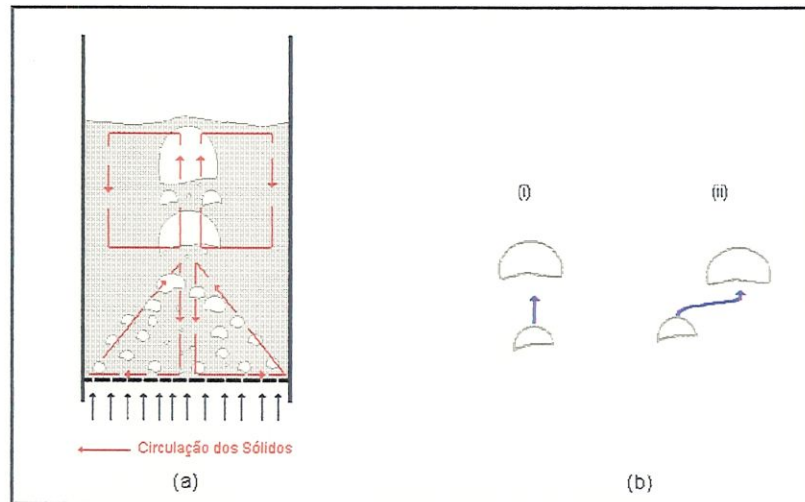


FIGURA 17 – Fluidização borbulhante: a) padrão de movimento de sólidos e de bolhas; b) modos de coalescência (CLIFT, 1986).

Por causa da importância das paredes na inicialização do padrão de escoamento, a caracterização do padrão de borbulhamento depende da escala (tamanho) do equipamento como também de características das partículas e do distribuidor (CLIFT, 1986).

WHITEHEAD et al. (1976) estudaram os padrões de circulação de sólidos em grandes leitos fluidizados de partículas do grupo B de Geldart. Dois de seus resultados são de considerável importância para esse trabalho:

- a) Em um leito quadrado com 1,22 m de lado e cerca de 1,5 m de profundidade, areia foi fluidizada em velocidades acima de 0,3 m/s (ver FIGURA 18). Em baixas velocidades, áreas ricas em bolhas ocorreram próximas aos cantos, enquanto regiões com poucas bolhas ocorreram no centro e encostado às paredes. Nessas velocidades, os sólidos subiram com as bolhas e desceram pelas regiões carentes de bolhas. Em maiores velocidades de gás, áreas ricas em bolhas aumentaram de tamanho a custa da diminuição das outras áreas. Em velocidades ainda maiores, o padrão de circulação mudou completamente, com os sólidos subindo pelo centro e descendo pelas paredes.
- b) Em leitos rasos (razão de aspecto  $H/D < 0,5$ ), em muitas velocidades o padrão de circulação predominante foi como o mostrado na FIGURA 19a, com os sólidos descendo pelo centro e junto às paredes. Em leitos profundos ( $H/D > 1$ ), o padrão de escoamento apresentou duas regiões diferentes, como mostrado na FIGURA 19b. O tamanho relativo dessas regiões (representado como  $H_m$  na FIGURA 19b) é função da velocidade do gás:  $H_m$  diminui com  $(U_o - U_{mf})$  aumentando.



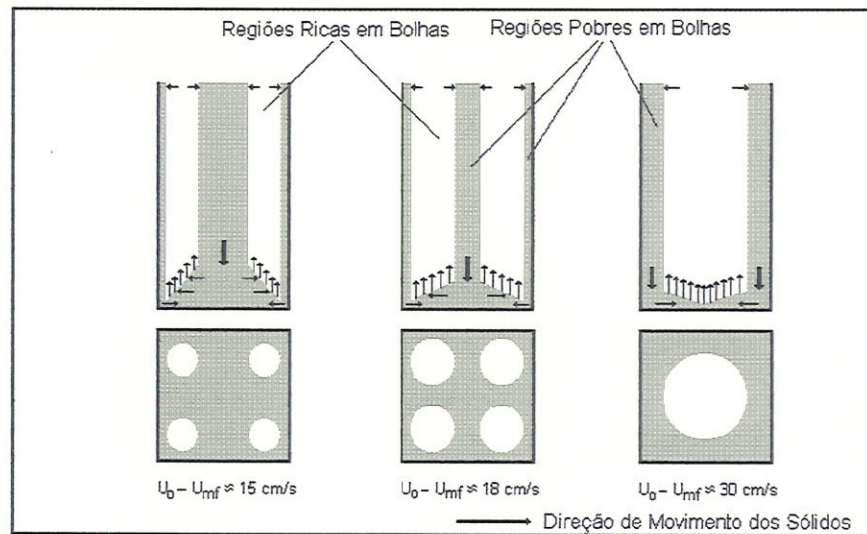


FIGURA 18 – Efeito da velocidade do gás nos padrões de escoamento em um leito de 1,22 x 1,22 m de areia do grupo B de Geldart (WHITEHEAD et al., 1976).

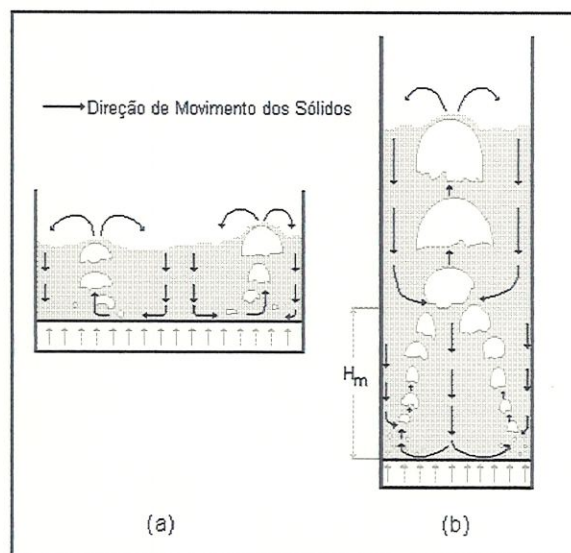


FIGURA 19 – Padrões de circulação de sólidos em leitos com diferentes razões de aspecto com velocidades de gás aproximadamente iguais (BAEYENS & GELDART, 1986) – (a) Leitos rasos ( $H/D < 0,5$ ); (b) Leitos profundos ( $H/D > 1$ ).

### A Fluidização Pistonada

Enquadrado como um regime borbulhante diferenciado, a fluidização pistonada é caracterizada pela presença de grandes bolhas de tamanho próximo ao diâmetro do leito. A fluidização pistonada ocorrerá se três condições forem encontradas (CLIFT, 1986):

- a) o tamanho estável máximo de bolha é maior que 60% do diâmetro do reator (o que depende das propriedades do gás e das partículas);
- b) a velocidade do gás é suficientemente alta;
- c) o leito, geralmente de pequeno diâmetro, é suficientemente profundo.

Em leitos de finas partículas (Geldart A), os sólidos caem próximo às paredes para compensar os sólidos que sobem empurrados pelos sucessivos pistões de gás (FIGURA 20a). Esses são os chamados pistões axiais. Para maiores velocidades de gás e/ou leitos com partículas angulares (não esféricas), ou ainda com reatores de paredes rugosas, os pistões subindo tendem a aderir e deslizar nas paredes, formando os chamados pistões de parede, esquematizado na FIGURA 20b (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

Em leitos com sólidos do grupo D, outro modo de fluidização pistonada é observado, como mostrado na FIGURA 20c. O leito apresenta fatias de emulsão separadas por gás. Essas fatias de gás e de emulsão sobem pelo leito, compensado por uma contínua queda de sólidos (como chuva) de fatia para fatia. Esse modo de fluidização pistonada é caracterizada pelos chamados pistões planos (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

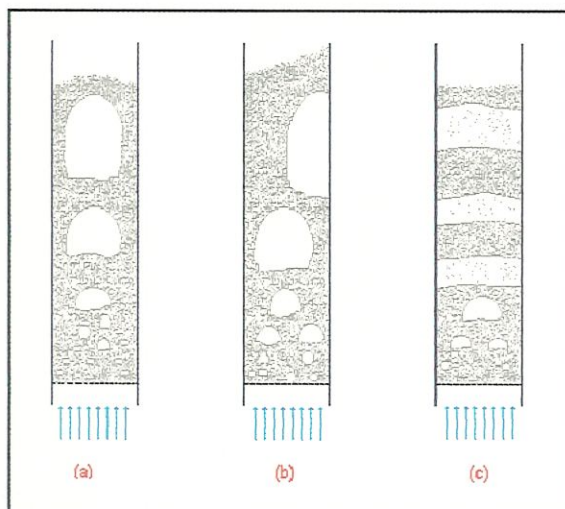


FIGURA 20 – Tipos de pistões formados em leitos fluidizados: a) pistões axiais; b) pistões de parede; c) pistões planos (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

#### 1.7.4 A Transição para o Regime Turbulento

Quando em um leito fluidizado borbulhante a velocidade do gás é gradualmente aumentada, a turbulência originada pelas bolhas aumenta também. Esta turbulência influencia diretamente as oscilações de queda de pressão. A transição para a fluidização turbulenta é caracterizada pela velocidade superficial  $U_c$  em que a amplitude das flutuações de queda de pressão alcança um máximo, e que corresponde ao desarranjo do padrão borbulhante (ou pistonado) devido à rápida coalescência e divisão das bolhas a partir desse ponto (LIM, ZHU e GRACE, 1995). A transição pode ser afetada por fatores como: presença de estruturas internas no

reator, como chicanas e trocadores de calor; distribuição de tamanho das partículas do leito (largas faixas tendem a antecipar a transição). Esses fatores afetam o fenômeno de crescimento e quebra das bolhas.

A caracterização de um regime hidrodinâmico em leitos fluidizados ainda não está bem claro, principalmente no que se refere à fluidização turbulenta. Muitos autores preferem chamar o regime turbulento como regime de transição entre o borbulhante e a fluidização rápida. Outros defendem a existência de um regime de transição entre o borbulhante e o turbulento. A FIGURA 21 resume as três possibilidades de regimes em um leito fluidizado sugeridas por diferentes pesquisadores.

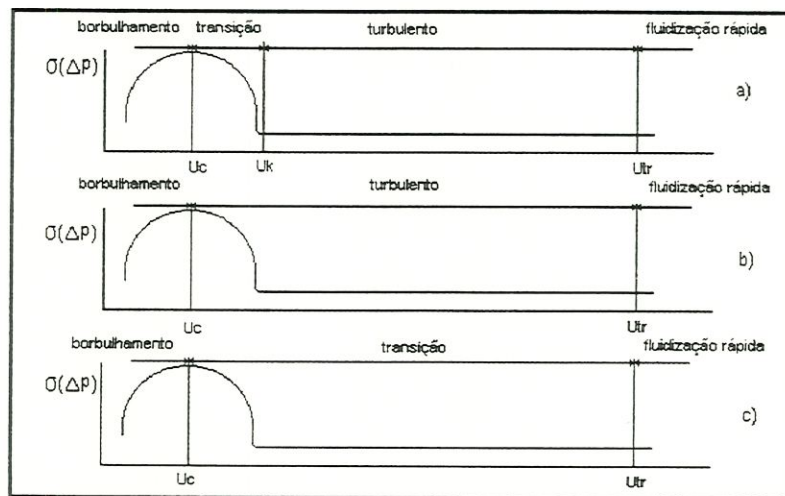


FIGURA 21 – Os diversos regimes de fluidização sugeridos na literatura: (a) com 3 regimes e um estado de transição, (b) com 3 regimes, (c) com 2 regimes e um estado intermediário de transição (ARNALDOS & CASAL, 1996).

Este texto defende a interpretação dada por RHODES & GELDART (1986), ou seja, à possibilidade esquematizada na FIGURA 21b. RHODES & GELDART (1986) concluíram que, como resultado de diversos estudos com vários sólidos (grupos A, B e D) em colunas de diferentes tamanhos, a transição para fluidização turbulenta foi causada pela transferência de sólidos do leito para a *freeboard*, com conseqüente diminuição da altura do leito e exposição da sonda à região *freeboard* do reator. A FIGURA 22 ilustra essa interpretação. Desse modo,  $U_c$  corresponde a altura máxima alcançada pelo leito e, com o aumento da velocidade do gás, uma considerável quantidade de sólidos começa a ser arrastada pelo gás. A velocidade  $U_k$ , por outro lado, corresponde a velocidade do gás onde a superfície do leito denso caiu abaixo do ponto de tomada de pressão (FIGURA 22). A partir dessa interpretação pode-se dizer que  $U_k$  está mais ligado ao início da fluidização rápida do que o começo da turbulenta. Assim, quanto mais próximo do distribuidor for posicionada a sonda de tomada de pressão, mais próximo  $U_k$  estará em relação a  $U_{tr}$  (velocidade que caracteriza a transição para a fluidização rápida).

A interpretação acima de RHODES & GELDART (1986) está de acordo com as conclusões chegadas por BAI et al. (1996). Eles analisaram a fração de sólidos ( $\epsilon_s$ ) em função do desvio padrão das flutuações de pressão diferencial em várias alturas do leito de sólidos para partículas dos grupos A e B de Geldart. Segundo eles, os

diferentes regimes de fluidização apresentam faixa de fração de sólidos ( $\epsilon_s$ ) característico, ou seja:

- para fluidização borbulhante:  $\epsilon_{sb} > \epsilon_s > 0,35$ ;
  - para fluidização turbulenta:  $0,35 > \epsilon_s > 0,15$ ;
  - para fluidização rápida:  $0,15 > \epsilon_s > 0,05$ ;
  - para transporte pneumático:  $\epsilon_s < 0,05$ .
- (5)

Como pode ser observado, a identificação de um regime de fluidização depende sobretudo do tamanho do volume tomado para análise.

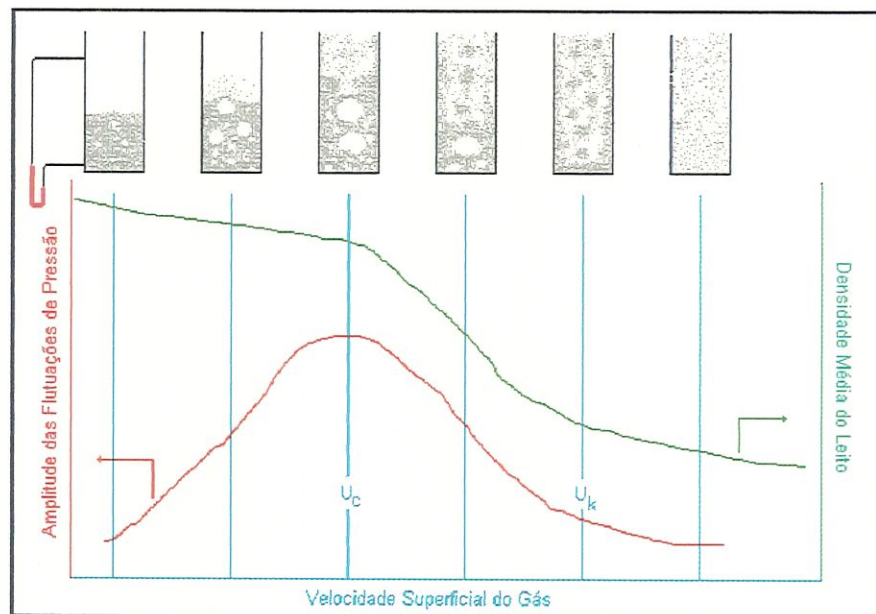


FIGURA 22 – Interpretação de RHODES & GELDART (1986) da transição caracterizada por  $U_c$  e  $U_k$ .  $U_c$  representa a velocidade do gás em que a altura do leito denso é máxima e  $U_k$  é a velocidade em que essa altura é mínima, possivelmente abaixo da tomada inferior de pressão (RHODES, 1996).

### 1.7.5 Regime de Fluidização Turbulento

Uma das principais características da fluidização borbulhante é que essencialmente não há arraste de sólidos para fora do reator. O leito pode ser mantido sem qualquer necessidade de recirculação de sólidos. No entanto, a partir de  $U_c$ , a taxa de arraste de sólidos pode alcançar valores significativos à medida que a velocidade superficial do gás aumenta (ARNALDOS & CASAL, 1996).

De uma outra forma, observa-se que no regime borbulhante significativa formação e coalescência de bolhas levam a um aumento na heterogeneidade do leito com o aumento da velocidade do gás. Em  $U_o = U_c$ , a heterogeneidade do leito torna-se máxima. Acima de  $U_c$ , quando as maiores bolhas começam a quebrar, as flutuações de pressão diminuem rapidamente com o aumento de  $U_o$ . Esse comportamento é representativo do regime de fluidização turbulenta onde a

competição entre o processo de formação e o processo de quebra das grandes bolhas continua presente até o completo desaparecimento das bolhas e o começo da fluidização rápida (BAI et al., 1996).

No regime turbulento o grau de heterogeneidade do leito diminui com o aumento da velocidade do gás, no entanto, estruturas como bolhas de gás e aglomerados sólidos (principalmente este último) ainda estão presentes (BAI et al., 1996).

KWAUK & LI (1996) consideraram a fluidização turbulenta como um regime transitório entre a fluidização agregativa (onde o meio contínuo é representado pela fase emulsão) e a fluidização particulada (onde as partículas sólidas se comportam de forma discreta e o fluido representa o meio contínuo). Isso é comprovado pelo fato do regime turbulento apresentar bolhas de gás e aglomerados de sólidos numa mesma condição de operação ( $U_o$  e/ou  $G_s$ ): as bolhas, que são marcantes no regime borbulhante, e os aglomerados, característicos da fluidização rápida (último regime de um leito fluidizado e anunciador do transporte pneumático).

### 1.7.6 Transição para a Fluidização Rápida

A transição da fluidização turbulenta para a fluidização rápida corresponde a uma velocidade superficial crítica de gás,  $U_{tr}$ , que corresponde ao começo de significativo arraste de partículas para fora do leito (LIM, ZHU e GRACE, 1995). A velocidade  $U_{tr}$  pode ser determinada por vários métodos, tais como: determinação da capacidade de transporte do gás de fluidização (ver Seção 1.3), tempo de esvaziamento de um leito de partículas, avaliação das flutuações de pressão (BI & FAN, 1992).

BAI et al. (1996) descobriram que a transição do regime turbulento para a fluidização rápida é caracterizada por uma fração de sólidos crítica, em que o leito varia de um padrão onde  $\sigma$  (desvio padrão das flutuações de pressão diferencial) diminui rapidamente com a diminuição de  $\epsilon_s$  para um modo onde  $\sigma$  diminui mais suavemente com  $\epsilon_s$  diminuindo. A FIGURA 23 ilustra tal comportamento. O valor da fração de sólidos crítico, denominado  $\epsilon_{stf}$ , é de aproximadamente 0,15. Segundo BAI et al. (1996), os limites da fluidização rápida são estabelecidos através da fração de sólidos ( $\epsilon_s$ ) no seguinte intervalo:

$$0,05 < \epsilon_s < 0,15 \quad (6)$$

Já RHODES (1996) defende que  $U_k$ , velocidade do gás em que a amplitude das flutuações de pressão no leito nivela-se (ver FIGURA 22), está mais para um indicador do início da fluidização rápida do que um indicador da fluidização turbulenta. Como afirmado por PERALES et al. (1990),  $U_{tr}$  e  $U_k$  indicam a mesma coisa: o início da fluidização rápida.

BI, GRACE e ZHU (1995) estudaram a transição entre os regimes turbulento e de fluidização rápida e afirmaram que:

- $U_{tr}$  é muito maior que  $u_t$  para partículas do grupo A, um pouco maior para partículas do grupo B e aproximadamente o mesmo para os sólidos Geldart D.

- $U_{tr}$  é independente da geometria e das dimensões do vaso e da quantidade de sólidos quando uma coluna alta ( $H_f > TDH$ ) e de largo diâmetro for usado. Assim, da mesma forma que  $U_{mf}$ ,  $U_{tr}$  é caracterizado pelo material do leito.

Portanto, de acordo com BI, GRACE e ZHU (1995) e RHODES (1996) e considerando o reator com as dimensões adequadas,  $U_{tr}$  depende principalmente do material do leito e da localização da sonda dentro do leito.

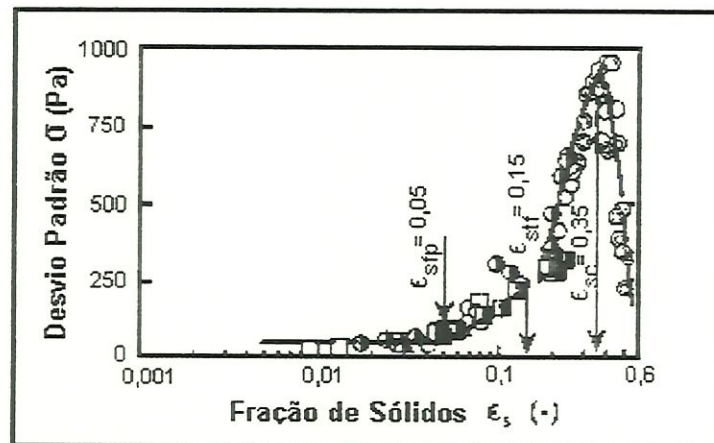


FIGURA 23 – Desvio padrão das flutuações de pressão diferencial como uma função da fração de sólidos (BAI et al., 1996).

### 1.7.7 Regime de Fluidização Rápida

No regime de fluidização rápida, devido ao desaparecimento das bolhas, a estrutura de fluidização torna-se mais homogênea, quando comparada a do regime turbulento. Além disso, devido a diminuição na formação de aglomerados sólidos, as flutuações de pressão tornam-se menores e diminuem ainda mais com a diminuição da fração de sólidos ( $\epsilon_s$ ). No entanto, ainda existe uma significativa heterogeneidade no leito devido ao movimento dos aglomerados de sólidos, aspecto esse tido como característico desse regime de fluidização (ARNALDOS & CASAL, 1996).

Em regime de fluidização rápida, os sólidos devem continuamente ser alimentados a fim de manter uma fração de sólidos mínima dentro do vaso. Isso é usualmente realizado pela captura dos sólidos levados ao topo e retornados ao fundo do vaso através de um sistema de recirculação, como esquematizado na FIGURA 24.

No regime de fluidização rápida a velocidade superficial do gás é alta o suficiente para arrastar para fora do reator significativa quantidade de partículas. Aglomerados sólidos se encontram suspensos pelo fluido e movimentam-se aleatoriamente (para cima e para baixo, para esquerda e para direita) dentro do reator. Mesmo com velocidade elevada do fluido, partículas ainda se movem para baixo conservando um pequeno leito de sólidos no fundo do reator. Essa característica pode ser vista esquematicamente na FIGURA 25.

