

CÉLIO FERNANDO DOS SANTOS CAMARGO

**DESENVOLVIMENTO DE UM LEITO VIBRO-FLUIDIZADO E ESTUDOS DOS
COEFICIENTES DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR DE CORPOS SUBMERSOS**

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

DESENVOLVIMENTO DE UM LEITO VIBRO-FLUIDIZADO E ESTUDOS DOS
COEFICIENTES DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR DE CORPOS SUBMERSOS

Célio Fernando dos Santos Camargo

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós – Graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de São Carlos como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de **Doutor em Engenharia Química**, área de concentração em Pesquisa e Desenvolvimento de Processos Químicos.

Orientador: Prof. Dr. José Teixeira Freire

São Carlos – SP

2003

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da
Biblioteca Comunitária/UFSCar**

C172dL Camargo, Célio Fernando dos Santos .
 Desenvolvimento de um leito vibro-fluidizado e estudos
dos coeficientes de transferência de calor de corpos
submersos / Célio Fernando dos Santos Camargo . -- São
Carlos : UFSCar, 2003.
 230 p.

 Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos,
2003.

 1. Calor – transmissão (Engenharia química). 2.
Fluidização. 3. Sistemas particulados. 4. Leito fluidizado. 5.
Leito vibrofluidizado. 6. Corpos submersos. I. Título.
 CDD: 660.28427 (20^a)

*Dedico este trabalho aos meus pais,
Durval e Tereza Camargo*

AGRADECIMENTOS

Ao longo destes últimos anos tive a oportunidade de conhecer diversas pessoas. Algumas porém, desempenharam um papel fundamental na minha vida pessoal e profissional. Os nomes aqui citados contribuíram direta ou indiretamente para conclusão desse trabalho.

Ao Prof. Freire, pela nobreza de um educador com extrema dedicação aos seus orientados. Agradeço de forma muito especial todos os momentos com o experiente pesquisador, e os bons momentos de convívio familiar que o amigo Freire me proporcionou, e que certamente estarão presentes em nosso futuro.

A prof^a. Ana Maria da Silveira, pelo valioso apoio e contribuição na melhoria deste trabalho e pela grande amizade pessoal.

A prof^a. Maria do Carmo Ferreira, pela simpatia, amizade e grande paciência.

Ao prof. Dermeval José Mazzini Sartori pelas discussões durante os inúmeros seminários.

Aos professores do DEQ/UFSCar em especial ao Prof. Ronaldo Guimarães Corrêa e Prof. Wu Hong Kwong pela valiosa amizade familiar.

Aos funcionários e técnicos do DEQ/UFSCar.

Ao amigo Hélio Donizeti Trebi da EESC/USP pela valiosa contribuição na construção e montagens dos cilindros e esferas.

Aos amigos professores do Departamento de Hidráulica e Saneamento da EESC/USP pela amizade e companheirismo.

A todos os amigos do Programa de Pós-Graduação da UFSCar.

Ao CNPq e ao PRONEX pelo suporte financeiro que viabilizaram a realização deste trabalho.

E finalmente um agradecimento especial a Isabel Cristina Bueno de Oliveira, que com muito amor e inestimável dedicação me apoiou em todos os momentos durante todos estes anos.

A todos o meu muito obrigado.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	i
ÍNDICE DE TABELAS	vii
ÍNDICE DE FIGURAS	xii
NOMENCLATURA	xx
RESUMO	xxiv
ABSTRACT	xxvi
CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	4
2.1 Fluidodinâmica.....	4
2.2 Transferência de Calor.....	19
2.2.1 Coeficiente Global.....	19
2.2.2 Coeficiente Local.....	31
CAPÍTULO 3 – MATERIAIS E MÉTODOS	41
3.1 Materiais.....	41
3.2 Aparato Experimental.....	41
3.2.1 Leito Vibro-Fluidizado Retangular.....	42
3.2.1.1 Suprimento de Ar.....	42
3.2.1.2 Célula de Medida.....	42

3.2.1.3 Sistema de Vibração.....	44
3.2.1.4 Novo Mecanismo Excêntrico.....	45
3.2.2 Leito Vibro-Fluidizado Circular.....	49
3.3 Coeficiente Global de Transferência de Calor.....	53
3.3.1 Corpo de Geometria Cilíndrica.....	54
3.3.2 Corpos de Geometria Esférica.....	57
3.3.3 Cálculo do Coeficiente Global de Transferência de Calor..	61
3.4 Coeficiente Local de Transferência de Calor.....	63
3.4.1 Corpo de Geometria Cilíndrica.....	63
3.4.2 Sensor de Platina.....	64
3.5 Procedimento Experimental.....	73
3.5.1 Determinação das Curvas Características e de Desvio Padrão.....	73
3.5.2 Determinação do Coeficiente Global de Transferência de Calor.....	78
3.5.3 Determinação do Coeficiente Local de Transferência de Calor.....	81
CAPÍTULO 4 – RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	87
4.1 Fluidodinâmica.....	88
4.1.1 Testes Preliminares.....	88
4.1.2 Curvas Características e de Desvio Padrão.....	90
4.2 Transferência de Calor.....	103