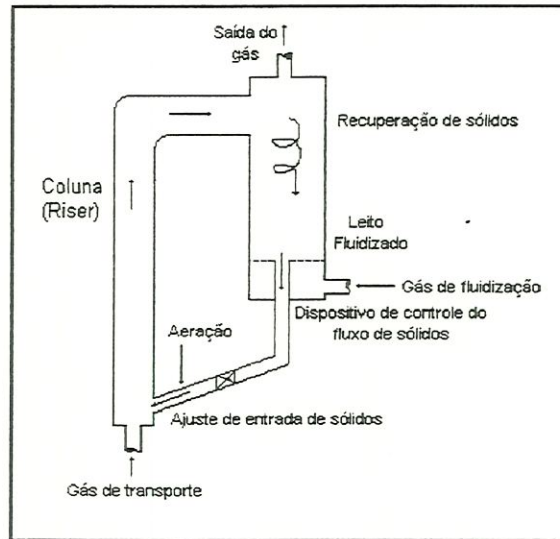


FIGURA 24 – Esquema típico de um leito fluidizado circulante (LIM, ZHU e GRACE, 1995)

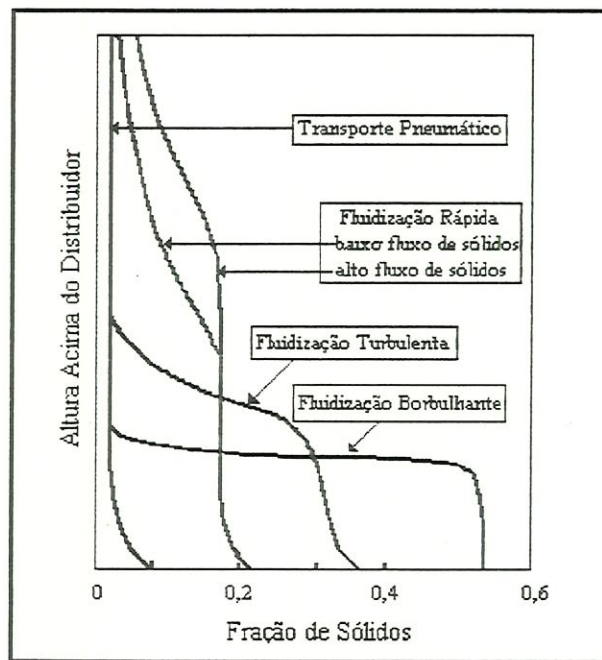


FIGURA 25 – Perfis de vazio dentro do reator de fluidização em função da altura (KUNII & LEVENSPIEL, 1991).

A fluidização rápida corresponde ao último (tomando como referencial a velocidade do gás) regime hidrodinâmico possível de ocorrer sob condição de leito fluidizado. Com contínuo aumento da velocidade do gás (considerando  $G_s$  constante), alcança-se um ponto onde não há mais acúmulo de sólidos no fundo do reator.

A velocidade  $U_{CA}$  corresponde à transição entre leito fluidizado e transporte pneumático.  $U_{CA}$  corresponde, agora no sentido de diminuição gradual do fluxo de

gás mantendo  $G_s$  constante, ao ponto onde há uma saturação de sólidos na corrente de gás e inicia-se a formação de um leito de partículas.

### LISTA DE SÍMBOLOS

$A_t$	área transversal do leito;
$\bar{d}_p$	diâmetro médio de partícula (análise de peneira);
$d_{pi}$	diâmetro médio de partícula entre duas peneiras consecutivas;
$d_p$	diâmetro de uma partícula;
$d_p^*$	diâmetro adimensional de partícula (eq.3);
$D$	diâmetro do leito;
$g$	aceleração da gravidade;
$G_s$	vazão mássica de sólidos;
$H_f$	altura do freeboard;
$H$	altura do leito fixo;
$H_m$	altura de inversão do padrão de circulação de sólidos;
$L_f$	altura média do leito fluidizado;
$L_m$	altura do leito fixo;
TDH	altura de despreendimento da partícula do fluido;
$u_t$	velocidade terminal de uma partícula;
$u_t^*$	velocidade adimensional de partícula (eq.4);
$U_o$	velocidade superficial do gás de fluidização;
$U_{mf}$	$U_o$ de fluidização mínima;
$U_{mb}$	$U_o$ de borbulhamento mínimo;
$U_c$	$U_o$ que caracteriza a transição entre os regimes borbulhante e turbulento;
$U_k$	$U_o$ em que as flutuações de queda de pressão se estabilizam;
$U_{tr}$	$U_o$ que caracteriza a transição entre os regimes turbulento e de fluidização rápida;
$U_{C,A}$	$U_o$ que caracteriza a transição entre o último regime de leito fluidizado e o transporte pneumático;
$x_i$	diferença da fração acumulada em massa de partícula retida na peneira $i$ ;
$W$	peso do leito de partículas.

#### Letras gregas:

$\rho_g$	densidade do gás de fluidização;
$\rho_s$	densidade da partícula sólida;
$\epsilon_m$	vazio do leito em condição de leito fixo;
$\epsilon_{mf}$	vazio do leito em condição de fluidização mínima;
$\epsilon_s$	fração de sólidos;
$\epsilon_{sb}$	fração de sólidos em condição de início de borbulhamento ( $U_o=U_{mb}$ );
$\epsilon_{stf}$	fração de sólidos que caracteriza a transição entre os regimes turbulento e de fluidização rápida;
$\phi$	fator de esfericidade de uma partícula (eq.1);



---

$\Delta P$	queda de pressão no leito devido a passagem do fluido;
$\mu$	viscosidade absoluta do gás;
$\sigma(\Delta P)$	desvio padrão das flutuações de queda de pressão;
$\sigma$	desvio padrão das flutuações de pressão diferencial.

## CAPÍTULO 2

# MATERIAIS E MÉTODOS

Utilizando um reator de escala industrial (0,5 x 0,5 x 1,8 m) analisou-se o comportamento hidrodinâmico nas condições atmosféricas de um leito de areia ( $H = 0,545$  m) fluidizado com ar na faixa de velocidades superficiais de 0,05 a 0,50 m/s. Sinais provenientes de duas sondas, uma de pressão e outra capacitiva, inseridas a 0,175 m acima da placa do distribuidor, foram utilizados para a caracterização do comportamento do leito nos planos temporal, frequencial e tempo-frequência.

Uma distribuição tempo-frequência mostra como a energia de um sinal se distribui em função do tempo e da frequência. Além das distribuições temporal e espectral do sinal, este trabalho utilizou a transformada de Gabor (junção tempo-frequência) para analisar o comportamento hidrodinâmico de um leito fluidizado borbulhante.

### 2.1 MATERIAIS

O circuito experimental utilizado nesse trabalho está mostrado esquematicamente na Fig. 26. O reator é feito de aço com seção transversal quadrada de 0,5 x 0,5 m e altura de 1,80 m. A placa distribuidora é constituída de injetores tipo torre. O soprador de ar é capaz de fornecer uma vazão de até 20 m<sup>3</sup>/h com uma pressão de aspiração de 4000 mmH<sub>2</sub>O (39,22 KPa). O controle da vazão de ar enviada ao reator é feita manualmente através de uma válvula borboleta. A vazão do ar é medida através de uma placa de orifício construída segundo a norma ASME (1959) e suas pressões são lidas por dois transdutores de pressão (um de pressão diferencial: SMAR ref. LD200D02, e outro de pressão relativa à atmosférica: DANFOSS ref. MBS33-1011). Um termopar, posicionado na parede interna da tubulação, acompanha a temperatura do ar para cálculo da densidade e da viscosidade necessárias para a correta determinação da vazão.

A sonda de pressão (com a extremidade revestida com uma fina malha metálica para evitar que a areia entre) está posicionada próximo ao eixo central do reator, a uma altura de 175 mm a partir da base da placa do distribuidor (ver Fig. 27). Essa sonda tem volume morto em torno de 8 cm<sup>3</sup> e está ligada a um transdutor de

pressão relativa à atmosférica MOTOROLA ref: MPX2050GP (tempo de resposta de 1 ms).

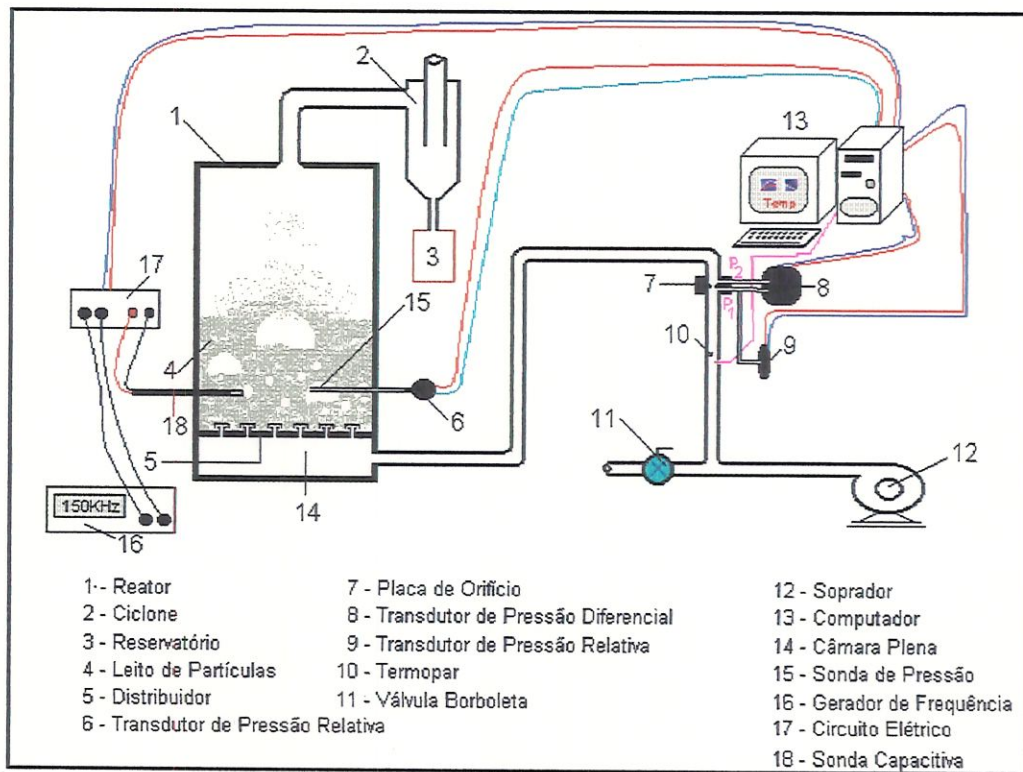


FIGURA 26 – Esquema do circuito experimental de testes.

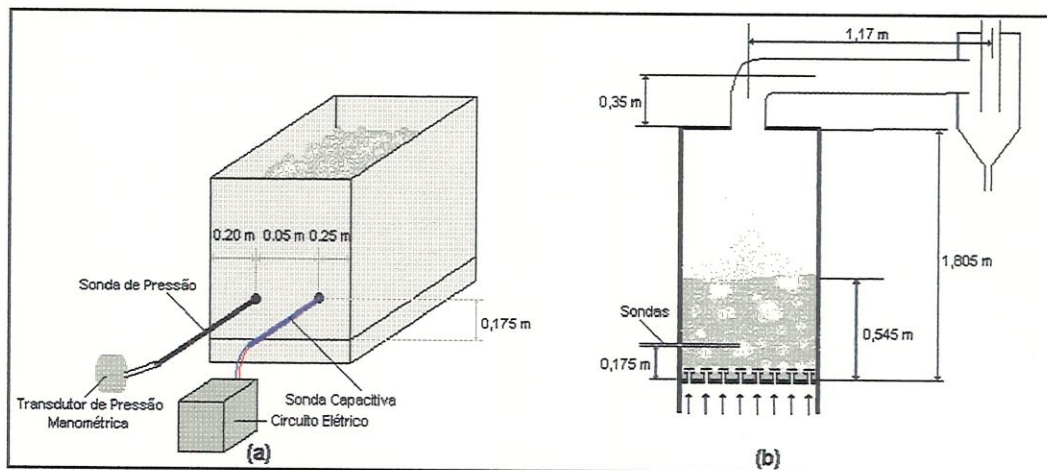


FIGURA 27 – (a) Esquema de posicionamento das sondas de pressão e capacitiva no leito. (b) Altura do leito fixo, altura das sondas em relação a placa do distribuidor e posicionamento do ciclone em relação ao eixo longitudinal do reator.

A sonda capacitiva é do tipo placas paralelas (esquematizada na Fig. 28), também distante 175 mm da placa do distribuidor (ver Fig. 27) e posicionada próximo à seção central do reator. A sonda está ligada a um circuito elétrico (ver

esquema em ANEXO) onde o sinal elétrico é tratado antes de ser enviado ao computador (Fig. 26).

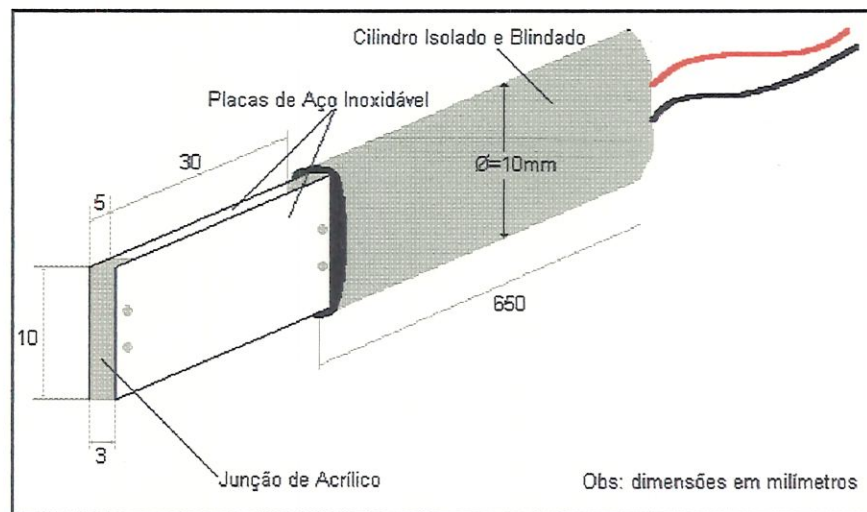


FIGURA 28 – Esquema da sonda capacitiva.

Os sinais provenientes dos três transdutores de pressão, do circuito elétrico da sonda capacitiva e do termopar são registrados e analisados em um computador com auxílio da placa de aquisição (AT-MIO-16DE10) e software da NATIONAL INSTRUMENTS (LABVIEW).

O sólido utilizado na composição do leito é areia com 99% de quartzo e densidade de  $2650 \text{ Kg/m}^3$ . Sua distribuição granulométrica, com diâmetro médio de partícula  $\bar{d}_p = 0,161 \text{ mm}$  calculado segundo KUNII & LEVENSPIEL (1991), pode ser visto na Fig. 29, caracterizando um sólido do grupo B de Geldart. A altura do leito é de 0,545 m (ver Fig. 27b) na condição estática.

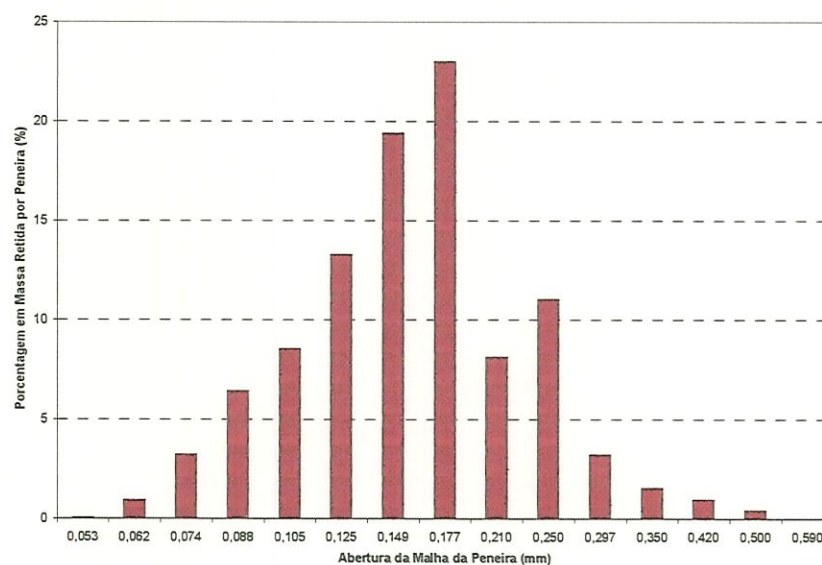


FIGURA 29 - Distribuição granulométrica do leito de areia ( $\bar{d}_p = 0,161 \text{ mm}$ ).

## 2.2 MÉTODOS: A ANÁLISE DE SINAIS

Os sinais provenientes das sondas de pressão e capacitiva inseridas no leito foram estudados de acordo com os fundamentos da Análise de Sinais. A Análise de Sinais é o estudo e caracterização das propriedades básicas dos sinais. Um sinal, na maioria dos casos, é estudado apenas em função do tempo. Algumas vezes, no entanto, é vantajoso estudar o sinal numa representação diferente da temporal, ou seja, analisá-lo no plano das frequências. Esta seção mostra, de forma simples e rápida, como analisar um sinal temporal qualquer nos planos frequencial e tempo-frequência.

### 2.2.1 Descrição Temporal dos Sinais

Costuma-se denotar um sinal por  $s(t)$ . Em princípio um sinal pode ter qualquer forma funcional representando sinais reais como, por exemplo, ondas de som e corrente elétrica. O mais simples sinal variando no tempo é o senoidal, com amplitude ( $a$ ) e frequência ( $\omega_0$ ) constantes, representado normalmente como:

$$s(t) = a \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) \quad (7)$$

De forma generalizada um sinal pode ser escrito como:

$$s(t) = a(t) \cdot \cos[\phi(t)] \quad (8)$$

onde a amplitude  $a(t)$  e a fase  $\phi(t)$  são agora funções do tempo. Também é vantajoso escrever um sinal na forma complexa, ou seja:

$$s(t) = A(t) \cdot e^{j \cdot \theta(t)} = s_r + j \cdot s_i \quad (9)$$

Como encontrar amplitude e fase, e como definir um sinal complexo a partir de um sinal real, são assuntos abordados mais adiante nesta seção.

### 2.2.2 Densidade de Energia e Energia Total de Um Sinal

A energia ou intensidade de um sinal é geralmente dada por  $|s(t)|^2$ . Em um pequeno intervalo de tempo  $\Delta t$  consome-se a quantidade  $|s(t)|^2 \Delta t$  de energia para produzir o sinal nesse intervalo de tempo. Dessa forma,  $|s(t)|^2$  é a energia por unidade de tempo, ou a densidade de energia ou ainda a potência instantânea do sinal (COHEN, 1995).

A energia total  $E$  de um sinal é obtida pela integração da densidade sobre todo o tempo, ou seja:

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt \quad (10)$$

### 2.2.3 Descrição Frequencial dos Sinais

Há quatro boas razões para a análise frequencial ou espectral de um sinal (COHEN, 1995):

1. Analisando as frequências de um sinal, pode-se descobrir características de sua fonte. É dessa forma que se estuda a composição de estrelas, sangue, papéis, etc...
2. A propagação de ondas através de um meio geralmente depende da frequência. É por esse motivo que a luz visível atravessa o vidro mas não o alumínio, enquanto que os raios X atravessam o alumínio mas não tão facilmente o vidro. A propagação de um sinal através de um meio é bastante complicado mas o efeito básico é que ondas de diferentes frequências propagam-se com diferentes velocidades. Para se estudar a propagação como função da frequência, decompõem-se o sinal em diferentes componentes frequenciais, analisa-se cada componente separadamente e então reconstrói-se o sinal para se obter a forma de onda resultante.
3. A decomposição espectral quase sempre simplifica a análise do sinal.
4. A decomposição, ou análise de Fourier, é uma ferramenta matemática poderosa para a solução de equações diferenciais parciais e ordinárias.

A expansão de Fourier de um sinal é feita em termos de senos de diferentes frequências. Assim, para um sinal  $s(t)$  a expansão é da forma (COHEN, 1995):

$$s(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (11)$$

O sinal é construído pela adição (superposição linear) de sinais simples ( $e^{j\omega t}$ ), cada um caracterizado pela frequência  $\omega$  e contribuindo com uma quantidade relativa indicada pelo coeficiente  $S(\omega)$ .  $S(\omega)$  é obtido a partir do sinal através da equação (COHEN, 1995):

$$S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \cdot e^{-j\omega t} dt \quad (12)$$

$S(\omega)$  é chamado de espectro do sinal  $s(t)$  ou a transformada de Fourier de  $s(t)$ . Desse modo, como  $S(\omega)$  e  $s(t)$  estão intimamente relacionados, pode-se dizer que o espectro representa o sinal no domínio da frequência (COHEN, 1995).

### 2.2.4 Interpretando a Transformada de Fourier

Uma interpretação simplificada da Transformada de Fourier é ilustrada na FIGURA 30. A Transformada de Fourier identifica e distingue as ondas senoidais de diferentes frequências (e suas respectivas amplitudes) que se combinam para formar o sinal (BRIGHAM, 1988). Matematicamente essa relação é dada pela eq. (12).

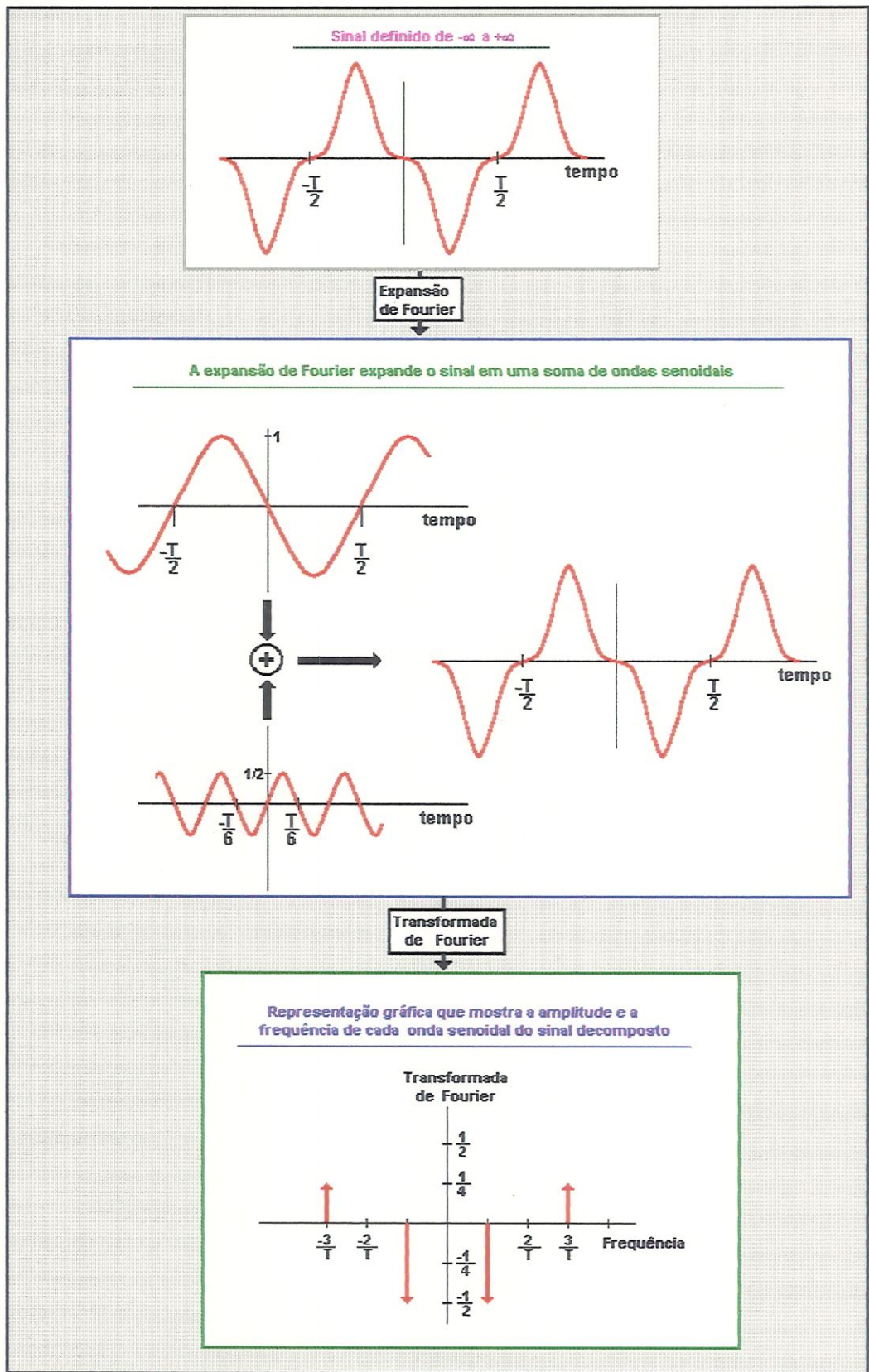


FIGURA 30 – Interpretando a Transformada de Fourier (BRIGHAM, 1988).

Portanto, a Transformada de Fourier é uma representação no domínio da frequência de uma função temporal (sinal).  $S(\omega)$  contém exatamente a mesma informação que a função original, só se diferenciando na maneira de apresentação. Ou seja, a Análise de Fourier permite examinar uma função temporal em outro ponto referencial: pela análise frequencial.

### 2.2.5 Densidade de Energia Espectral e Energia Total

Em analogia com o sinal no domínio do tempo, pode-se considerar  $|S(\omega)|^2$  como sendo a densidade de energia por unidade de frequência. Da mesma forma  $|S(\omega)|^2 \Delta\omega$  é a fração de energia no intervalo frequencial  $\Delta\omega$  na frequência  $\omega$ .

A energia total do sinal é independente do método usado para calculá-lo. Por esse motivo, tem-se (COHEN, 1995):

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |S(\omega)|^2 d\omega \quad (13)$$

Essa identidade é comumente chamada de Teorema de Parseval ou Teorema de Rayleigh.

### 2.2.6 O Sinal Complexo

Os sinais na natureza são reais. No entanto, é frequentemente vantajoso definir um sinal complexo que corresponda, de uma forma ou de outra, a um sinal real. Um dos motivos para se definir um sinal na forma complexa é que ele permite definir a fase, de onde se obtém a frequência instantânea.

Considere um sinal complexo  $z(t)$  cuja parte real,  $s_r(t)$ , é o próprio sinal real:

$$z(t) = s_r + j \cdot s_i = A(t) \cdot e^{j \cdot \vartheta(t)} \quad (14)$$

De posse da parte imaginária,  $s_i(t)$ , é possível definir a amplitude e a fase pelas fórmulas (COHEN, 1995):

$$A(t) = \sqrt{s_r^2 + s_i^2} \quad (15)$$

$$\vartheta(t) = \arctan\left(\frac{s_i}{s_r}\right) \quad (16)$$

Das equações (15) e (16) se determina a frequência instantânea através de (COHEN, 1995):

$$\omega_i(t) = \vartheta'(t) = \frac{(s_i' \cdot s_r - s_r' \cdot s_i)}{A^2} \quad (17)$$



O problema é então determinar a parte imaginária. Historicamente há dois métodos: o método quadrático e o método do sinal analítico.

Antes de ser introduzido o sinal analítico a principal idéia para formar um sinal na forma complexa era escrevê-lo na forma  $s(t) = A(t) \cdot \cos(\mathcal{G}(t))$ , e daí transformá-lo para a forma  $A(t) \cdot e^{j \cdot \mathcal{G}(t)}$ . O problema é que a primeira forma oferece uma infinidade de maneiras diferentes, embora que, em algumas situações, a equação é óbvia. Este procedimento é chamado de método quadrático.

O procedimento do sinal analítico, inventado por Gabor, resulta num sinal complexo cujo espectro é idêntico ao do sinal real nas frequências positivas, e zero nas frequências negativas.

### O Sinal Analítico

Se o sinal real  $s(t)$  tem o espectro  $S(\omega)$ , então o sinal complexo  $z(t)$ , cujo espectro é composto somente das frequências positivas de  $S(\omega)$ , é dado pela transformada inversa de  $S(\omega)$ , onde a integração é feita somente na parte positiva das frequências (COHEN, 1995):

$$z(t) = 2 \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \int_0^{+\infty} S(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (18)$$

O fator 2 é inserido para que a parte real do sinal analítico ( $z(t)$ ) seja o próprio  $s(t)$ ; caso contrário ela seria apenas  $\frac{1}{2}$  de  $s(t)$ . A forma explícita de  $z(t)$  em termos de  $s(t)$  é conseguida da seguinte forma:

$$S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \cdot e^{-j\omega t} dt \quad (19)$$

Substituindo  $S(\omega)$  da eq. (19) na eq. (18), tem-se:

$$z(t) = 2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(\bar{t}) \cdot e^{-j\omega \bar{t}} e^{j\omega t} d\bar{t} d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(\bar{t}) \cdot e^{j\omega(t-\bar{t})} d\bar{t} d\omega \quad (20)$$

Sabendo que:

$$\int_0^{+\infty} e^{j\omega x} d\omega = \pi \cdot \delta(x) + \frac{j}{x} \quad (21)$$

onde  $\delta(x)$  é a função delta de Dirac (ou função impulso), definida como (BRIGHAM, 1988):

$$\left. \begin{aligned} \delta(t - \bar{t}) &= 0, & \text{se } t &\neq \bar{t} \\ \delta(t - \bar{t}) &= \infty, & \text{se } t &= \bar{t} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - \bar{t}) dt = 1 \quad (23)$$

Da eq. (20) acha-se:

$$z(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} s(\bar{t}) \left[ \pi \cdot \delta(t - \bar{t}) + \frac{j}{t - \bar{t}} \right] d\bar{t} \quad (24)$$

Resolvendo a eq. (24), chega-se a (COHEN, 1995):

$$A[s] = z(t) = s(t) + \frac{j}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{s(\bar{t})}{t - \bar{t}} d\bar{t} \quad (25)$$

Usa-se a notação  $A[s]$  para denotar o sinal analítico correspondente ao sinal  $s$ . A razão para o nome **analítico** é que funções complexas desse tipo satisfazem às condições de Cauchy-Riemann para a diferenciação e, por esse motivo, são chamadas tradicionalmente de funções analíticas.

A segunda parte da eq.(25), que compreende a parte imaginária, é a transformada de Hilbert do sinal, normalmente denotada por  $H[s(t)]$ . Assim (COHEN, 1995):

$$H[s(t)] = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{s(\bar{t})}{t - \bar{t}} d\bar{t} \quad (26)$$

### 2.2.7 A Covariância de um Sinal

Quando se deseja verificar se há alguma relação entre o peso e a altura de uma população, utiliza-se o cálculo da covariância para quantificar a relação entre as duas variáveis desejadas. Da mesma forma, para saber o quanto o tempo e a frequência instantânea estão relacionados utiliza-se a covariância. Considere a seguinte quantidade:

$$\langle t \cdot \mathcal{G}'(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} t \cdot \mathcal{G}'(t) \cdot |s(t)|^2 dt \quad (27)$$

onde:  $t$  é o tempo;

$\mathcal{G}'(t)$  é a frequência instantânea no tempo  $t$  dado pela eq.(17);

$\langle \ast \rangle$  é o operador média, definido como:  $\langle \ast \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \ast \cdot |s(t)|^2 dt$ .

A eq.(27) representa a média do tempo multiplicado pela frequência instantânea. Se o tempo e a frequência instantânea não tiverem nenhuma relação um com o outro, então espera-se que  $\langle t.\mathcal{G}'(t) \rangle$  seja igual a  $\langle t \rangle.\langle \mathcal{G}'(t) \rangle = \langle t \rangle.\langle \omega \rangle$ . É por esse motivo que o excesso de  $\langle t.\mathcal{G}'(t) \rangle$  sobre  $\langle t \rangle.\langle \omega \rangle$  é uma boa indicação de quanto o tempo está correlacionado com a frequência instantânea. Logo, a covariância de um sinal é definido como (COHEN, 1995):

$$Cov_{t\omega} = \langle t.\mathcal{G}'(t) \rangle - \langle t \rangle.\langle \omega \rangle \quad (28)$$

## 2.2.8 Classificação dos Sinais

Devido a diversidade de sinais existentes, a classificação dos sinais é feita de modo amplo. Se um sinal não varia em algum sentido, diz-se que ele é **estacionário**; caso contrário ele é considerado **não estacionário**. Se um sinal é de curta duração, ele é geralmente chamado de **transiente**. (Curto, nesse caso, é um termo bastante relativo que pode significar um milhão de anos para Astronomia ou um bilionésimo de segundo para a Física Nuclear).

Se um sinal é explicitamente conhecido, diz-se que se tem um sinal **determinístico**. Muito frequentemente os sinais são governados por eventos aleatórios, possibilitando a decomposição em vários sinais. Nesse caso o sinal é dito **aleatório** ou **estocástico**.

O conteúdo espectral é algumas vezes usado para classificar sinais. Sinais cujo espectro se concentra em uma faixa frequencial relativamente pequena são chamados de **banda limitada**; caso contrário são **banda larga**.

## 2.2.9 Porquê o Espectro Varia

O espectro varia no tempo devido principalmente a duas razões (COHEN, 1995):

1. A produção de frequências particulares depende de parâmetros físicos que podem variar no tempo. Por exemplo, uma corda com o comprimento e a tensão constantes produz uma frequência particular se perturbada. Se o comprimento e a tensão da corda variam com o tempo, diferentes frequências serão produzidas no tempo porque a corda vibrará aleatoriamente.
2. A propagação de ondas em um meio está geralmente ligado à frequência, e da mesma forma, o meio atua sobre a frequência.

## 2.2.10 Análise Tempo-Frequência

O sinal (domínio do tempo) e o espectro (domínio da frequência) às vezes não são suficientes sozinhos para descrever a situação física devido não descreverem inteiramente o que está acontecendo. Em particular, a partir do espectro sabe-se quais frequências estavam presentes no sinal, mas não quando elas existiram. É importante então que se faça uma análise tipo tempo-frequência.

O objetivo básico da análise tempo-frequência é descobrir uma função que descreva a densidade de energia de um sinal simultaneamente no tempo e na frequência, e que possa ser usada e manipulada da mesma maneira como qualquer densidade. De posse de tal distribuição (ou função), pode-se saber qual a fração de energia existente em uma determinada faixa temporal e frequencial, pode-se calcular a densidade de frequências em um tempo particular, pode-se determinar momentos global e local, dentre outros.

Para se avaliar as propriedades do sinal no tempo  $t$ , dá-se ênfase ao sinal naquele tempo e oculta-o em outros tempos. Isso é feito multiplicando o sinal por uma função janela  $h(t)$  afim de se produzir um sinal modificado do tipo (COHEN, 1995):

$$s_t(\tau) = s(\tau).h(\tau - t) \quad (29)$$

O sinal modificado  $s_t(\tau)$  é uma função de dois tempos: o tempo fixado  $t$  (tempo desejado) e o tempo corrente  $\tau$ . A função janela  $h$  (também chamada função analisante) é a função escolhida para levar o sinal de forma inalterada em torno de  $t$  e de forma oculta para os tempos distantes do tempo de interesse.

Desde que o sinal modificado enfatiza o sinal em torno do tempo  $t$ , a transformada de Fourier de  $s_t(\tau)$  refletirá a distribuição de frequências em torno daquele tempo:

$$S_t(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega\tau} s_t(\tau) d\tau \quad (30)$$

$$S_t(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega\tau} s(\tau).h(\tau - t) d\tau \quad (31)$$

A densidade de energia espectral no tempo  $t$  é:

$$P_{SP}(t, \omega) = |S_t(\omega)|^2 = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega\tau} s(\tau).h(\tau - t) d\tau \right|^2 \quad (32)$$

Para cada tempo  $t$  diferente, consegue-se uma densidade de energia espectral e a totalidade dessas densidades é a distribuição tempo-frequência  $P_{SP}(t, \omega)$ . Transformada a curto tempo de Fourier, transformada de Gabor, transformada de Wavelet e distribuição de Wigner-Ville são formas de se construir a função  $P_{SP}(t, \omega)$ . O que distingue cada forma é a função analisante  $h$  utilizada. A transformada de Gabor (utilizada nesse Trabalho para construir o plano tempo-frequência), por exemplo, usa a função gaussiana (distribuição normal) como a função analisante  $h$ .

### 2.2.11 Momentos Estatísticos e Outras Propriedades Utilizadas para Análise dos Sinais das Sondas de Pressão e Capacitiva Utilizadas neste Trabalho

Os sinais provenientes das sondas de pressão e capacitiva foram analisados nos planos temporal ( $s(t)$ ), frequencial ( $S(\omega)$ ) e tempo-frequência ( $P_{SP}(t,\omega)$ ). A função junção tempo-frequência foi obtida através da transformada de Gabor. Momentos estatísticos (média, desvio padrão, escondidade e kurtose) da distribuição  $P_{SP}(t,\omega)$  em relação às frequências foram utilizados na análise dos sinais. Entropia e covariância foram propriedades usadas para avaliar a regularidade (grau de periodicidade) da distribuição  $P_{SP}(t,\omega)$ . Segue abaixo discussões sobre as propriedades usadas.

#### Média e desvio padrão

A média do sinal  $s(t)$  com  $N$  valores ( $s_1..s_N$ ) é dado por:

$$\bar{s} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N s_i \quad (33)$$

que estima o valor central da distribuição temporal. O desvio padrão da distribuição  $s(t)$  é:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (s_i - \bar{s})^2} \quad (34)$$

O desvio padrão (também conhecido como segundo momento) caracteriza a largura ou desvio da distribuição em torno da média.

Considerando a distribuição  $P_{SP}(t,\omega)$ , a frequência média ( $\bar{\omega}$ ) e o desvio padrão das frequências ( $\sigma_\omega$ ) calculados nesse plano são dados como:

$$\bar{\omega} = \frac{1}{E} \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} \omega |P_{SP}(t,\omega)|^2 dt d\omega \quad (35)$$

$$\sigma_\omega = \sqrt{\frac{1}{E} \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} (\omega - \bar{\omega})^2 |P_{SP}(t,\omega)|^2 dt d\omega} \quad (36)$$

onde  $F_{min}$  e  $F_{max}$  são os limites na frequência,  $T_{min}$  e  $T_{max}$  são os limites no tempo e  $E$  é a energia do sinal, dado por:

$$E = \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} |P_{SP}(t,\omega)|^2 dt d\omega \quad (37)$$

### Escondidade e kurtose

Escondidade e kurtose são momentos estatísticos de uma distribuição. A escondidade (também conhecida como terceiro momento) caracteriza o grau de assimetria de uma distribuição em torno da média. Uma escondidade positiva representa uma distribuição mais voltada para a direita. Do mesmo modo, uma escondidade negativa demonstra que a distribuição está mais inclinada para a esquerda. Para a distribuição  $P_{SP}(t, \omega)$ , a escondidade das frequências é calculada como:

$$\xi_{\omega} = \sqrt[3]{\frac{1}{E} \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} (\omega - \bar{\omega})^3 |P_{SP}(t, \omega)|^2 dt d\omega} \quad (38)$$

A kurtose (ou quarto momento) mede o achatamento de uma distribuição em relação a uma distribuição normal (função gaussiana). Quanto mais positivo a kurtose, mais a distribuição se aproxima de uma função impulso. E, de forma contrária, quanto mais negativo a kurtose, mais espalhada é a distribuição. Para a distribuição  $P_{SP}(t, \omega)$  a kurtose das frequências é dada como:

$$X_{\omega} = \sqrt[4]{\frac{1}{E} \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} (\omega - \bar{\omega})^4 |P_{SP}(t, \omega)|^2 dt d\omega} \quad (39)$$

### Entropia de Kolmogorov

A entropia é uma quantidade que caracteriza a desordem de um sistema (distribuição). A entropia pode variar do infinito (sistemas completamente aleatórios) para zero (sistemas periódicos). Em geral, a entropia é alta para sistemas de comportamento altamente irregular, tais como flutuações de pressão caracterizadas por escoamentos monofásicos gasosos turbulentos, enquanto que é baixa nos casos de comportamento mais regular, como no regime pistonado nos leitos fluidizados.

A entropia no plano tempo-frequência  $P_{SP}(t, \omega)$  foi calculada como:

$$h_e = \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} \left( \frac{P_{SP}(t, \omega)}{E} \right) \cdot \ln \left( \frac{P_{SP}(t, \omega)}{E} \right) dt d\omega \quad (40)$$

A entropia, assim como os momentos estatísticos acima discutidos, foram calculados para sinais provenientes de testes onde a vazão de ar foi mantida constante.

## Covariância

Se um sinal não varia em algum sentido, diz-se que ele é estacionário. Caso contrário, ele é considerado não estacionário. No contexto dos processos determinísticos, a estacionaridade é geralmente assumida como um estado espectral em que a composição frequencial é constante em relação ao tempo (HERVIEU & SELEGHIM, 1998). Sinais reais, no entanto, nunca são puramente estacionários, logo uma definição mais realista é avaliar o seu grau de não estacionaridade.

A covariância, aqui utilizada, é uma indicação do quanto a frequência instantânea e o tempo estão correlacionados. Logo, se a frequência não varia com o tempo, a covariância é nula. Quanto maior o grau de não estacionaridade de um sinal, mais a frequência varia com o tempo e, portanto, maior a covariância (maiores detalhes ver COHEN, 1995 e LATHI, 1968). *pag 134*

A covariância, nesse trabalho, foi utilizada nos testes onde a vazão do ar variou ascendentemente com o tempo. Para o cálculo da covariância adotou-se o padrão de janelas, ou seja, ela foi calculada em  $n$  subconjuntos de pontos com passo determinado. A largura da janela mais utilizada foi de 100 pontos para um passo de 10 pontos. Assim, para este caso, o primeiro subconjunto compreende os pontos  $x_1$  até  $x_{100}$ ; o segundo subconjunto vai de  $x_{11}$  até  $x_{111}$ , e assim por diante até completar o conjunto de  $N$  pontos.

A covariância, assim como a entropia, vem sendo utilizada em vários estudos para caracterização de transições de regimes em escoamentos bifásicos (como exemplo ver HERVIEU & SELEGHIM, 1998 e ZIJERVELD et al., 1998).

## LISTA DE SÍMBOLOS

$a$	amplitude constante do sinal senoidal;
$A[s]$	sinal analítico correspondente ao sinal $s(t)$ (eq. 25);
$A(t)$	amplitude variando no tempo de um sinal na forma complexa;
$Cov_{t,\omega}$	covariância tempo-frequência (eq. 28);
$\bar{d}_p$	diâmetro médio de partícula do leito;
$E$	energia do sinal;
$F_{min}$ e $F_{max}$	limites na frequência;
$H$	altura do leito em estado fixo;
$h(t)$	função janela ou função analisante;
$H[s(t)]$	transformada de Hilbert do sinal $s(t)$ (eq. 26);
$h_e$	entropia calculado no plano tempo-frequência (eq. 40);
$j = \sqrt{-1}$	número complexo imaginário;
$N$	número de pontos de um sinal;
$P_{SP}(t,\omega)$	função junção tempo-frequência;
$s(t)$	sinal em função do tempo;
$S(\omega)$	espectro do sinal (transformada de Fourier);
$s_r(t)$	parte real do sinal na forma complexa;
$s_i(t)$	parte imaginária do sinal na forma complexa;
$\bar{s}$	valor médio do sinal (eq. 33);
$t$	tempo;

$T$	período do sinal;
$\bar{t}$	tempo;
$T_{\min}$ e $T_{\max}$	limites no tempo;
$x$	variável qualquer;
$z(t)$	sinal na forma complexa;

Letras gregas e símbolo matemático:

$\omega_0$	frequência constante de um sinal senoidal;
$\omega$	frequência;
$\bar{\omega}$	frequência média (eq. 35);
$\phi(t)$	fase em função do tempo de um sinal senoidal;
$\tau$	tempo (varia dentro da função janela);
$\vartheta(t)$	fase em função do tempo de um sinal na forma complexa;
$\vartheta'(t) = \frac{d\vartheta(t)}{dt}$	frequência instantânea no tempo $t$ (eq. 17);
$\delta(x)$	função delta de Dirac (eq. 21);
$\sigma$	desvio padrão do sinal (eq. 34);
$\sigma_\omega$	desvio padrão das frequências (eq. 36);
$X_\omega$	kurtose das frequências calculada em $P_{SP}(t, \omega)$ (eq. 39);
$\xi_\omega$	escondidade das frequências calculada em $P_{SP}(t, \omega)$ (eq. 38);
$\langle \rangle$	operador média.



## CAPÍTULO 3

# RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os testes experimentais foram executados de duas formas:

1. Com a vazão de ar variando continuamente (válvula borboleta sendo fechada de forma lenta e contínua);
2. Com a vazão de ar mantida constante (válvula borboleta com abertura fixada em determinada posição).

Os sinais provenientes das sondas de pressão e capacitiva inseridas no leito foram analisados em diagramas tempo-frequência como os das FIGURAS 31 e 32. De forma geral esses diagramas apresentam basicamente três gráficos: um representando o sinal em função do tempo, outro representando o espectro do sinal, e um terceiro representando a junção tempo-frequência  $P_{SP}(t,\omega)$  do sinal.

A distribuição tempo-frequência  $P_{SP}(t,\omega)$  mostra como a energia do sinal se distribuiu em função do tempo e da frequência. Logo o gráfico representando a junção  $P_{SP}(t,\omega)$  é tridimensional, com o tempo e a frequência representados no plano do papel e a intensidade de energia codificada em níveis de cores. Em função da maior amplitude de energia do sinal, ou seja do pico mais alto, tem-se associado os seguintes códigos de cores: preto equivalente a 100%, azul escuro a 75%, verde escuro a 50%, verde claro a 25% e branco a 0%.

Além do espectro e de  $P_{SP}(t,\omega)$ , nos testes executados na forma 1 calculou-se a covariância, enquanto que nos testes executados na forma 2 calculou-se a média do sinal, o desvio padrão do sinal, a frequência média, o desvio padrão das frequências, a escondidade e a kurtose das frequências e a entropia.

### 3.1 RESULTADOS E DISCUSSÃO

As FIGURAS 31 e 32 apresentam respectivamente o comportamento dos sinais de pressão e capacitivo nos planos temporal, frequencial e tempo-frequência. Há ainda um quarto gráfico, o da covariância, que avalia o quanto o tempo e a frequência instantânea estão relacionados. A velocidade superficial do ar ( $U_0$ ) variou de 0,05 a 0,50 m/s (forma 1).

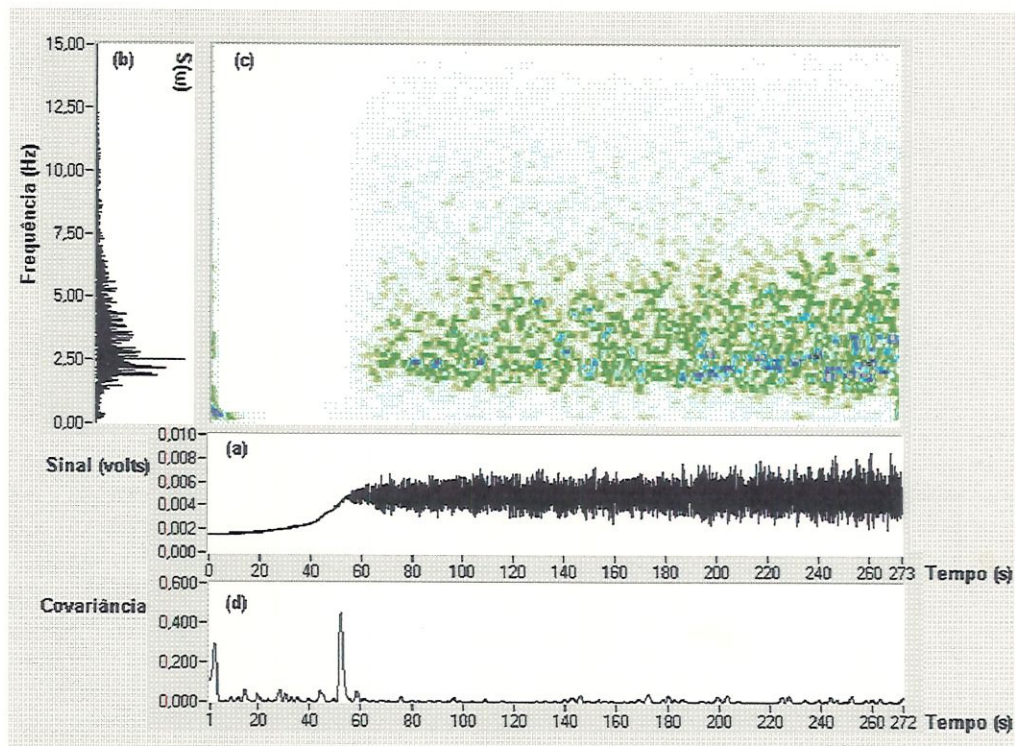


FIGURA 31 – Análise do sinal de pressão ( $N=16384$  pontos a uma taxa de aquisição de 60 pontos/segundo). (a) Comportamento temporal do sinal de pressão relativa à atmosférica no leito, com a velocidade superficial do ar variando de 5 a 50 cm/s; (b) Transformada de Fourier do sinal; (c) Plano tempo-frequência ( $P_{SP}(t,\omega)$ ) calculado através da transformada de Gabor; (d) Covariância da distribuição tempo-frequência.

A FIGURA 31a mostra a variação do sinal de pressão com o tempo. Esse sinal, composto por 16384 pontos obtidos a uma taxa de 60 Hz, representa o comportamento da pressão relativa proveniente da sonda de pressão inserida no leito (ver Fig. 27) durante um período de tempo em que a velocidade  $U_0$  do ar variou de 0,05 a 0,50 m/s (forma de teste 1). A FIGURA 31b representa a transformada de Fourier do sinal. Nela pode-se ver todas as frequências que estiveram presentes no sinal. A FIGURA 31c representa a transformada de Gabor do sinal, ou seja, a junção tempo-frequência  $P_{SP}(t,\omega)$ . A FIGURA 31d apresenta o comportamento da covariância calculada no plano tempo-frequência.

A FIGURA 32a representa o sinal proveniente da sonda capacitiva durante um período de tempo de 273,1 segundos (16384 pontos obtidos a 60 Hz) em que a velocidade superficial do ar variou de 0,05 a 0,50 m/s (forma de teste 1). As FIGURAS 32b e 32c representam respectivamente o espectro e a junção tempo-frequência desse sinal. A FIGURA 32d mostra o comportamento da covariância calculada no plano tempo-frequência.

Com a velocidade superficial do ar variada de 0,05 a 0,50 m/s, dois estados hidrodinâmicos estiveram presentes nessa faixa de velocidades: leito fixo e leito fluidizado em regime borbulhante. A covariância (Fig. 31d e 32d) foi máxima na transição entre esses dois estados. Na Fig. 31d a covariância foi máxima quando o sinal de pressão começou a flutuar. Já na Fig. 32d, a covariância se intensificou na primeira variação do sinal capacitivo, demonstrando que essa pequena variação foi

mais importante que o início das flutuações mais fortes (e visíveis) do sinal ocorridas logo depois.

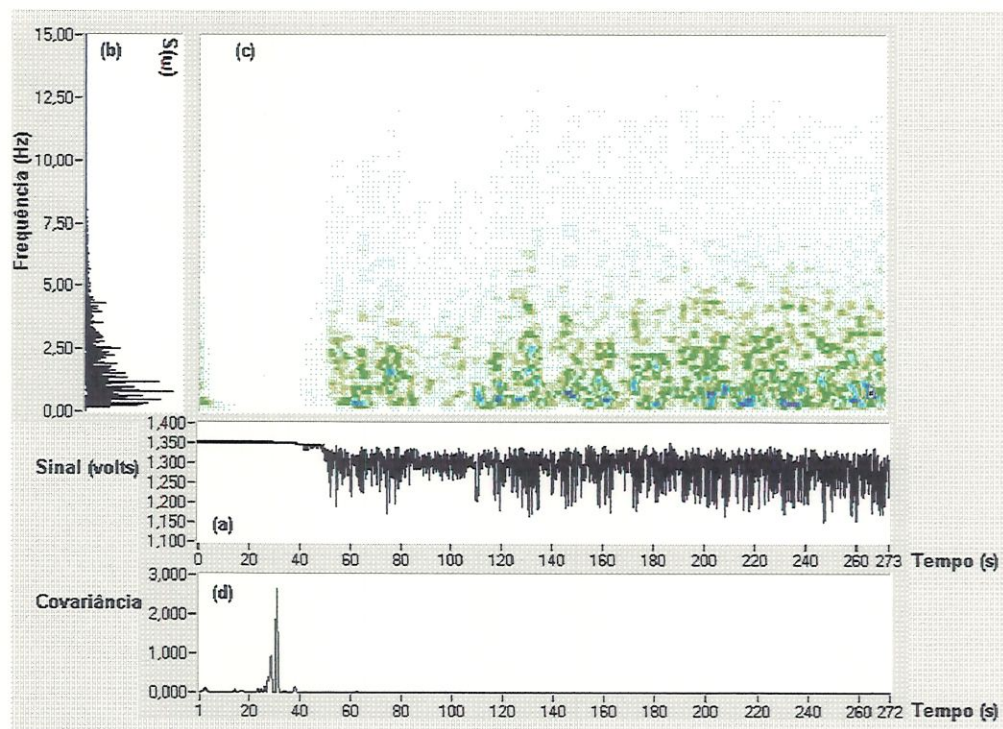


FIGURA 32 – Análise do sinal da sonda capacitiva ( $N=16384$  pontos a uma taxa de aquisição de 60 pontos/segundo). (a) Comportamento temporal do sinal capacitivo, com a velocidade superficial do ar variando de 0,05 a 0,50 m/s; (b) Transformada de Fourier do sinal; (c) Plano tempo-frequência ( $P_{SP}(t,\omega)$ ) calculado através da transformada de Gabor; (d) Covariância da distribuição tempo-frequência.

Para analisar o comportamento de um leito fluidizado borbulhante realizou-se inúmeros testes com a velocidade  $U_o$  do ar mantida constante (forma de teste 2), utilizando diagramas semelhantes aos da Fig 31 e 32 (excluindo o gráfico da covariância), geralmente para sinais de 8192 pontos a uma taxa de aquisição de 60 ou 80 Hz, onde momentos estatísticos (média, desvio padrão, escondidade e kurtose) e entropia da distribuição  $P_{SP}(t,\omega)$  foram calculados para velocidades compreendidas entre 5 e 50 cm/s. A TABELA 1 mostra as velocidades superficiais do ar de um conjunto de testes sequenciais (forma 2) realizados para avaliar o comportamento dos sinais de pressão. Ídem para a TABELA 2 só que para os sinais capacitivos.

A média do sinal de pressão (Fig. 33a) cresceu linearmente com a velocidade  $U_o$  do ar quando em condição de leito fixo ( $U_o < U_{mf}$ ), e se estabilizou em torno de  $5 \cdot 10^{-3}$  volts quando em condição de leito fluidizado borbulhante ( $U_o \geq U_{mf}$ ). Do gráfico da Fig. 33a estima-se  $U_{mf}$  em torno de 9,5 cm/s. Nessa velocidade a média do sinal capacitivo (Fig. 33b) atingiu seu valor máximo. Acredita-se que devido às dimensões robustas da sonda capacitiva de placas paralelas utilizada nesse trabalho, a sonda tenha perturbado o escoamento do gás entre as partículas de tal forma que a medida que a velocidade  $U_o$  subia, a turbulência do gás sobre e em torno da sonda favorecia o aumento na capacitância do meio local. Depois de fluidizado ( $U_o \geq U_{mf}$ ),

no entanto, a média do sinal capacitivo (Fig. 33b) diminuiu de forma exponencial com a velocidade, indicando um aumento no vazio local devido ao aumento no tamanho e/ou número de bolhas presentes no leito e de um aumento na porosidade da fase emulsão.

TABELA 1 – Análise do comportamento dos sinais de pressão (8192 pontos a 60 Hz) utilizando a forma 2 de teste.

Testes Realizados Sequencialmente		
Estado Hidrodinâmico	$U_o$ (cm/s)	Duração de Cada Teste (s)
Leito Fixo	6,01	136,53
	6,21	
	6,96	
	7,41	
	7,68	
	8,29	
	8,48	
8,91		
Leito Borbulhante	9,97	
	10,39	
	12,19	
	13,65	
	15,98	
	17,90	
	19,75	
	21,37	
	23,39	
	24,69	
	26,03	
	27,79	
	30,38	
	32,66	
35,17		
37,95		
40,77		
43,33		
45,07		

No regime de fluidização borbulhante, a expansão do leito (principalmente para partículas do grupo B de Geldart) é devido quase que inteiramente ao volume ocupado pelas bolhas, já que o vazio da fase densa (emulsão) permanece, com  $U_o$  aumentando, próximo ao vazio  $\varepsilon_{mf}$  nas condições de fluidização mínima (ALZALRANI & DAOUS (1996), KWAUK & LI (1996)). Dessa forma, o excesso de gás ( $U_o - U_{mf}$ ) sobe através do leito como bolhas. Com o aumento da velocidade superficial do ar, mais e/ou maiores bolhas são formadas no fundo do leito e, conseqüentemente, mais elas se interagem à medida que sobem, formando (através da coalescência) bolhas cada vez maiores com a altura.

As curvas do desvio padrão dos sinais de pressão e capacitivo (Fig. 34) concordaram com o comportamento discutido acima, ou seja, aumento no tamanho de bolhas com o aumento de  $U_o$ . Em leito fixo, o desvio padrão de ambos os sinais se situou próximo ao zero. Quando o leito fluidizou ( $U_o \approx 9,5$  cm/s), o desvio padrão

aumentou e continuou aumentando com a velocidade  $U_0$  do ar, indicando um comportamento cada vez mais heterogêneo.

TABELA 2 – Análise do comportamento dos sinais capacitivos (8192 pontos a 60 Hz) utilizando a forma 2 de teste.

Testes Realizados Sequencialmente		
Estado Hidrodinâmico	$U_0$ (cm/s)	Duração de Cada Teste (s)
Leito Fixo	6,66	136,53
	7,43	
	8,20	
	8,49	
	8,67	
	9,01	
	9,17	
Leito Borbulhante	9,99	
	10,59	
	11,69	
	12,45	
	13,31	
	14,84	
	18,07	
	19,49	
	21,19	
	22,91	
	25,04	
	27,36	
	28,92	
	31,16	
33,37		
35,49		
38,94		
41,38		
42,48		

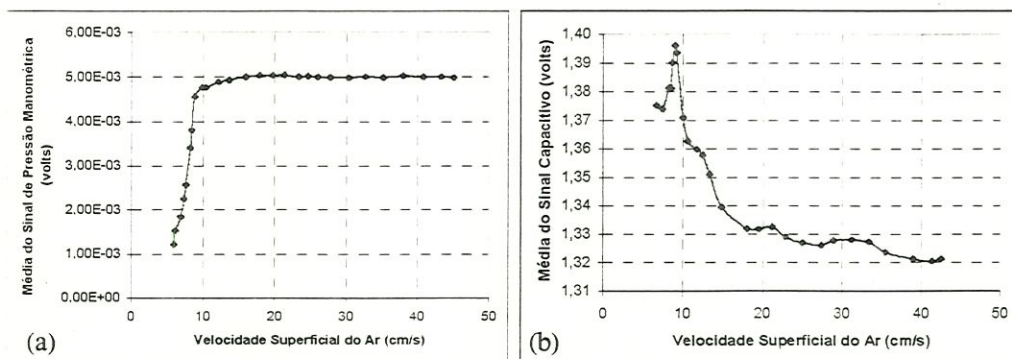


FIGURA 33 – Cada ponto representa a média aritmética de 8192 pontos (60 Hz de aquisição) de cada teste representado nas TABELAS 1 e 2. (a) Média do sinal de pressão em função da velocidade superficial do ar (TABELA 1). (b) Média do sinal capacitivo em função da velocidade superficial do ar (TABELA 2).

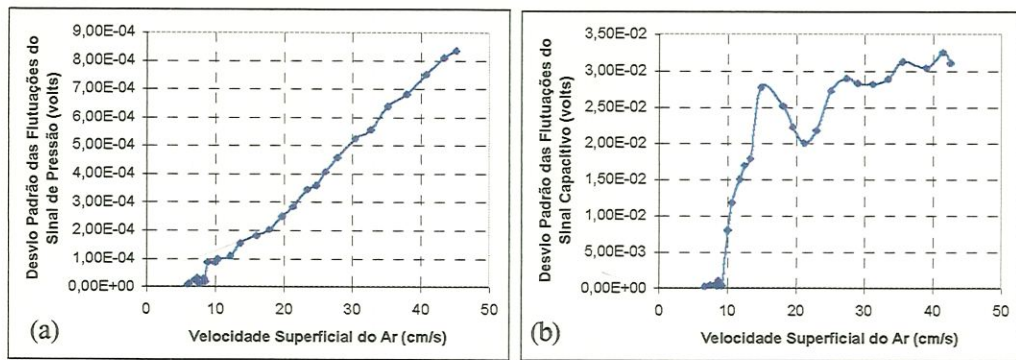


FIGURA 34 – Cada ponto representa o desvio padrão de 8192 pontos (60 Hz de aquisição) de cada teste representado nas TABELAS 1 e 2. (a) Desvio padrão das flutuações do sinal de pressão em função da velocidade superficial do ar (TABELA 1). (b) Desvio padrão das flutuações do sinal capacitivo em função da velocidade superficial do ar (TABELA 2).

O gráfico da frequência média da pressão (Fig. 35a) mostrou o seguinte comportamento:  $\bar{\omega}$  foi relativamente baixo em velocidades superficiais abaixo de 9,5 cm/s; alcançou seu valor máximo quando o leito fluidizou e, com a velocidade  $U_o$  do ar aumentando, seguiu diminuindo até cerca de 17 cm/s quando então se manteve estabilizado em torno de 5 Hz.

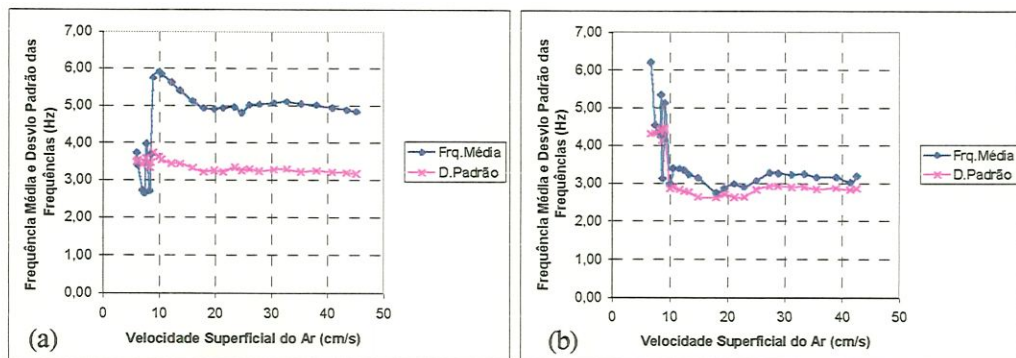


FIGURA 35 – Cada ponto representa a frequência média ou o desvio padrão das frequências calculados no plano tempo-frequência ( $F_{\min} = 0$ ,  $F_{\max} = 15$  Hz,  $T_{\min} = 0$ ,  $T_{\max} = 136,5$  s) com a velocidade superficial do ar mantida constante. (a) Resultante dos sinais de pressão (TABELA 1). (b) Resultante dos sinais capacitivos (TABELA 2).

Como o próprio nome diz, a frequência média indica um valor central das frequências existentes no sinal dentro da faixa de cálculo indicada (de 0 a 15 Hz, conforme eq. 35). O desvio padrão das frequências indica o espalhamento em torno da média, logo, quanto maior o desvio padrão, maior o espalhamento das frequências. Por esse motivo, embora as frequências principais do sinal de pressão em condições de leito fixo ( $U_o < 9,5$  cm/s) se localizaram bem próximo ao zero (ver espectro da Fig. 36a), a frequência média se situou em torno de 2,5 a 4 Hz, comprovado pelo alto desvio padrão (em torno de 3,5 Hz) que quantificou o grande

espalhamento. Quando o leito fluidizou ( $U_o = U_{mf} \approx 9,5$  cm/s) a frequência média se elevou muito rapidamente e o desvio padrão subiu um pouco (Fig. 35a). Isso indica que o conjunto de frequências se distanciou do zero, apresentando uma largura de faixa frequencial um pouco maior. Com o aumento da velocidade, a frequência média diminuiu e o desvio padrão também diminuiu, indicando uma diminuição na altura e no comprimento da faixa frequencial. A partir de cerca de 17 cm/s,  $\bar{\omega}$  e  $\sigma_{\omega}$  se mantiveram estabilizados com  $U_o$  crescendo.

TABELA 3 – Quatro testes representativos de sinais de pressão provenientes de um conjunto de testes realizados sequencialmente (forma 2).

Estado Hidrodinâmico	$U_o$ (cm/s)	Duração de Cada Teste (s)	$\bar{\omega}$ (Hz)	$\sigma_{\omega}$ (Hz)
Fixo	8,17	102,4	4,35	4,0
Borbulhante	9,62		6,33	3,46
	14,71		5,55	3,56
	36,86		5,03	3,25

Do ponto de vista espectral (faixa de frequências) e tempo-frequência, a Fig. 36 demonstra o comportamento das frequências discutido acima em quatro situações apresentadas na TABELA 3. Observando os gráficos do espectro ( $S(\omega)$ ) e do plano tempo-frequência ( $P_{SP}(t,\omega)$ ) nas quatro velocidades (TABELA 3 e Fig. 36), verifica-se o comportamento indicado pela frequência média e pelo desvio padrão das frequências da Fig. 35a: em leito fixo, a pouca energia do sinal de pressão se espalhou numa ampla faixa frequencial, apresentando uma certa concentração de energia nas frequências bem próximo ao zero (Fig. 36a); o início da fluidização (Fig. 36b) apresentou uma larga faixa de frequências com bastante energia; em maiores velocidades percebe-se que a faixa de frequências com forte energia diminuiu de tamanho (Fig. 36c); a partir de uma determinada velocidade, a faixa de frequências com bastante energia tende a tomar uma forma mais definida, como a mostrada na Fig. 36d. Enfim, pode-se observar que a tendência da energia é aumentar e se concentrar em torno de uma frequência principal (a coalescência produz bolhas cada vez maiores, se aproximando do tamanho estável máximo) até o fim do regime borbulhante ( $U_o = U_c$ ), quando então o processo de quebra das grandes bolhas se torna mais importante.

TABELA 4 – Quatro testes representativos de sinais capacitivos provenientes de um conjunto de testes realizados sequencialmente (forma 2).

Estado Hidrodinâmico	$U_o$ (cm/s)	Duração de Cada Teste (s)	$\bar{\omega}$ (Hz)	$\sigma_{\omega}$ (Hz)
Fixo	8,20	136,53	4,27	4,37
Borbulhante	9,99		2,99	2,86
	14,84		3,14	2,63
	35,49		3,16	2,84

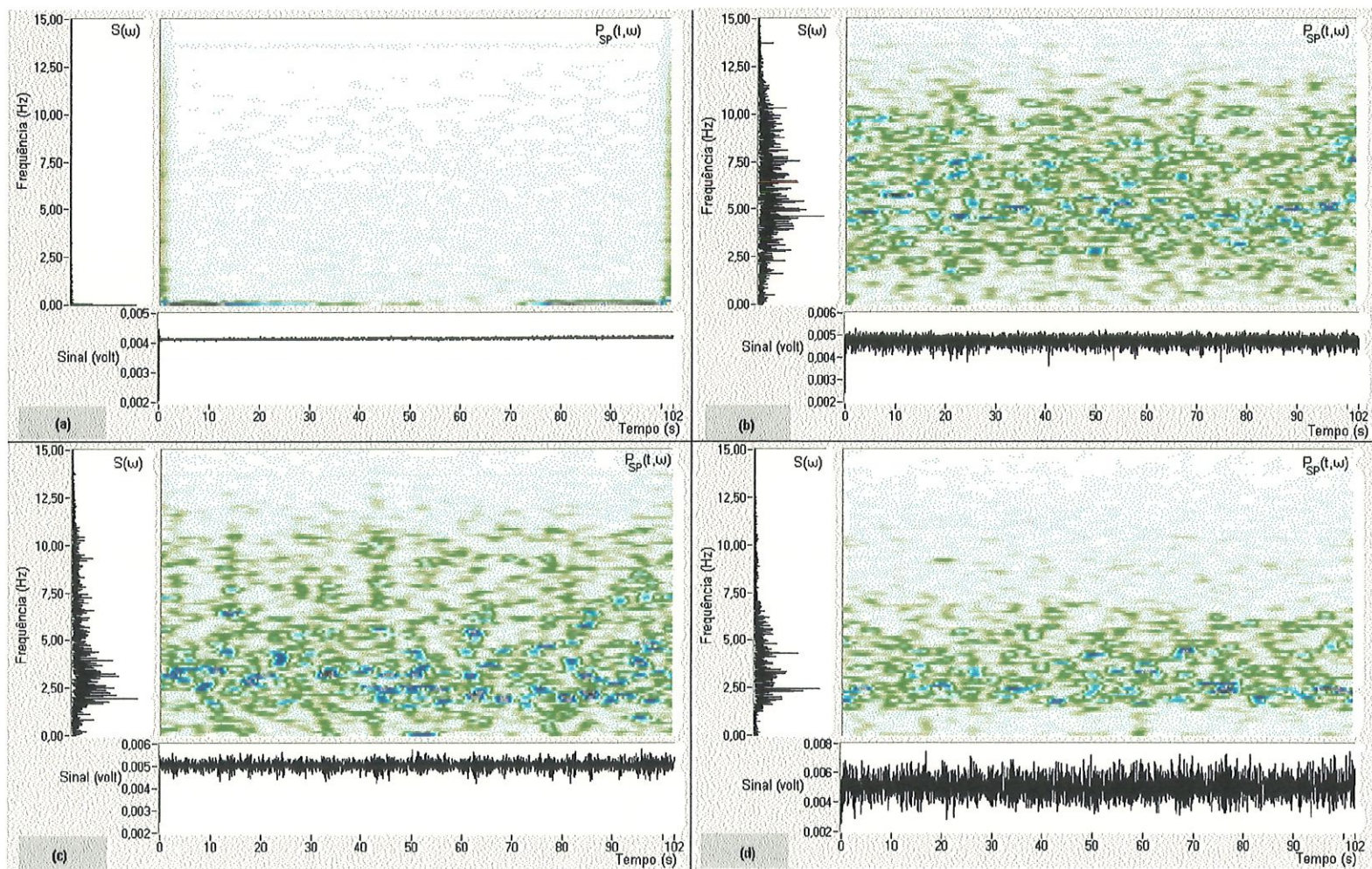


FIGURA 36 – Distribuições temporal (sinal), frequencial ( $S(\omega)$ ) e tempo-frequência ( $P_{SP}(t, \omega)$ ), de quatro sinais de pressão (8192 pontos a uma taxa de aquisição de 80 Hz) referentes as quatro situações hidrodinâmicas do leito mostradas na TABELA 3.



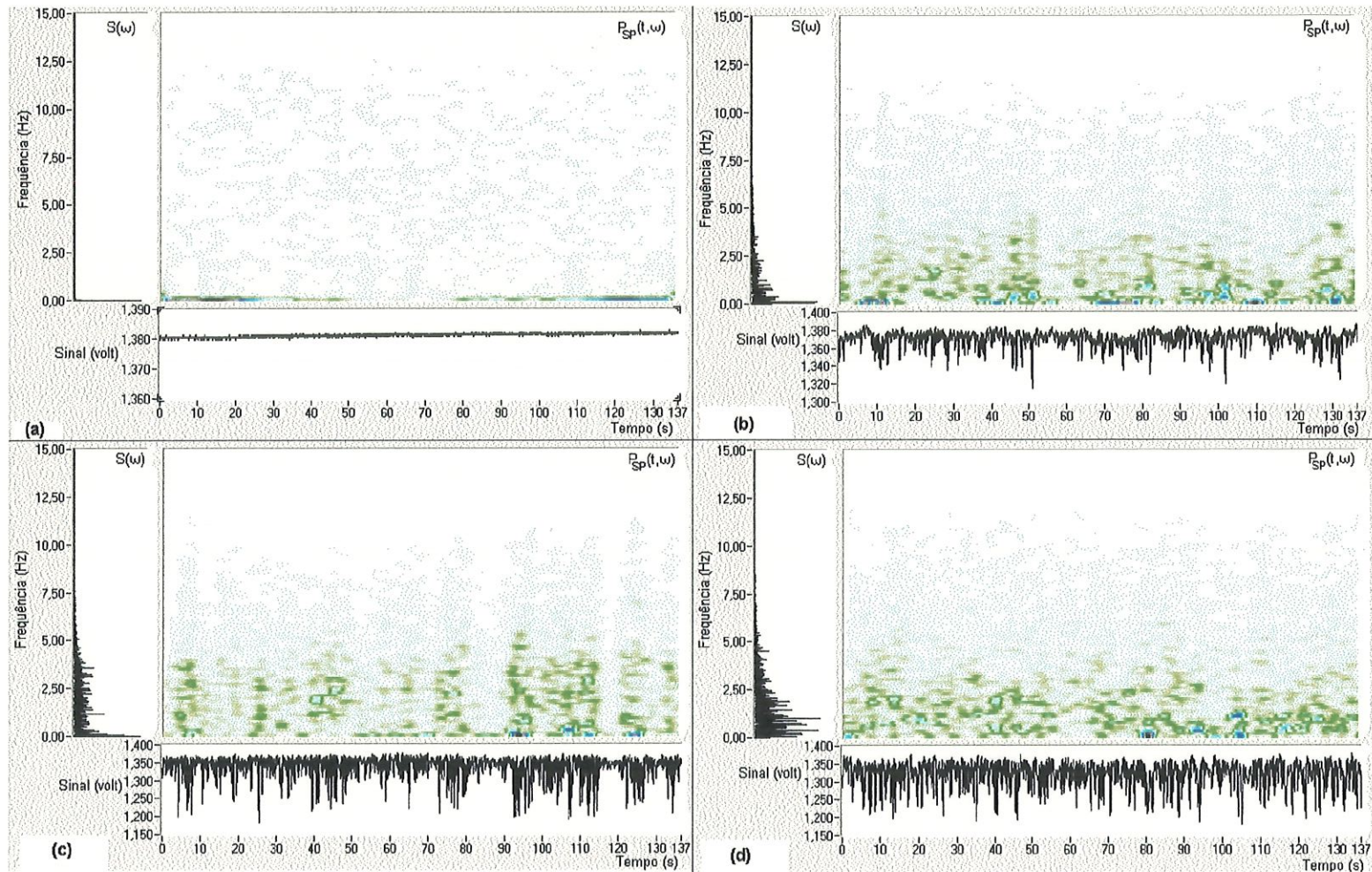


FIGURA 37 – Distribuições temporal (sinal), frequencial ( $S(\omega)$ ) e tempo-frequência ( $P_{SP}(t, \omega)$ ), de quatro sinais capacitivos (8192 pontos a uma taxa de aquisição de 60 Hz) referentes as quatro situações hidrodinâmicas do leito mostradas na TABELA 4.

A frequência média do sinal capacitivo (Fig. 35b) apresentou dois comportamentos distintos:  $\bar{\omega}$  foi alto e aleatório em condições de leito fixo ( $0 < U_0 < 9,5$  cm/s) e, em leito fluidizado borbulhante, se apresentou estabilizado próximo a 3 Hz com a velocidade  $U_0$  aumentando. O desvio padrão das frequências (Fig. 35b) também foi elevado quando em leito fixo, indicando uma distribuição frequencial bastante espalhada. Quando fluidizado, o desvio padrão foi menor que no estado anterior e se manteve, com a velocidade subindo, um pouco abaixo de 3 Hz (Fig. 35b). Isso quer dizer que, diferentemente do que ocorreu com a pressão, a característica espectral e tempo-frequência do sinal capacitivo não apresentou mudanças de comportamento marcantes durante o regime de fluidização borbulhante ( $9,5 \leq U_0 \leq 50$  cm/s).

A FIGURA 37 ilustra as distribuições temporal (sinal), frequencial (espectro) e tempo-frequência ( $P_{SP}(t,\omega)$ ) dos sinais capacitivos em quatro velocidades apresentadas na TABELA 4. Das FIGURAS 37b, 37c e 37d pode-se observar que o comportamento espectral e tempo-frequência do sinal capacitivo apresentou basicamente a mesma faixa de frequência, tendo no entanto aumentado a intensidade de algumas frequências (ver gráficos dispostos verticalmente na FIGURA 37) e a energia do sinal com o aumento da velocidade. Esse resultado concorda com o encontrado com CHEHBOUNI et al. (1994), que ligaram o fato com a coalescência das bolhas.

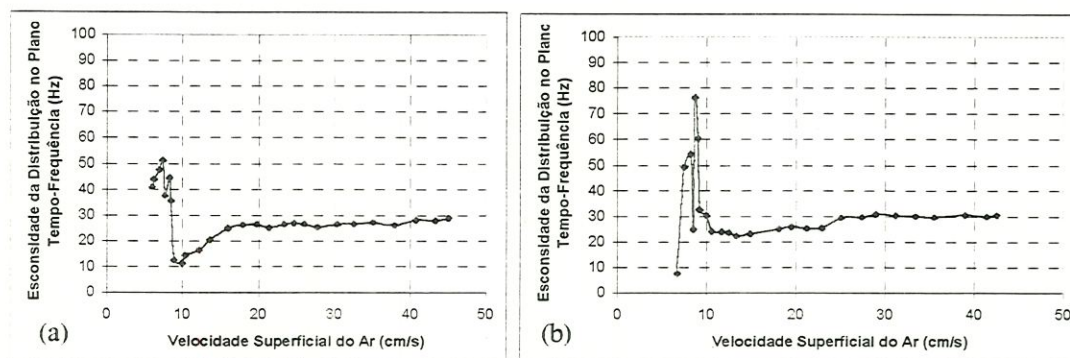


FIGURA 38 – Cada ponto representa a escondidade calculada no plano tempo-frequência ( $F_{\min} = 0$ ,  $F_{\max} = 15$  Hz,  $T_{\min} = 0$ ,  $T_{\max} = 136,5$  s) com a velocidade superficial do ar mantida constante (forma de teste 2). (a) Resultante dos sinais de pressão (TABELA 1). (b) Resultante dos sinais capacitivos (TABELA 2).

Além da frequência média e do desvio padrão, a escondidade (eq. 38) e a kurtose (eq. 39) em relação às frequências da distribuição  $P_{SP}(t,\omega)$  foram calculados para os sinais de pressão e capacitivo. Dos sinais de pressão, a escondidade (Fig. 38a) foi mínima quando o leito fluidizou ( $U_0 = U_{mf}$ ), cresceu com a velocidade  $U_0$  até por volta de 17 cm/s, e então se manteve estabilizado. A kurtose (Fig. 39a) apresentou valores um pouco maiores em leito fixo ( $0 < U_0 < 9,5$  cm/s) do que em leito fluidizado.

Dos sinais capacitivos, a escondidade (Fig. 38b) flutuou aleatoriamente em condição de leito fixo e se estabilizou próximo a 30 Hz, em condição de leito fluidizado borbulhante. A kurtose (Fig. 39b) foi elevada em leito fixo e se manteve estabilizada em torno de 300 Hz em condição de leito fluidizado.

Analisando o aspecto físico de um leito borbulhante, sabe-se que quando as bolhas sobem através do leito elas se interagem e coalescem de modo que o tamanho médio de bolha aumenta com a altura. O crescimento por coalescência continua até que as bolhas se aproximem de seu tamanho estável máximo (que para partículas do grupo B é somente alcançado, quando possível, na superfície do leito). Sabe-se também que um aumento na vazão de ar causa um aumento no tamanho de bolha. Logo, em regime borbulhante as bolhas tendem a se tornar cada vez maiores com a altura e com a velocidade  $U_0$  do ar (CLIFT, 1986).

Geralmente as partículas sólidas tendem a subir em regiões de alta atividade de bolhas e descer em regiões carentes de bolhas. Para um leito com as dimensões desse trabalho (considerado profundo devido apresentar  $H/D = 0,545/0,5 = 1,09 > 1$ ), o padrão de circulação de sólidos provável de ocorrer é:

- em baixas velocidades do gás ( $U_0$  próximo a  $U_{mf}$ ), as bolhas formadas no distribuidor sobem o leito com pouca interação entre elas, seguindo preferencialmente próximo às paredes do reator, enquanto os sólidos descem preferencialmente pelo centro (Fig. 40b);
- em maiores velocidades de gás, maiores bolhas são formadas e se tem uma maior interação entre bolhas dentro do leito. O processo de coalescência produz bolhas cada vez maiores à medida que se sobe o leito. Em certa altura (denominada aqui de  $H_m$ ), as bolhas já são grandes o suficiente para inverterem o padrão de circulação. A FIGURA 40c esquematiza esse comportamento;
- em velocidades  $U_0$  ainda maiores, o padrão de circulação se inverte completamente ( $H_m \rightarrow 0$ ): as bolhas sobem preferencialmente pelo centro e os sólidos descem em regiões próximas às paredes (Fig. 40d).

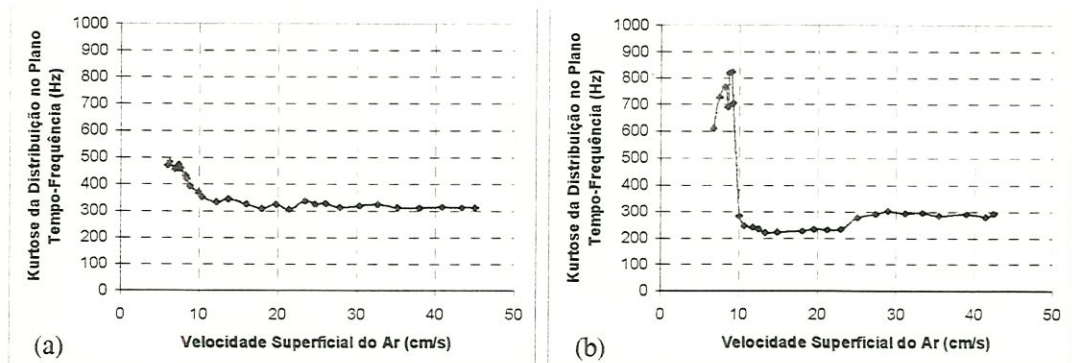


FIGURA 39 – Cada ponto representa a kurtose calculada no plano tempo-frequência ( $F_{\min} = 0$ ,  $F_{\max} = 15$  Hz,  $T_{\min} = 0$ ,  $T_{\max} = 136,5$  s) com a velocidade superficial do ar mantida constante (forma de teste 2). (a) Resultante dos sinais de pressão (TABELA 1). (b) Resultante dos sinais capacitivos (TABELA 2).

BI, GRACE e ZHU (1995<sup>(b)</sup>) estudaram a propagação de ondas de pressão em leitos fluidizados. Eles concluíram que sondas de pressão absoluta (como a usada nesse trabalho) medem tanto flutuações de pressão devido a passagem de bolha quanto ondas de pressão propagadas de outras localidades. Ou seja, as flutuações de

pressão sentidas pelo transdutor de pressão originam-se não somente a partir das bolhas passando sobre a extremidade da sonda, mas também a partir de bolhas passando pela vizinhança da ponta da sonda. Por esse motivo sondas de pressão absoluta não fornecem medidas localizadas.

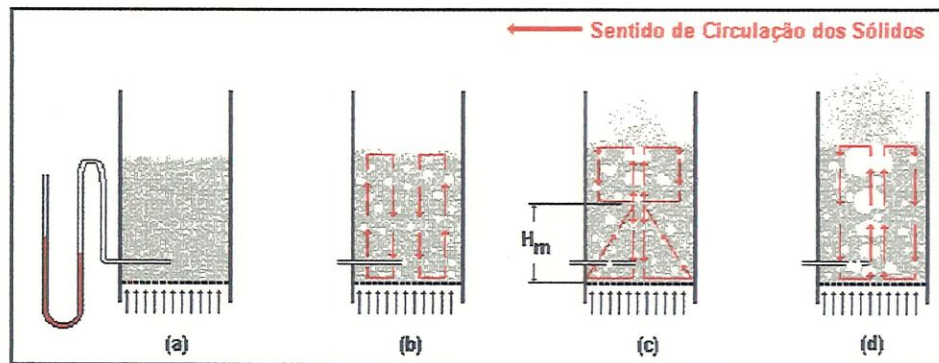


FIGURA 40 – Padrões de circulação de sólidos em um leito borbulhante com  $H/D > 1$ . (a) Leito fixo; (b) Leito borbulhante com baixa vazão de gás; (c) Leito borbulhante com uma vazão de gás um pouco maior que a anterior; (d) Leito borbulhante com alta vazão de gás.

O comportamento da frequência média  $\bar{\omega}$  do sinal de pressão (Fig. 35a) mostra que ela é máxima quando o leito fluidiza, ou seja, quando  $U_o = U_{mf}$ . Nessa velocidade, as bolhas formadas no distribuidor sobem o leito com pouca interação entre elas. Como a coalescência é mínima, uma maior quantidade de pequenas bolhas tende a subir preferencialmente próximo às paredes do reator, e, conseqüentemente, os sólidos tendem a descer preferencialmente pelo centro. Nessa situação, as fracas flutuações de pressão captadas pela sonda de pressão são causadas pelas várias bolhas que sobem através do leito, produzindo um sinal bastante aleatório com uma ampla faixa frequencial e, conseqüentemente, com uma alta frequência média (ver Fig. 35a). À medida que a velocidade  $U_o$  aumenta, a interação entre as bolhas se intensifica, ou seja, o processo de coalescência entre as bolhas aumenta. Com o aumento do tamanho das bolhas que passa pela extremidade da sonda de pressão, a influência da vizinhança se torna cada vez menor nas flutuações de pressão sentidas pelo transdutor. A amplitude das flutuações de pressão aumenta com a velocidade e o sinal tende a ser menos aleatório, diminuindo a largura da faixa de frequências (ver Fig. 35a). A partir de determinado ponto (nesse trabalho equivale a  $U_o \approx 17$  cm/s, como mostrado nas Fig. 35a e 38a), o tamanho das bolhas passando pela sonda de pressão já é grande o suficiente para que a influência das outras bolhas seja mínima. Tudo leva a crer que essa velocidade coincida com o fato da altura  $H_m$  (ver Fig. 40) ter alcançado um valor abaixo da altura onde está posicionada a sonda (175 mm).

Avaliando o comportamento local em estado fluidizado ( $U_o \geq 9,5$  cm/s) mostrado pela sonda capacitiva, observa-se das Figs. 35b, 37b, 37c, 37d, 38b e 39b que a distribuição frequencial não apresentou variação significativa com o aumento da velocidade. Das Figs. 37b, 37c e 37d pode-se observar que a faixa frequencial mostrou aproximadamente a mesma largura em diferentes velocidades. No entanto, a intensidade das frequências, como também a energia, aumentou com a velocidade  $U_o$ . Diferentemente da sonda de pressão, o sinal da sonda capacitiva identifica apenas

o comportamento hidrodinâmico local. Dessa forma, as frequências tendem a ser as mesmas com a velocidade, porém suas intensidades tendem a aumentar devido o aumento no tamanho das bolhas que passam pela sonda. A energia também aumenta com a velocidade (Figs. 37b, 37c e 37d). Em baixas velocidades ( $9,5 \leq U_o \leq 17$  cm/s) observa-se faixas mais intensas de energia distribuídas no tempo (ver Figs. 37b e 37c), enquanto que para maiores velocidades ( $U_o > 17$  cm/s) a energia parece se distribuir mais homogêaneamente no tempo (ver Fig. 37d). Esse fato provavelmente deve estar ligado ao movimento dos aglomerados sólidos que no início sobem pelos cantos (poucas bolhas na região central) e depois, quando as bolhas dominam, sobem preferencialmente pelo centro (ver Fig. 40).

Para terminar, a entropia (eq. 40) foi calculada a partir da distribuição  $P_{SP}(t,\omega)$  para ambos os sinais, pressão e capacitivo (Fig. 41). A entropia da distribuição  $P_{SP}(t,\omega)$  do sinal de pressão (Fig. 41a) apresentou valores inferiores em condições de leito fixo do que em condições de leito fluidizado borbulhante. Isso indica que o comportamento da pressão em leito fixo é mais regular que o comportamento em leito fluidizado borbulhante. Já no  $P_{SP}(t,\omega)$  do sinal capacitivo (Fig. 41b) a entropia foi ligeiramente maior em leito fixo que em leito borbulhante, indicando que a sonda capacitiva detectou um sinal mais irregular no leito fixo que no leito borbulhante. Isso está de acordo com a interpretação dada ao aumento da média do sinal capacitivo (Fig. 33b), em que o grande tamanho da sonda capacitiva perturbou o escoamento do gás entre as partículas sólidas provocando um escoamento altamente turbulento na localidade da sonda. Enfim, em ambos os sinais (pressão e capacitivo) a curva da entropia mostrou a existência de dois estados de comportamento, ou seja, o leito fixo e o leito fluidizado borbulhante.

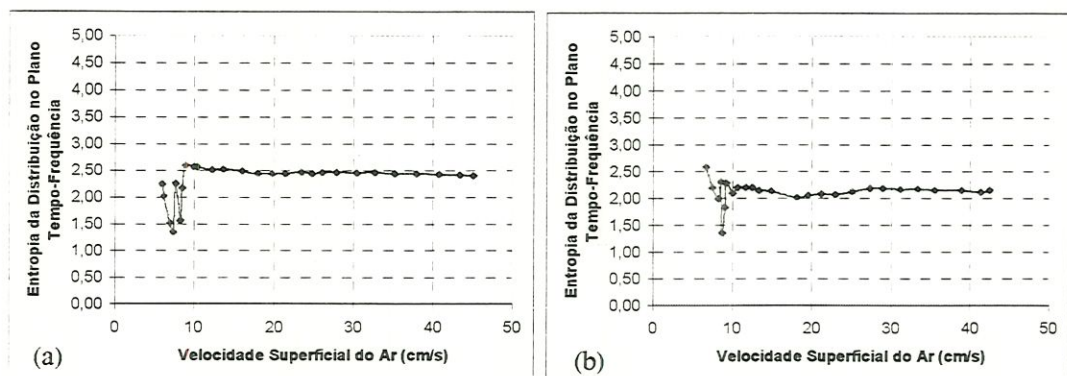


FIGURA 41 – Cada ponto representa a entropia calculada no plano tempo-frequência ( $F_{\min} = 0$ ,  $F_{\max} = 15$  Hz,  $T_{\min} = 0$ ,  $T_{\max} = 136,5$  s) com a velocidade superficial do ar mantida constante (forma de teste 2). (a) Resultante dos sinais de pressão (TABELA 1). (b) Resultante dos sinais capacitivos (TABELA 2).

### 3.2 CONCLUSÕES

Dentro da faixa de velocidades superficiais do ar de 5 a 50 cm/s obteve-se dois estados hidrodinâmicos do leito: leito fixo e leito fluidizado em regime borbulhante. Duas sondas, uma de pressão e outra capacitiva de placas paralelas,

foram inseridas a 175 mm acima do distribuidor para avaliar o comportamento hidrodinâmico do leito fluidizado borbulhante.

Da análise dos sinais, as principais conclusões alcançadas foram:

- A covariância e a entropia de ambos os sinais (pressão e capacitivo) detectaram a transição entre o leito fixo e o leito fluidizado.
- A sonda capacitiva, utilizada para avaliar o comportamento local, mostrou (Figs. 33 e 34) o aumento da porosidade local do leito com o aumento no número e tamanho das bolhas quando a velocidade do ar é aumentada. A distribuição frequencial, caracterizada pela frequência média, desvio padrão das frequências, esconsidade das frequências e kurtose das frequências, mostrou um comportamento equilibrado (estabilizado) durante toda a faixa de leito fluidizado ( $U_o \geq U_{mf} \approx 9,5$  cm/s). A intensidade das frequências e a energia do sinal aumentaram com a velocidade.
- A sonda de pressão, que avalia o comportamento volumétrico do leito, indica o padrão de circulação de sólidos. Através da análise frequencial (frequência média, desvio padrão das frequências e esconsidade das frequências) acredita-se que o comportamento transitório entre  $9,5 \leq U_o \leq 17$  cm/s apresentado nas Figs. 35a e 38a represente a transição do padrão de circulação de sólidos, ou seja, em  $U_o \approx 17$  cm/s a altura  $H_m$  (ver Fig. 40) desceria um pouco abaixo da altura da sonda (175 mm).

Mais estudos serão necessários para concretizar tais conclusões, como por exemplo verificar se a velocidade  $U_o$  ( $\approx 17$  cm/s) que caracterizou nesse trabalho a estabilização da frequência média do sinal de pressão diminuirá quando a altura da sonda for aumentada. A comparação com outros regimes é também importante, e para isso a faixa de velocidades para estudo deve ser ampliada de tal forma a incluir outros regimes (como o turbulento e o de fluidização rápida) para comparação do aspecto da distribuição tempo-frequência entre eles.

### LISTA DE SÍMBOLOS

D	diâmetro do leito;
$F_{\min}$ e $F_{\max}$	limites na frequência;
$G_s$	fluxo mássico de sólidos (Kg/s);
H	altura do leito em condição estática;
$H_m$	altura de inversão do modo de circulação dos sólidos;
N	número de pontos de um sinal;
$P_{SP}(t, \omega)$	distribuição de energia do sinal em função do tempo e da frequência (transformada de Gabor do sinal);
$S(\omega)$	espectro do sinal (transformada da Fourier do sinal);
t	tempo;
$T_{\min}$ e $T_{\max}$	limites no tempo;
$U_o$	velocidade superficial do ar;
$U_{mf}$	$U_o$ de fluidização mínima.

Letras gregas

$\omega$	frequência;
$\overline{\omega}$	média das frequências calculada em $P_{SP}(t,\omega)$ , conforme eq. (35);
$\sigma_{\omega}$	desvio padrão das frequências calculado em $P_{SP}(t,\omega)$ , conforme eq. (36);
$\varepsilon_{mf}$	vazio da fase emulsão em condição de fluidização mínima.

## CONCLUSÕES

Um leito de partículas sólidas é considerado fluidizado quando a velocidade superficial do gás que o atravessa alcança a denominada velocidade de fluidização mínima ( $U_{mf}$ ). Com o aumento gradativo do fluxo de gás, o leito tende a apresentar comportamentos hidrodinâmicos característicos denominados regimes de fluidização. São quatro os possíveis regimes de ocorrer em um leito fluidizado quando a velocidade superficial do gás é aumentada gradualmente: fluidização homogênea, fluidização borbulhante, fluidização turbulenta e fluidização rápida.

A fluidização homogênea (ou particulada) é característica de leitos de partículas pertencentes ao grupo A de Geldart. Nesse regime o leito expande-se homogeneamente (sem formação de bolhas) até que uma velocidade é alcançada em que pequenas bolhas aparecem na superfície do leito, ou seja, tem-se  $U_{mb} > U_{mf}$ .

Leitos fluidizados em regime borbulhante apresentam um comportamento dominado pela subida de vazios de gás que usualmente são chamados de bolhas. Usando a definição de CLIFT (1986), um leito borbulhante pode ser definido como um leito em que a fase bolha é dispersa e a fase emulsão é contínua. Com a velocidade  $U_o$  do gás aumentando, significativa formação e coalescência de bolhas aumentam o grau de heterogeneidade do leito. Em  $U_o = U_c$  essa heterogeneidade torna-se máxima. Acima de  $U_c$ , já em regime turbulento, o grau de heterogeneidade do leito diminui com  $U_o$ . O regime turbulento se caracteriza por apresentar bolhas e aglomerados de sólidos numa mesma condição ( $U_o$  e/ou  $G_s$ ) de fluidização.

No regime de fluidização rápida não há mais bolhas no leito. Neste regime, aglomerados de sólidos se encontram suspensos pelo fluido e se movimentam aleatoriamente dentro do reator.

Nesse trabalho, devido a limitação da vazão de ar fornecida pelo soprador, estudou-se apenas o regime de fluidização borbulhante. Sinais provenientes das sondas de pressão e capacitiva foram analisados no plano temporal, frequencial e tempo-frequência. Os resultados foram os seguintes:

- O sinal capacitivo apresentou um desvio padrão que aumentou com a velocidade do ar, indicando o aumento no tamanho das bolhas de gás com



o aumento de  $U_0$ . A análise frequencial do sinal capacitivo no plano tempo-frequência mostrou uma característica frequencial estabilizada durante todo o intervalo de velocidades do regime borbulhante estudado ( $9,5 < U_0 < 50$  cm/s). A intensidade das frequências e a energia do sinal aumentaram com a velocidades, conseqüente do processo de coalescência das bolhas.

- O desvio padrão do sinal de pressão também mostrou o crescimento das bolhas com o tempo. A análise frequencial do sinal de pressão mostrou um comportamento interessante: entre 9,5 e 17 cm/s a frequência média diminuiu e a esconsidade cresceu com  $U_0$ ; acima de 17 cm/s, o comportamento frequencial se manteve estabilizado com a velocidade. Esse comportamento das frequências do sinal de pressão indica o padrão de movimento do leito borbulhante. A velocidade  $U_0 = 17$  cm/s estaria associado a inversão do padrão de movimento das bolhas e sólidos quando  $H_m$  atinge a altura da sonda (175 mm).
- As propriedades covariância e entropia, utilizadas em ambos os sinais (pressão e capacitivo), detectaram satisfatoriamente a transição do leito fixo para leito fluidizado borbulhante.

Para consolidar tais conclusões é necessário a realização de mais testes, analisando o comportamento frequencial dos sinais (capacitivo e pressão) quando a altura de posicionamento das duas sondas for variado. Espera-se que a velocidade  $U_0$  que identifica a inversão do padrão de movimento diminua quando a altura da sonda de pressão for aumentada.

### Sugestões para Próximos Trabalhos

Algumas indicações para estudo utilizando o mesmo esquema experimental são sugeridas a seguir:

- Fazer a mesma análise utilizando um reator menor (escala de laboratório) apresentando um distribuidor de placas porosas ou um de multiorifícios de modo a garantir uma perfeita distribuição transversal do gás de fluidização. (Distribuidores tipo torre não garantem perfeitamente essa distribuição, de modo que nesse trabalho o movimento dos sólidos provavelmente possa ter sofrido alguma influência desse efeito).
- Verificar se  $H_f$  (em torno de 1,26 m, ver Fig. 27b) está acima ou abaixo do valor de TDH através da análise do tamanho de partículas captadas pelo ciclone.
- Analisar o comportamento hidrodinâmico do leito em regime turbulento utilizando a junção tempo-frequência. Se possível, fazer o mesmo para o regime de fluidização rápida.
- Avaliar a covariância e a entropia como parâmetros de informação da ocorrência da transição entre dois regimes de fluidização. Com base nesse estudo avalia-se  $U_c$  e  $U_k$  (baseados nas flutuações de pressão) como parâmetros de transição do regime borbulhante para o turbulento.
- Desenvolver um sensor capacitivo tipo agulha, fazer o mesmo estudo que foi feito com o tipo placas paralelas e comparar os resultados.

**LISTA DE SÍMBOLOS**

$G_s$	fluxo mássico de sólidos (Kg/s);
$H_m$	altura de inversão do padrão de circulação dos sólidos no leito;
$U_o$	velocidade superficial do ar;
$U_{mf}$	$U_o$ que marca o início da fluidização;
$U_{mb}$	$U_o$ que marca o aparecimento das primeiras bolhas na superfície do leito;
$U_c$	$U_o$ que marca o início do regime borbulhante.

## ANEXO A

## FOTOS DO ESQUEMA EXPERIMENTAL

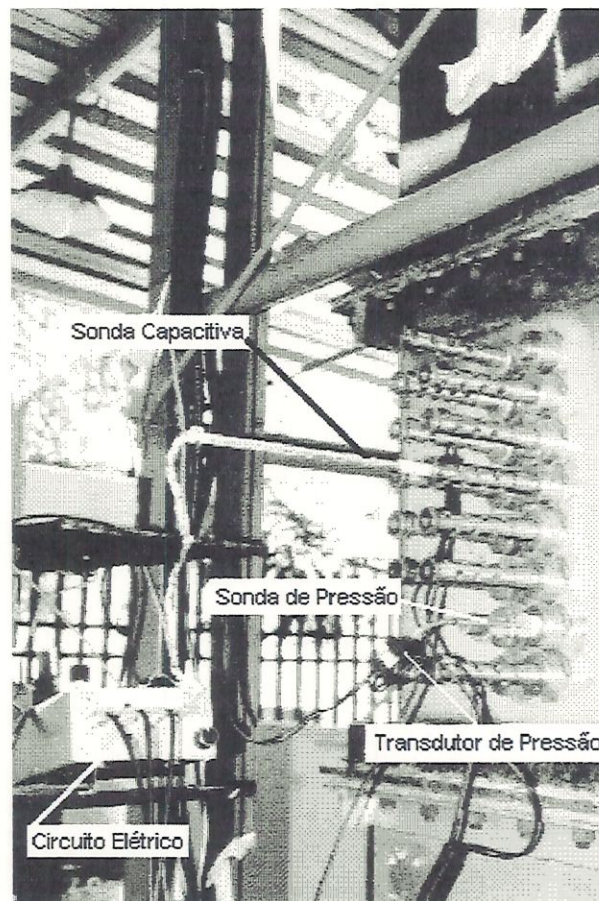


FIGURA 42 - Disposição dos elementos do circuito de testes: circuito elétrico da sonda capacitiva, transdutor de pressão, sonda de pressão e fonte DC alimentador do transdutor de pressão. A sonda capacitiva está localizada acima de sua posição utilizada neste trabalho. A posição utilizada é ao lado (mesma altura) da sonda de pressão.

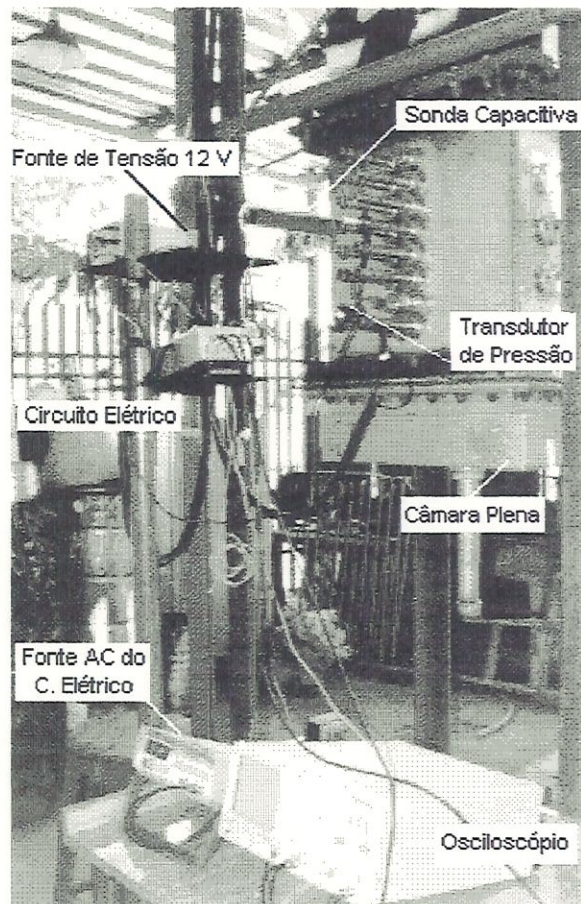


FIGURA 43 - Disposição do circuito de testes: Osciloscópio (ligado ao circuito elétrico da sonda capacitiva), fonte AC (gerador de frequência), fonte DC (ligado ao transdutor de pressão), câmara plena e reator. A sonda de pressão está, nessa figura, posicionada bem acima da altura utilizada nos testes.

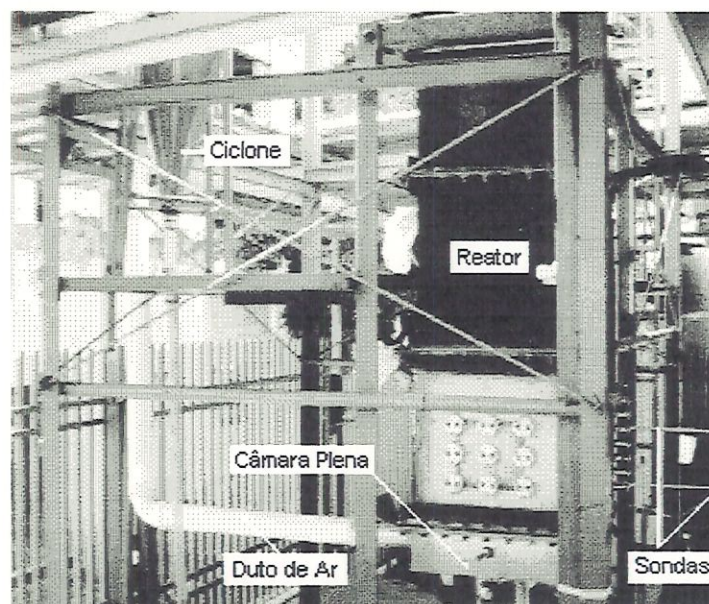


FIGURA 44 - Vista lateral do circuito de testes. (A sonda capacitiva está nessa figura localizada acima da posição utilizada nesse trabalho).

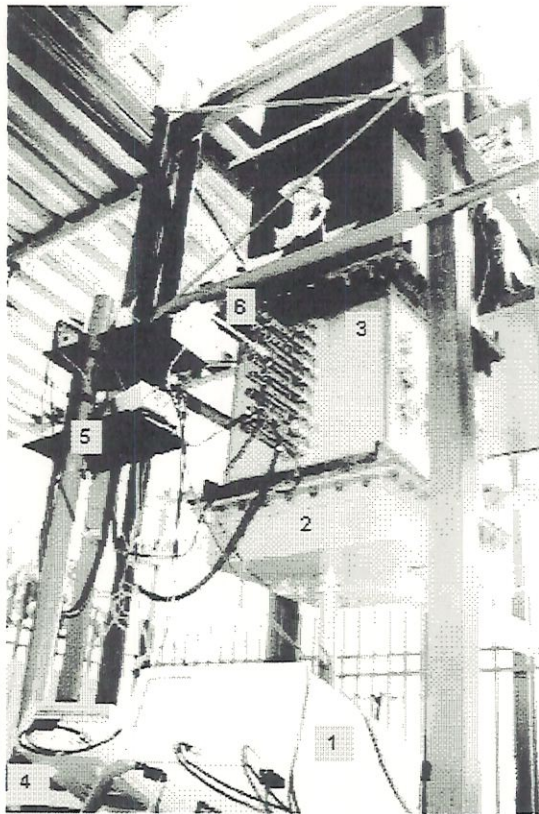


FIGURA 45 - Disposição do circuito de testes: (1) osciloscópio, (2) câmara plena, (3) reator, (4) fonte AC (gerador de frequência), (5) circuito elétrico, (6) sonda capacitiva (também localizada acima da posição utilizada nos testes).

## ANEXO B

## CIRCUITO ELÉTRICO DO SENSOR CAPACITIVO

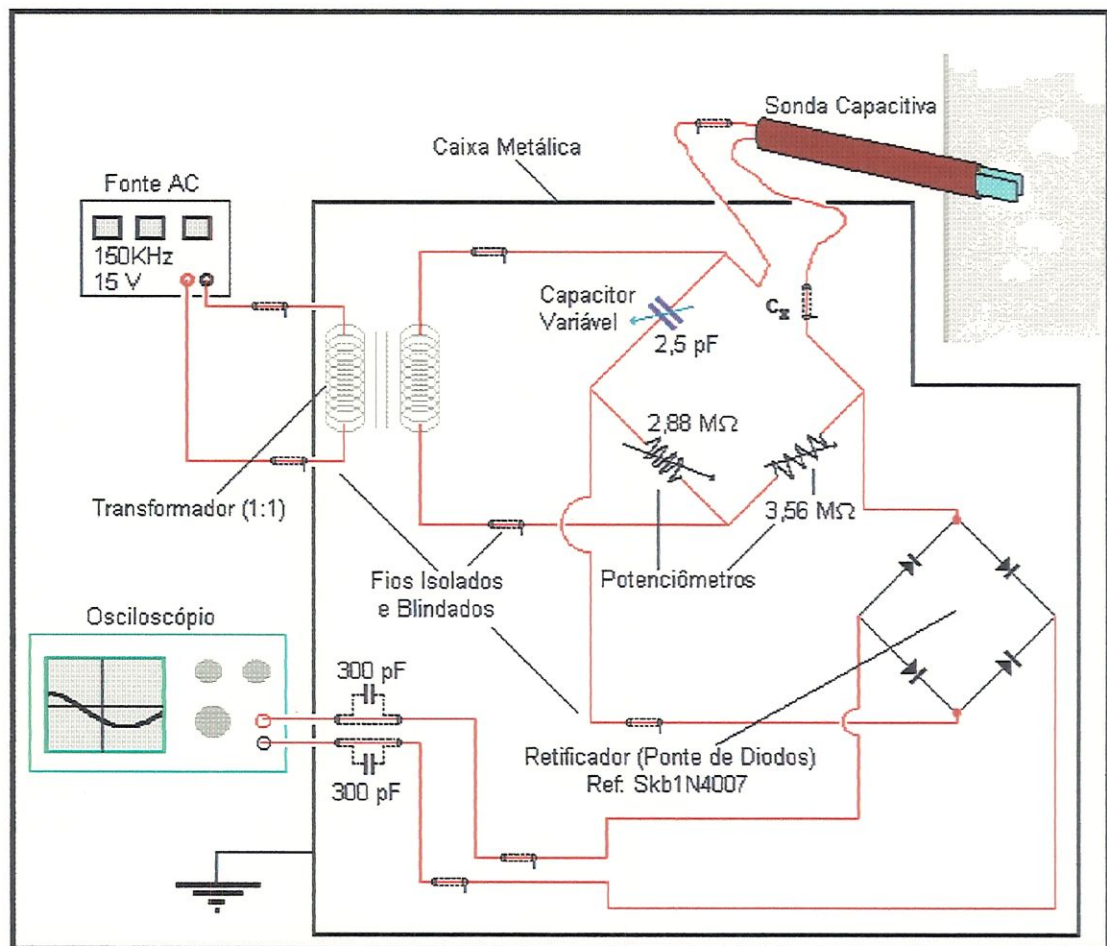


FIGURA 46 – Esquema do circuito elétrico do sensor capacitivo.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AI-ZAHRANI, A. A.; DAOUS, M. A. (1996). Bed expansion and average bubble rise velocity in a gas-solid fluidized bed. *POWDER TECHNOLOGY*, v. 87, p. 255-257.
- ARNALDOS, JOSEP; CASAL, JOAQUIM (1996). Prediction of transition velocities and hydrodynamical regimes in fluidized beds. *POWDER TECHNOLOGY*, v. 86, p. 285-298.
- AMERICAN SOCIETY FOR MECHANICAL ENGINEERING (1959). Fluid meters: their theory and application. 15.ed. New York. (Report of ASME Research Committee on Fluid Meters).
- BAEYENS, J.; GELDART, D. (1986). Solids mixing. IN: GELDART, D. (1986). Gas fluidization technology, 1.ed., New York, John Willey & Sons, Chapter 5, p. 97-122.
- BAI, D.; SHIBUYA, E.; NAKAGAWA, N.; KATO, K. (1996). Characterization of gas fluidization regimes using pressure fluctuations. *POWDER TECHNOLOGY*, v. 87, p. 105-111.
- BI, HSIAOTAO; FAN, LIANG-SHIH (1992). Existence of turbulence regime in gas-solid fluidization (R&D Notes). *AIChE JOURNAL*, v. 38, n. 2, p. 297-301, February.
- BI, H.T; GRACE, J. R.; ZHU, J. (1995). Regime transitions affecting gas-solids suspensions and fluidized beds. *TRANSACTIONS OF THE INSTITUTION OF CHEMICAL ENGINEERS*, v. 73, part A, p. 154-161, March.

- BI, H. T.; GRACE, J. R.; ZHU, J. (1995<sup>(b)</sup>). Propagation of pressure waves and forced oscillations in gas-solid fluidized beds and their influence on diagnostics of local hydrodynamics. *POWDER TECHNOLOGY*, v. 82, n. 3, p. 239-253.
- BRIGHAM, E. ORAN (1988). FFT: the fast Fourier transform and its applications. New Jersey, Prentice Hall. *515. 723 B85Pa e.2 Física*
- CARPENTIERI, A. E.; LARSON, E. D.; WOODS, J. (1993). Future biomass-based electricity supply in northeast Brazil. *BIOMASS AND BIOENERGY*, v. 4, n. 3, p. 149-173.
- CHEHBOUNI, AHMED; CHAOUKI, JAMAL; GUY, CHRISTOPHE; KLVANA, DANILO (1994). Characterization of the flow transition between bubbling and turbulent fluidization. *IND. ENG. CHEM. RES.*, v. 33, n. 8, p. 1889-1896.
- CLIFT, H. (1986). Hydrodynamics of bubbling fluidized beds. IN: GELDART, D. (1986). *Gas fluidization technology*. 1.ed. New York, John Wiley & Sons. Chapter 4, p.53-95.
- COHEN, LEON (1995). *Time-frequency analysis*. New Jersey, Prentice Hall.
- GELDART, D. (1973). *Powder Technology*, v. 7, p. 285 apud GELDART, D. (1986). *Gas fluidization technology*. 1.ed. New York, John Wiley & Sons. Chapter 3 – Characterization of fluidized powders.
- GELDART, D. (1986<sup>(a)</sup>). *Gas fluidization technology*. 1.ed. New York, John Wiley & Sons. Chapter 1 – Introduction.
- GELDART, D. (1986<sup>(b)</sup>). *Gas fluidization technology*. 1.ed. New York, John Wiley & Sons. Chapter 2 – Single particles, fixed and quiescent beds.
- GELDART, D. (1986<sup>(c)</sup>). *Gas fluidization technology*. 1.ed. New York, John Wiley & Sons. Chapter 6 – Particle entrainment and carryover.
- GELDART, D. (1986<sup>(d)</sup>). *Gas fluidization technology*. 1.ed. New York, John Wiley & Sons. Chapter 3 – Characterization of fluidized powders.
- HAIDER, A.; LEVENSPIEL, O. (1989). *Powder Technology*, v. 58, p. 63 apud KUNII, DAIZO; LEVENSPIEL, OCTAVE (1991). *Fluidization engineering*. 2.ed. Boston, Butterworth-Heinemann.
- HERVIEU, ERIC; SELEGHIM, PAULO Jr. (1998). An objective indicator for two-phase flow pattern transition. *NUCLEAR ENGINEERING AND DESIGN*, v. 184, p. 421-435.
- KWAUK, M.; LI, J. (1996). Fluidization regimes. *POWDER TECHNOLOGY*, v. 87, p. 193-202.



- KUNII, DAIZO; LEVENSPIEL, OCTAVE (1991). Fluidization engineering. 2.ed. Boston, Butterworth-Heinemann.
- LATHI, B. P. (1968). An introduction to random signals and communication theory. Scranton, International textbook Co.
- LIM, K.S.; ZHU, J.X.; GRACE, J.R. (1995). Hydrodynamics of gas-solid fluidization. INTERNATIONAL JOURNAL OF MULTIPHASE FLOW, v. 21, p. 141-193.
- PERALES, J.F.; COLL, T.; LLOP, M.F.; PUIGJANER, L.; ARNALDOS, J.; CASAL, J. (1990). In: P. Basu, M. Horio and M. Hasatani (eds.), Circulating Fluidized Bed Technology III, Pergamon, Oxford, p. 73-78 apud RHODES, MARTIN (1996). What is turbulent fluidization? POWDER TECHNOLOGY, v. 88, p. 3-14.
- RHODES, M.J.; GELDART, D. (1986). In: K. Østergaard and A. Sørensen (eds), Fluidization V, Engineering Foundation. New York, p. 281-288 apud RHODES, MARTIN (1996). What is turbulent fluidization? POWDER TECHNOLOGY, v. 88, p. 3-14.
- RHODES, MARTIN (1996). What is turbulent fluidization? POWDER TECHNOLOGY, v. 88, p. 3-14.
- RIETEMA, K. (1984). Powders, what are they? POWDER TECHNOLOGY, v. 37, p. 5-23.
- SELEGHIM, PAULO Jr. (1996). Caracterisation des changements de configuration d'un écoulement diphasique horizontal par l'application de methodes d'analyse temps-frequence. Grenoble, France. THESE. Docteur De L'Institut National Polytechnique De Grenoble.
- ZIJERVELD, R. C.; JOHANSSON, F.; MARZOCHELLA, A.; SCHOUTEN, J. C.; VAN DEN BLEEK, C. (1998). Fluidization regimes and transitions from fixed bed to dilute transport flow. POWDER TECHNOLOGY, v. 95, p. 185-204.
- WHITEHEAD, A. B.; GARTSIDE, G.; DENT, D. C. (1976). Powder Technology, v. 14, p. 61 apud BAEYENS, J.; GELDART, D. (1986). Solids mixing. IN: GELDART, D. (1986). Gas fluidization technology, 1.ed., New York, John Willey & Sons, Chapter 5, p. 97-122.

## APÊNDICE

## SONDA CAPACITIVA E CIRCUITO ELÉTRICO

Para se analisar qualquer fenômeno físico (seja ele pressão, temperatura, velocidade...) engenheiros e pesquisadores normalmente se utilizam de transdutores (dispositivos que transformam a medida física desejada em uma outra forma de grandeza, mais fácil e rápida de se avaliar). Um transdutor de pressão, por exemplo, repassa as variações de pressão na forma de sinais elétricos.

Esse trabalho de Mestrado utiliza-se de um transdutor capacitivo para avaliar a hidrodinâmica de um leito fluidizado. Desse modo, as flutuações de porosidade e passagem de bolhas sentidas pelo sensor, implicam numa variação de capacitância que, por sua vez, implica numa variação da voltagem enviada à placa de aquisição do computador. São essas variações que permitem avaliar o estado de fluidização a que se encontra o reator de leito fluidizado.

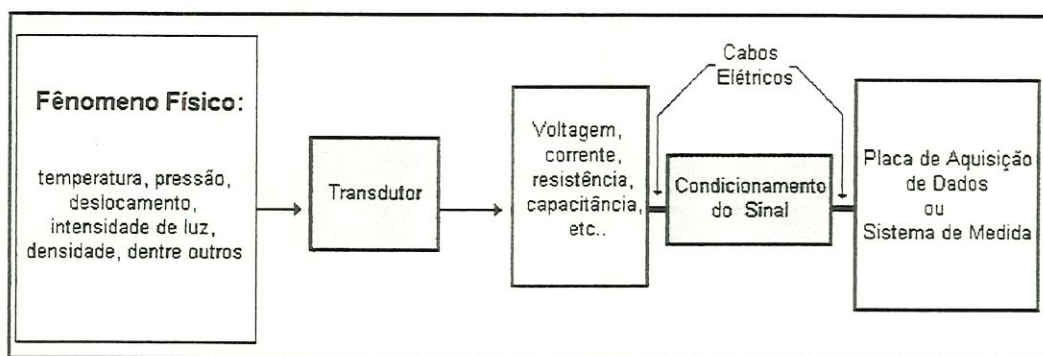


FIGURA A1 – Diagrama esquemático de um sistema de aquisição de dados.

A FIGURA A1 é um diagrama esquemático do caminho da informação do elemento sensor ao sistema de medida (computador). Devido a importância do transdutor e da forma de condicionamento do sinal, este capítulo (apêndice) discute sobre sondas capacitivas, circuitos elétricos e formas de ruído.

## A.1 MONITORAMENTO HIDRODINÂMICO

Leitos fluidizados (tipo gás/sólido) são caracterizados por heterogeneidades conhecidas como bolhas. A existência de bolhas é vantajosa quando elas levam a rápida mistura de sólidos no leito e a altas taxas de transferência de calor. Por outro lado, no caso de reatores de leito fluidizado catalítico (FCC), onde os sólidos são partículas catalisadoras, a formação de bolhas desvia parte do gás de reação, reduzindo consideravelmente o campo de reação gás-sólido (WERTHER & MOLERUS, 1973).

O tamanho das bolhas, os mecanismos de formação e crescimento das bolhas, a distribuição espacial das bolhas dentro do leito e a distribuição do gás de fluidização entre as fases bolha e emulsão, determinam as propriedades de um leito fluidizado borbulhante (WERTHER & MOLERUS, 1973). Um exato conhecimento das propriedades hidrodinâmicas é assim um pré-requisito para o completo domínio da fluidização como um processo tecnológico.

O estudo hidrodinâmico de leitos fluidizados está baseado em dois métodos experimentais básicos: **não-intrusivos** e **intrusivos**. Os métodos não-intrusivos, como o próprio nome define, compreende técnicas de medição que não perturbam ou não interagem com o meio fluidizado. Dentre as técnicas não-intrusivas, destacam-se:

1. Técnicas fotográficas ou filmagem;
2. Atenuação de raios gama e absorção de raios X;
3. Técnica do Laser Doppler;
4. Visual: medida da altura e/ou flutuação da altura do leito;
5. Medidas das flutuações de pressão através de tomadas localizadas nas paredes do vaso.

As três primeiras técnicas são utilizadas principalmente em leitos bidimensionais (leitos retangulares onde a espessura é bem menor que as outras duas dimensões: altura e largura; o estudo hidrodinâmico reduz-se ao plano). Essas técnicas experimentais são restritas a baixas velocidades de fluidização para que bolhas individuais sejam analisadas. Em velocidades elevadas de  $U_0$ , onde há grande número de bolhas as três técnicas acima não são precisas.

O outro método, o intrusivo, é caracterizado pelo uso de sondas para análise local das propriedades hidrodinâmicas de leitos fluidizados, bi ou tridimensionais. As sondas inseridas dentro do leito se baseiam nas medidas de propriedades locais, tais como: capacitância, óptica, pressão e condutividade elétrica. Essas sondas, que têm como objetivo detectar as variações local da porosidade do leito em função do tempo, devem apresentar as seguintes características (WERTHER & MOLERUS, 1973):

- a) Ter forma e tamanho adequado para que a perturbação no estado de fluidização seja mínima;
- b) Medir variáveis locais;
- c) Detectar as rápidas variações na porosidade do leito;
- d) Possuir adequada resistência mecânica;
- e) Ser ajustável quanto a posição dentro do leito, ou seja, não ser fixa num determinado ponto;

- f) Ser compatível com os sólidos fluidizados.

## A.2 SONDAS CAPACITIVAS

Grande parte das sondas utilizadas em pesquisas de fluidização se baseia nas medidas capacitivas para registrar flutuações locais na porosidade do leito. O princípio de medição da sonda capacitiva é simples: a capacitância da fase emulsão difere daquela da fase bolha. A capacitância de uma região, por esse motivo, depende da concentração de partículas sólidas naquela região. Dessa forma, variações da capacitância local podem ser usadas para fornecer informações do estado de fluidização, tais como: variações de vazio local, densidade da emulsão e frequência de borbulhamento.

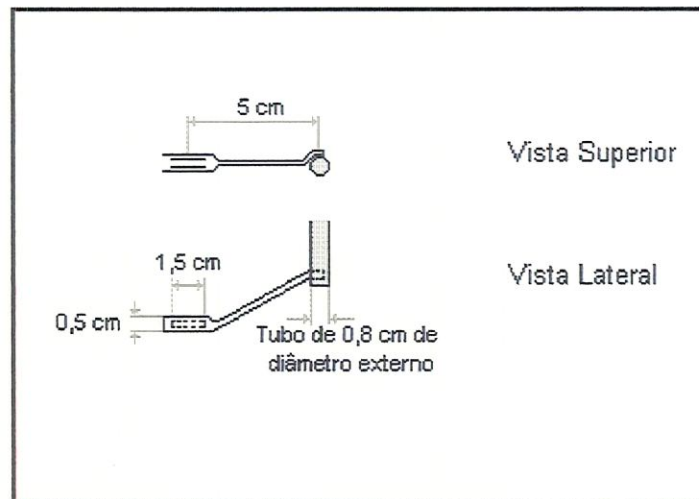


FIGURA A2 – Esquema da sonda capacitiva (de placas paralelas) usada por GELDART & KELSEY (1972).

Algumas configurações de sondas capacitivas normalmente encontradas nos artigos científicos são apresentadas nas FIGURAS A2, A5 e A6. A FIGURA A2 apresenta um esquema da sonda utilizada por GELDART & KELSEY (1972). Esses pesquisadores analisaram os sinais fornecidos por essa sonda comparando-os com dados fotográficos. Ambas as técnicas (capacitiva e fotográfica) operaram de forma sincronizada. A partir disso, obtiveram duas conclusões importantes:

1. A posição do suporte da sonda interfere no estado de fluidização. O suporte posicionado verticalmente (FIGURA A3a) causa divisão das bolhas bem antes mesmo delas interceptarem a sonda. Outro problema relacionado a esta posição do suporte é a tendência das bolhas subirem aderidas à haste. A melhor posição, segundo esses pesquisadores, indicada para o conjunto suporte-sonda é a mostrada na FIGURA A3b.
2. Nem todo pico do sinal representa uma bolha. Através da análise comparativa com a técnica fotográfica, GELDART & KELSEY (1972)

sugeriram um método de “calibração” onde só os picos superiores a 50% da faixa útil (valores compreendidos entre o estado de fluidização mínima e o estado de vazio total) representariam a presença de uma bolha. A FIGURA A4 ilustra esse método de “calibração”, que não pode ser considerado universal.

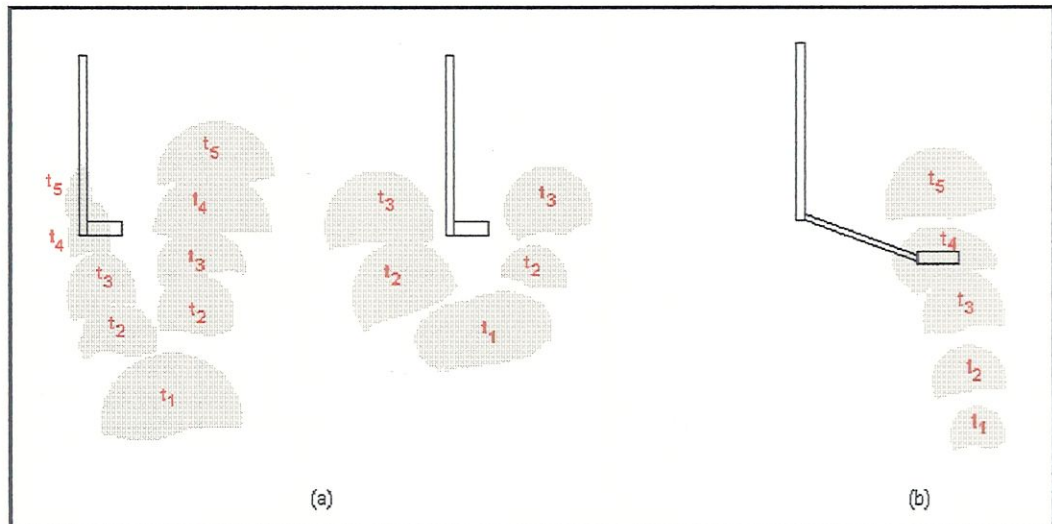


FIGURA A3 – (a) Divisão de bolhas causada pelo efeito de posicionamento suporte-sonda. (b) Posição suporte-sonda indicada por GELDART & KELSEY (1972).



FIGURA A4 – Calibração dos sinais de uma sonda capacitiva sugerida por GELDART & KELSEY (1972). As setas indicam os picos que podem ser considerados bolhas.

WERTHER & MOLERUS (1973) comentaram a respeito das sondas capacitivas tipo placas paralelas usadas por vários pesquisadores, dentre eles GELDART & KELSEY (1972). Segundo WERTHER & MOLERUS (1973), essas sondas são inconvenientes para medidas precisas desde que a presença delas no meio fluidizado afeta significativamente o estado local de fluidização. Por esse motivo, esses pesquisadores desenvolveram uma sonda capacitiva com tamanho e forma tais que causasse um mínimo de perturbação na estrutura local do leito. Tal sonda, mostrada

na FIGURA A5a, é uma sonda capacitiva tipo agulha: a agulha forma um polo e o tubo metálico forma o outro polo do capacitor.

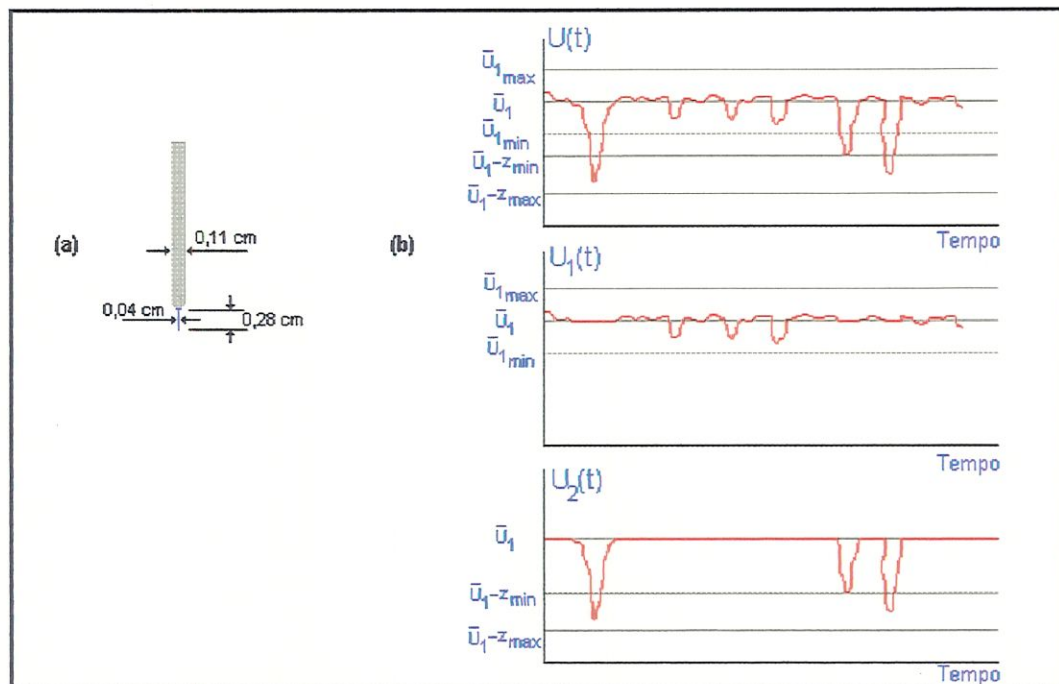


FIGURA A5 – (a) Sonda capacitiva tipo agulha utilizada por WERTHER & MOLERUS (1973); (b) decomposição do sinal da sonda em dois componentes:  $U_2$  devido às bolhas e  $U_1$  devido às flutuações de porosidade da fase densa (WERTHER & MOLERUS, 1973).

Como GELDART & KELSEY (1972), WERTHER & MOLERUS (1973) avaliaram um valor de pico mínimo do sinal para que pudesse ser considerado bolha. Para isso decomporam o sinal em dois:  $U_1$  (parte devida as flutuações de porosidade da fase emulsão) e  $U_2$  (parte do sinal devido a presença de bolha). A FIGURA A5b mostra tal decomposição.

A sonda capacitiva usada por GUNN & DOORI (1985) está ilustrada na FIGURA A6. Ela consiste de um cilindro metálico, com a extremidade inferior achatada e plana (formando um polo do capacitor). Na mesma extremidade, tem-se uma pequena placa paralela à parte achatada, formando o segundo polo do capacitor. No conjunto tem-se um capacitor de placas planas e paralelas.

GUNN & DOORI (1985) também consideraram um valor de pico mínimo para que o sinal representasse uma bolha. Esse valor mínimo (chamado por eles de tensão de “threshold”, ou tensão nível de corte) não pode ser muito baixo pois pode incluir as flutuações da porosidade da fase emulsão. Também não pode ser muito alto, pois sinais representando bolhas poderiam ser excluídos. O valor da tensão de threshold não é universal, mas varia de sonda pra sonda. Para determinação desse valor é necessário o auxílio de outra técnica mais confiável (como por exemplo a fotográfica).

Além do capacitor de placas planas e paralelas e do capacitor tipo agulha, uma sonda capacitiva pode ser constituída por dois cilindros paralelos de comprimento  $L$ . A FIGURA A7 mostra um esquema desse tipo de sonda.

Como observado acima, a partir das observações dadas pelos pesquisadores citados, quando deseja-se estudar parâmetros de bolhas (tamanho médio, velocidade, frequência (número de bolhas por unidade de tempo), etc...) é necessário, antes de tudo, que a sonda seja calibrada, para que o sinal enviado pelo transdutor seja entendido de forma correta, isso quer dizer, distinguido entre a variação devido às oscilações de porosidade da emulsão e a variação devido à passagem de uma bolha.

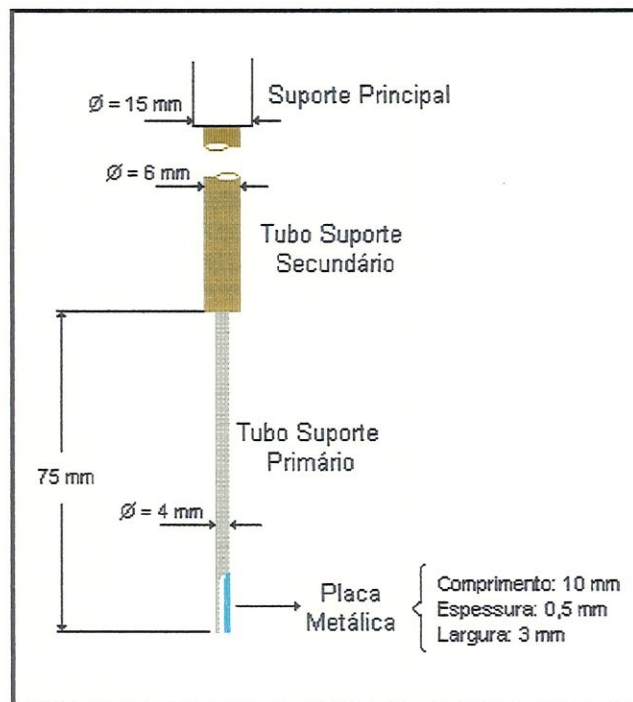


FIGURA A6 – Sonda capacitiva usada por GUNN & DOORI (1985).

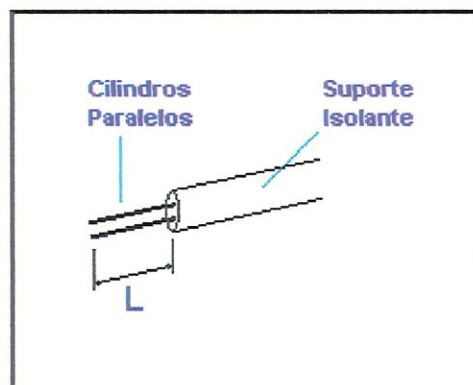


FIGURA A7 – Esquema de uma sonda capacitiva constituída por dois cilindros metálicos paralelos.

Para captar e medir os sinais elétricos provenientes de uma sonda capacitiva, além de projetar uma sonda com forma e tamanho ótimos, é necessário desenhar um circuito elétrico adequado. A seção seguinte discute a respeito do circuito de transdução utilizado neste trabalho (esquematizado na Fig. 46, ANEXO B).

### A.3 CIRCUITO ELÉTRICO: A PONTE DE WHEATSTONE

Os transdutores elétricos podem ser de dois tipos básicos:

- Passivos:** incluem aqueles que necessitam uma fonte auxiliar de energia a fim de produzir um sinal, como por exemplo os sensores capacitivos.
- Ativos:** incluem aqueles que produzem um sinal a partir de sua própria energia, por exemplo: acelerômetros piezelétricos e termopares.

Circuitos em ponte são os métodos mais comumente usados para conectar transdutores passivos à instrumentos de medida (BECKWITH, MARANGONI e LIENHARD, 1993). A FIGURA A8 mostra um circuito simples de corrente contínua consistindo de quatro resistores, uma bateria e um detector (o medidor). Em aplicações práticas, uma das resistências representa a medida de um transdutor resistivo. Quando a ponte está balanceada, ou seja, a tensão no medidor é zero e nenhuma corrente passa através dele, tem-se que  $I_1=I_2$ ,  $I_3=I_4$ ,  $I_1 \cdot R_1=I_3 \cdot R_3$  e  $I_2 \cdot R_2=I_4 \cdot R_4$ . Rearranjando essas equações, obtém-se a condição de ponte balanceada:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4} \quad (A1)$$

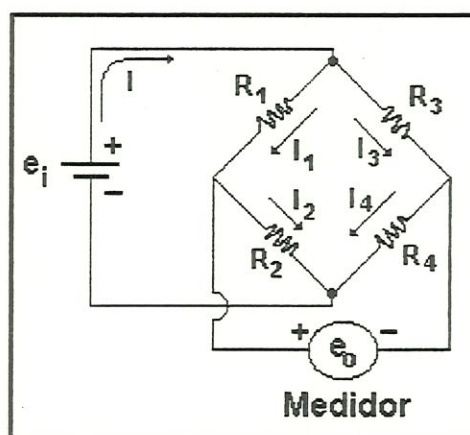


FIGURA A8 – Ponte de Wheatstone (BECKWITH, MARANGONI e LIENHARD, 1993).

Dessa forma, conhecendo-se a condição de balanço (referente à determinada situação do transdutor) pode-se associar os diversos sinais lidos pelo medidor com as respectivas situações atravessadas pelo transdutor.



Apesar do fato da ponte de Wheatstone, estritamente falando, ser uma ponte resistiva, capacitâncias e indutâncias parasitas podem estar presentes nos fios e nos componentes do circuito, principalmente quando a alimentação usada é do tipo corrente alternada (AC). Assim, além de resistores, uma ponte pode conter indutores e capacitores. Circuitos em ponte, similares as de Wheatstone na forma, mas contendo resistores, capacitores e/ou indutores, são denominados circuitos em ponte de impedância ou de reatância. BECKWITH, MARANGONI e LIENHARD (1993) mostram alguns arranjos de pontes de impedância. A FIGURA A9 mostra um desses arranjos.

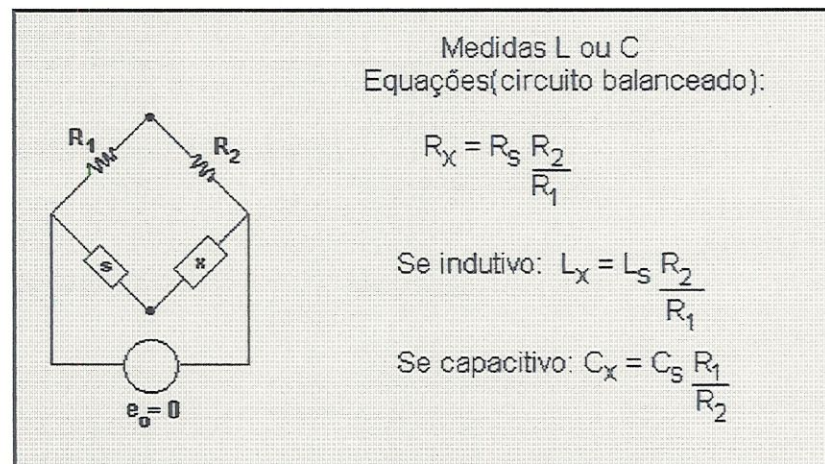


FIGURA A9 – Ponte de impedância (BECKWITH, MARANGONI e LIENHARD, 1993).

#### A.4 A FREQUÊNCIA DE TRABALHO

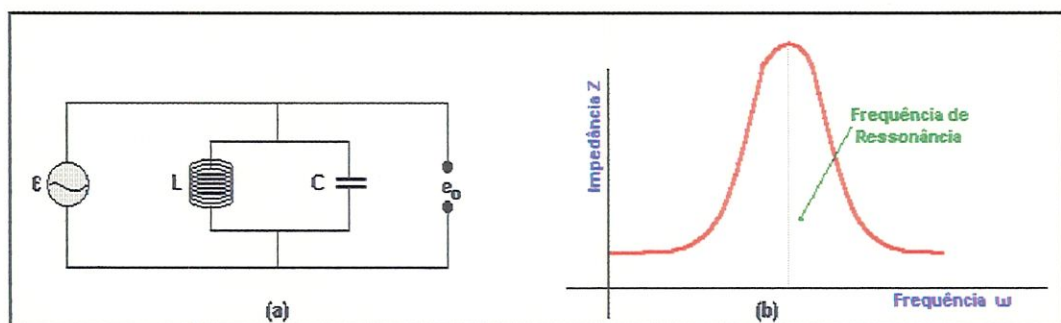


FIGURA A10 – (a) Circuito LC em paralelo; (b) gráfico  $Z \times \omega$  do circuito ao lado mostrando a frequência de ressonância (BECKWITH, MARANGONI e LIENHARD, 1993).

Combinações capacitiva-indutivas apresentam impedância  $Z$  variando em função de seus valores relativos ( $C$  e  $L$ ) e da frequência ( $\omega$ ) da tensão aplicada. Sabe-se que a indutância ( $L$ ) oferece pequena oposição à corrente em baixas frequências, enquanto a reatância capacitiva ( $X_C$ ) é baixa em altas frequências. Em alguma

frequência intermediária, tem-se  $X_C=X_L$  e o circuito entra em ressonância. Para um circuito conectado em paralelo, como o da FIGURA A10a, a condição de ressonância apresenta impedância máxima (FIGURA A10b). Num circuito similar mas conectado em série a variação na impedância é oposta.

O circuito em ponte da FIGURA A9, considerando os elementos  $s$  e  $x$  como capacitores  $C_s$  e  $C_x$ , deve operar sob uma frequência  $\omega$  bem menor que a frequência de ressonância ( $\omega_0$ ), para que  $X_L$  seja mínima (a ponto de ser considerável desprezível). Além disso,  $\omega$  deve ser alta o suficiente para que se possa retificar a tensão de saída e transformá-la em tensão contínua. O valor da frequência de excitação recomendado por BAXTER (1997) está na faixa de 10 KHz a 1 MHz.

Considerando uma condição puramente teórica, onde pode-se desprezar efeitos resistivos e indutivos nos capacitores, bem como capacitâncias parasitas nos fios do circuito e efeitos de ruídos, pode-se determinar a melhor frequência  $\omega$  da tensão do gerador.

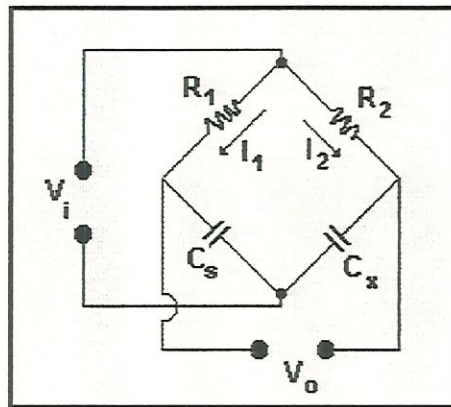


FIGURA A11 – Circuito com uma ponte de impedância com dois resistores e dois capacitores.

Considere o circuito em ponte de impedância mostrado na FIGURA A11. Na situação de ponte balanceada, tem-se:

$$\frac{Z_1}{Z_s} = \frac{Z_2}{Z_x} \tag{A2}$$

As respectivas impedâncias têm módulo igual a:

$$Z_1 = R_1 \tag{A3}$$

$$Z_2 = R_2 \tag{A4}$$

$$Z_s = X_{C_s} = \frac{1}{\omega \cdot C_s} \tag{A5}$$

$$Z_x = X_{C_x} = \frac{1}{\omega \cdot C_x} \tag{A6}$$

Dessa forma, substituindo-se os respectivos valores das impedâncias da eq. (A2), chega-se a uma nova equação representando a ponte balanceada:

$$\frac{R_1}{C_x} = \frac{R_2}{C_s} \quad (\text{A7})$$

A tensão de entrada ( $V_i$ ) pode ser equacionada em função de alguns elementos do circuito. Desse modo tem-se, em condição de balanço ( $V_o=0$ ):

$$V_i = R_1 \cdot I_1 + \frac{1}{\omega \cdot C_s} I_1 \quad (\text{A8})$$

$$V_i = R_2 \cdot I_2 + \frac{1}{\omega \cdot C_x} I_2 \quad (\text{A9})$$

Das equações (A8) e (A9) encontra-se:

$$I_2 = I_1 \cdot \frac{\left( R_1 + \frac{1}{\omega \cdot C_s} \right)}{\left( R_2 + \frac{1}{\omega \cdot C_x} \right)} \quad (\text{A10})$$

Da eq. (A8) tem-se:

$$I_1 = \frac{V_i}{\left( R_1 + \frac{1}{\omega \cdot C_s} \right)} \quad (\text{A11})$$

Com a ponte desbalanceada ( $V_o \neq 0$ ), a tensão de saída  $V_o$  é dado por:

$$V_o = R_1 \cdot I_1 - R_2 \cdot I_2 \quad (\text{A12})$$

Considerando que o desbalanceamento provocado não seja grande, ou seja, para um  $V_o$  pequeno, pode-se aproximar  $I_2$  e  $I_1$  a partir das equações (A10) e (A11), respectivamente. Dessa forma, substituindo  $I_1$  e  $I_2$  na eq. (A12) encontra-se:

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{R_1}{\left( R_1 + \frac{1}{\omega \cdot C_s} \right)} - \frac{R_2}{\left( R_2 + \frac{1}{\omega \cdot C_x} \right)} \quad (\text{A13})$$

Denominando a razão  $V_o/V_i$  de RA, ou seja,  $RA = V_o/V_i$ , deseja-se determinar a frequência  $\omega$  para a qual se tenha uma razão máxima ( $RA_{\text{máx}}$ ). Para isso, deve-se

derivar a eq. (A13) em função de  $\omega$  e então igualá-la a zero. (Determina-se então um valor de  $\omega$  que dará um valor máximo ou mínimo para RA. Através da segunda derivada sabe-se se o valor de  $\omega$  encontrado corresponde a um máximo ou a um mínimo de RA). Fazendo isso chega-se à seguinte equação para  $\omega$ :

$$\omega = \frac{\sqrt{\frac{C_s \cdot R_1}{C_x \cdot R_2}} - 1}{C_s \cdot R_1 \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{C_x \cdot R_2}{C_s \cdot R_1}}\right)} \quad (\text{A14})$$

A frequência  $\omega$  da eq. (A14) tem como unidade rad/s. Como é mais usual falar de frequência em hertz, deve-se dividir o valor de  $\omega$  por  $2\pi$ . É importante que os valores de  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $C_s$  e  $C_x$  sejam tais que promovam frequências da ordem dos KHz.

## A.5 RUÍDO

Ruídos podem surgir tanto dentro do sistema (interno ou fundamental) quanto a partir de fontes de fora do sistema (externo ou ambiental). Por razões de simplificação, a palavra **interferência** é preferida quando se fala do ruído ambiental. A interferência, propriamente dita, indica que alguma coisa está escondendo uma medida. Além disso, a fonte de interferência pode quase sempre ser identificada e eliminada. Isto, ao contrário, não ocorre para o ruído fundamental, que é ocasional e inevitável.

Três tipos de ruídos fundamentais são geralmente encontrados nos circuitos elétricos (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994): ruído térmico, ruído de junção (shot noise) e ruído de oscilação (flicker noise).

O ruído térmico surge a partir do movimento aleatório dos elétrons e de outras cargas livres. Se a medida desse ruído for feita sobre um intervalo de tempo suficientemente longo, virtualmente se elimina as flutuações aleatórias e o ruído térmico será nulo. No entanto, em um instante de tempo qualquer, um movimento líquido de cargas existe em uma dada direção. Esta corrente líquida produz uma diferença de potencial. O ruído térmico não depende da frequência térmica, logo aparece em todas as frequências da faixa frequencial do circuito. Por esse motivo, ele é quase sempre referido como um ruído branco.

O ruído de junção resulta das flutuações de cargas livres através de uma junção. Como o ruído térmico, o ruído de junção é independente da frequência  $\omega$ , ou seja, ele aparece em todas as frequências. A diferença entre o ruído térmico e o ruído de junção é que este último é causado pela corrente DC que atravessa a junção. Portanto, isso sugere que o ruído de junção pode ser reduzido pela limitação da corrente através do circuito (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994).

O terceiro tipo de ruído fundamental, o ruído de oscilação, aumenta com a diminuição da frequência. Por causa disso, ele é quase sempre chamado de ruído  $1/f$ . Uma importante observação tirada do ruído  $1/f$ : quando medidas sensíveis

estão sendo tomadas, evite o uso de corrente contínua (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994).

Apesar disso tudo, não são os ruídos fundamentais os principais causadores de danos no circuito. Os ruídos ambientais são, muitas vezes, mais importantes, principalmente quando não são levados em conta (ou seja, não protegendo o circuito de forma adequada). Alguns comentários de como minimizar o ruído externo sobre o circuito elétrico é apresentado a seguir.

### A.5.1 Redução do Ruído Externo

Já se sabe que os ruídos são classificados em dois tipos básicos: ruídos externos (também conhecidos como ruído ambiental ou interferente) e ruídos internos (ou fundamentais). Frequentemente não são os ruídos fundamentais as raízes dos problemas de medida. Antes desses, os ruídos provenientes do ambiente são mais importantes. A fonte mais comum de interferência é a frequência de 60 Hz da rede. Mesmo cientes dessa fonte de ruído, as pessoas ignoram os harmônicos mais altos (120, 180 e 240 Hz) que também influem sobre o circuito. Outra fonte que causa ruído de interferência é a faixa de frequências de rádio AM. Isso porque um condutor atua como uma antena para essa faixa de frequências, o que torna quase sempre um problema. Além desses, ruídos provenientes de escovas de motores elétricos vizinhos são notados pelo equipamento sensível. Até mesmo equipamentos de raios X podem contribuir grandemente com o ruído ambiental (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994). A FIGURA A12 resume essas várias fontes de ruído e, mais importante, mostra as regiões de frequência que estão relativamente livres de ruído externo.

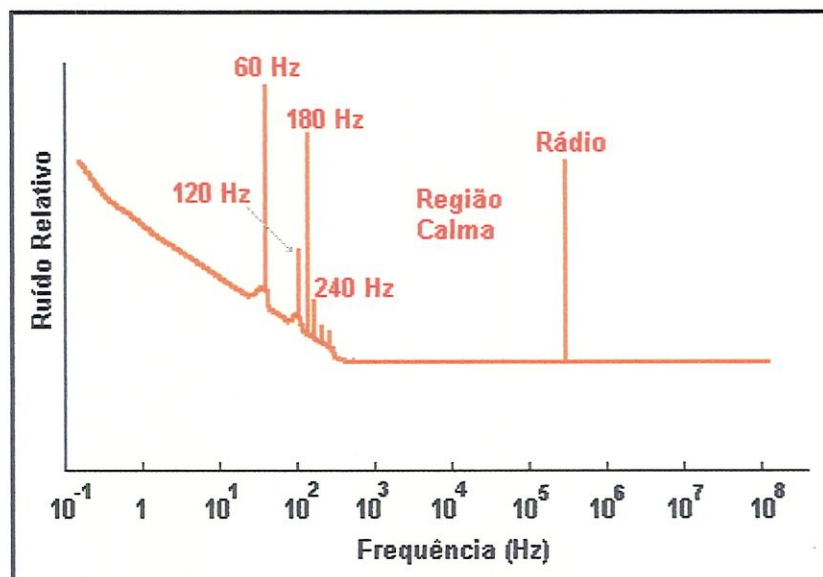


FIGURA A12 – Espectro do ruído ambiental, mostrando a região frequencial normalmente livre de ruído externo (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994).

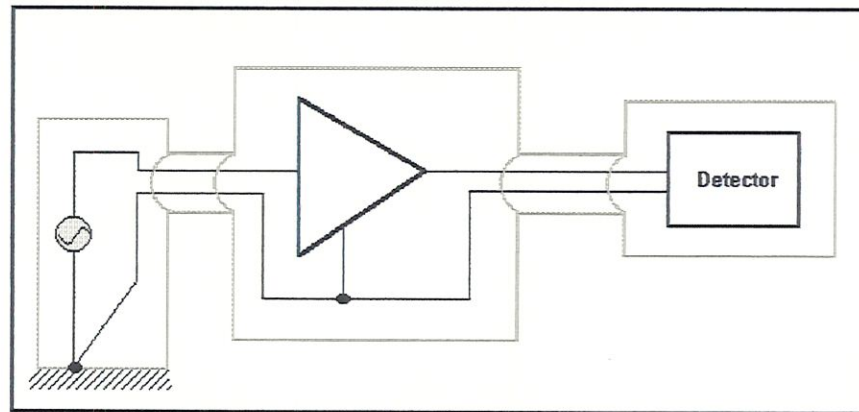


FIGURA A13 – Método correto de blindagem dos vários componentes de um circuito junto a um único terra (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994).

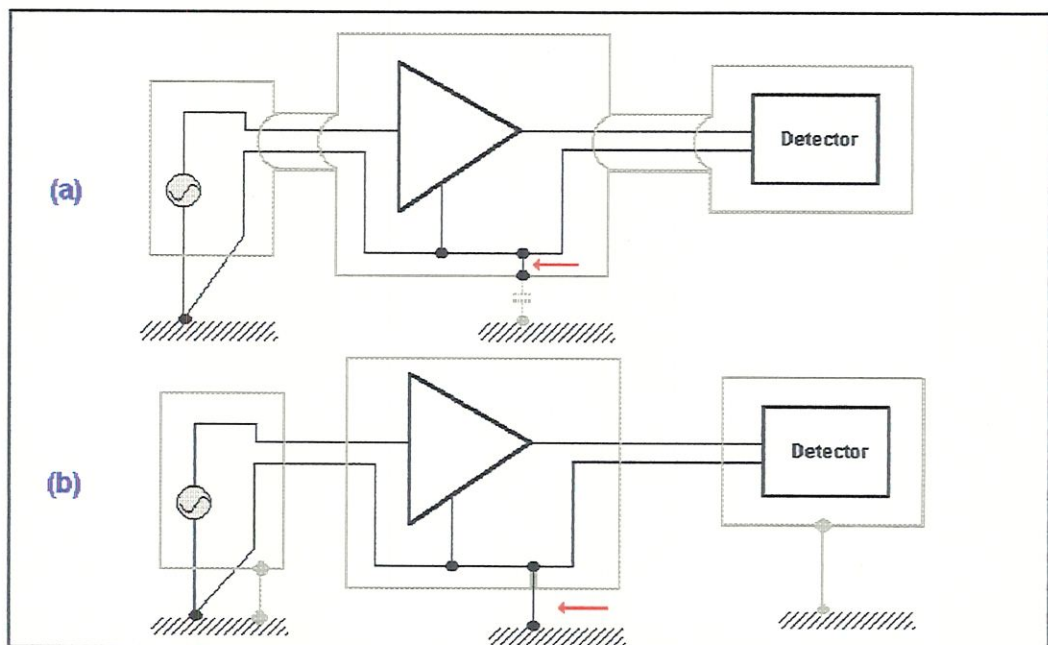


FIGURA A14 – Métodos incorretos de blindagem: (a) o fio comum do amplificador está conectado à blindagem, causando uma capacitância acoplada à terra naquele ponto; (b) cada item está aterrado individualmente, produzindo um “loop de terra” (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994).

Para reduzir a ação dos ruídos externos sobre o equipamento sensível, um dos primeiros passos é protegê-lo, através de revestimento isolante, blindagem e aterramento. A proteção pela blindagem (normalmente um revestimento metálico, também chamado de gaiola de Faraday) pode conter todo o circuito de uma vez ou pode ser individual (componente por componente). Neste último caso, no entanto, as blindagens individuais devem estar comumente conectadas entre si para que compartilhem de um mesmo aterramento. Um método de blindagem e aterramento sugerido por DIEFENDERFER & HOLTON (1994) é mostrado na FIGURA A13. Note que as blindagens dos diferentes componentes estão comumente conectadas e

estão sob um mesmo aterramento. A FIGURA A14 ilustra dois métodos incorretos de proteção (as setas mostram os erros). Na FIGURA A14a, a linha do circuito está ligada à blindagem, o que pode propiciar a entrada de capacitâncias parasitas da proteção para o circuito. Na FIGURA A14b, cada item está aterrado individualmente, o que pode ocasionar o chamado “loop de terra” (o potencial de um terra pode ser sensivelmente diferente do outro, o que provocaria corrente de um terra para outro).

O segundo passo para reduzir os ruídos provenientes do meio é a utilização de um amplificador diferencial, devido sua habilidade de rejeitar entradas comuns (característica conhecida como rejeição de modo comum). O uso de cabos coaxiais, representado esquematicamente na FIGURA A15, é frequentemente recomendado para proteção dos cabos do sistema sensível. O aterramento dos cabos deve ser o mesmo usado pela blindagem dos vários componentes do circuito. Pontos de terra diferentes não são recomendados pois pode-se ter o efeito do “loop de terra”.

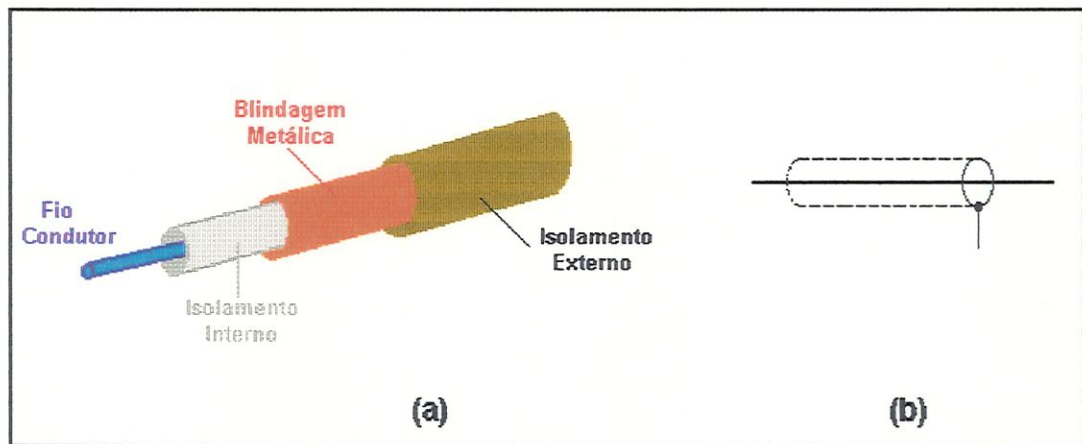


FIGURA A15 – (a) Esquema de um cabo coaxial; (b) representação elétrica (DIEFENDERFER & HOLTON, 1994).

### LISTA DE SÍMBOLOS

C	capacitância (F);
$e_i$	tensão de entrada (V);
$e_o$	tensão de saída (V);
f	frequência da tensão aplicada pela fonte (Hz);
I	corrente elétrica (A);
L	indutância (Henry);
R	resistência elétrica ( $\Omega$ );
$RA = \frac{V_o}{V_i}$	razão entre as amplitudes das tensões de saída e entrada;
$U_o$	velocidade superficial do gás de fluidização (m/s);
$V_i$	tensão de entrada (V);
$V_o$	tensão de saída (V);

$X_c = \frac{1}{\omega \cdot C}$	reatância capacitiva ( $\Omega$ );
$X_L = \omega \cdot L$	reatância indutiva ( $\Omega$ );
Z	impedância ( $\Omega$ ).

### Letras Gregas

$\varepsilon$	tensão da fonte de corrente alternada (V);
$\omega$	frequência da tensão aplicada pela fonte $\varepsilon$ ;
$\omega_0$	frequência de ressonância, ou seja, quando $X_c = X_L$ .

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BAXTER, L. K. (1997). Capacitive sensors: design and applications. New York, IEEE.
- BECKWITH, THOMAS G.; MARANGONI, ROY D.; LIENHARD, JOHN H. (1993). Mechanical measurements. 5.ed. Massachusetts, Addison-Wesley Publishing Company.
- DIEFENDERFER, A.J.; HOLTON, B.E. (1994). Principles of electronic instrumentation. 3.ed. Philadelphia, Saunders College Publishing.
- GELDART, D.; KELSEY, J. R. (1972). The use of capacitance probes in gas fluidised beds. POWDER TECHNOLOGY, v. 6, p. 45-50.
- GUNN, D. J.; AL-DOORI, H. H. (1985). The measurement of bubble flows in fluidized beds by electrical probe. INTERNATIONAL JOURNAL OF MULTIPHASE FLOW, v. 11, n. 4, p. 535-551.
- WERTHER, J.; MOLERUS, O. (1973). The local structure of gas fluidized beds – I. A statistically based measuring system. INTERNATIONAL JOURNAL OF MULTIPHASE FLOW, v. 1, p. 103-122.