4.2.1 Testes Preliminares.....	103
4.2.2 Coeficiente Global.....	126
4.2.2.1 Cilindro.....	126
4.2.2.2 Esferas.....	134
4.2.3 Coeficiente Local.....	143
CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES.....	160
5.1 Fluidodinâmica.....	160
5.2 Transferência de Calor.....	161
5.2.1 Coeficiente Global de Transferência de Calor.....	161
5.2.2 Coeficiente Local de Transferência de Calor.....	163
CAPÍTULO 6 – SUGESTÕES.....	166
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	167
APÊNDICE A - Termopares.....	173
APÊNDICE B - Listagem do programa do sensor de platina.....	184
APÊNDICE C - Dados experimentais da queda de pressão no leito e do seu desvio padrão em função da velocidade superficial do ar.....	192
APÊNDICE D - Dados experimentais da verificação dos desvios dos termopares do sistema.....	199

APÊNDICE E - Dados experimentais do coeficiente global de transferência de calor em função do adimensional de vibração para as condições experimentais estudadas.....	205
APÊNDICE F - Dados experimentais do coeficiente local de transferência de calor em função do adimensional de vibração para as condições experimentais estudadas.....	224

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 2.1 - Parâmetros experimentais utilizados na Figura 2.9.....	30
Tabela 3.2 - Valores utilizados para os parâmetros de operação.....	77
Tabela 4.1 - Correlações empíricas para convecção natural.....	107
Tabela 4.2 - Correlações empíricas para convecção forçada.....	114
Tabela C1 - Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 7 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 0$ e $\Gamma = 1,9$	193
Tabela C2 - Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 7 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 4,4$ e $\Gamma = 6,6$	194
Tabela C3 - Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 9 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 0$ e $\Gamma = 1,9$	195
Tabela C4 - Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 9 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 4,4$ e $\Gamma = 6,6$	196
Tabela C5 - Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 11 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 0$ e $\Gamma = 1,9$	197
Tabela C6 - Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 11 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 4,4$ e $\Gamma = 6,6$	198
Tabela D1 - Verificação dos desvios dos termopares do cilindro utilizado para a obtenção do coeficiente global de transferência de calor.....	200
Tabela D2 - Verificação dos desvios dos termopares da esfera de 2×10^{-2} m de diâmetro.....	201

Tabela D3 - Verificação dos desvios dos termopares da esfera de $2,5 \times 10^{-2}$ m de diâmetro.....	202
Tabela D4 - Verificação dos desvios dos termopares da esfera de 3×10^{-2} m de diâmetro.....	203
Tabela D5 - Verificação dos desvios do termopar utilizado para medir a temperatura ambiente (30), termopar para medir a temperatura do leito (31) e do termopar do cilindro utilizado para a obtenção do coeficiente local de transferência de calor (32).....	204
Tabela E1 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 7 \times 10^{-2}$ m.....	206
Tabela E2 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 9 \times 10^{-2}$ m.....	207
Tabela E3 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 11 \times 10^{-2}$ m.....	208
Tabela E4 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 7 \times 10^{-2}$ m.....	209

Tabela E5 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 9 \times 10^{-2} \text{ m}$	210
Tabela E6 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 11 \times 10^{-2} \text{ m}$	211
Tabela E7 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 1100 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 7 \times 10^{-2} \text{ m}$	212
Tabela E8 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 1100 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 9 \times 10^{-2} \text{ m}$	213
Tabela E9 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 1100 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 11 \times 10^{-2} \text{ m}$	214
Tabela E10 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2 \times 10^{-2} \text{ m}$	215
Tabela E11 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ m}$	216

Tabela E12 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 3 \times 10^{-2} \text{ m}$	217
Tabela E13 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2 \times 10^{-2} \text{ m}$	218
Tabela E14 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ m}$	219
Tabela E15 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 3 \times 10^{-2} \text{ m}$	220
Tabela E16 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 1100 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2 \times 10^{-2} \text{ m}$	221
Tabela E17 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 1100 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ m}$	222
Tabela E18 - Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 1100 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 3 \times 10^{-2} \text{ m}$	223

Tabela F1 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) na metade inferior do cilindro, $d_p = 500 \text{ } \mu m$	225
Tabela F2 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) na metade superior do cilindro e valores dos coeficientes globais ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) calculados a partir dos locais, $d_p = 500 \text{ } \mu m$	226
Tabela F3 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) na metade inferior do cilindro, $d_p = 700 \text{ } \mu m$	227
Tabela F4 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) na metade superior do cilindro e valores dos coeficientes globais ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) calculados a partir dos locais, $d_p = 700 \text{ } \mu m$	228
Tabela F5 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) na metade inferior do cilindro, $d_p = 1100 \text{ } \mu m$	229
Tabela F6 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) na metade superior do cilindro e valores dos coeficientes globais ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) calculados a partir dos locais, $d_p = 1100 \text{ } \mu m$	230

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1 - Tipos de curvas características para leito fluidizado (a) e leitos vibro-fluidizados (b, c, d) (STRUMILLO e PAKOWSKI, 1980).....	5
Figura 2.2 - Razão entre as velocidades de mínima fluidização em função da frequência angular vibracional (GUPTA e MUJUMDAR, 1980a).....	7
Figura 2.3 - Razão entre as velocidades mínima de mistura e mínima de fluidização em função do adimensional de vibração (GUPTA e MUJUMDAR, 1980b).....	9
Figura 2.4 - Superfície de resposta mostrando o efeito da vibração sobre U_{mvf} (GARIM e FREIRE, 1994).....	10
Figura 2.5 - Classificação do processo de transferência de calor de partículas ao redor de um cilindro submerso (KUROSAKI et al., 1995).....	20
Figura 2.6 - Esquema do modelo de GUTMAN para a transferência de calor por contato (GUTMAN, 1976).....	23
Figura 2.7 - Coeficiente de transferência de calor em função da frequência vibracional parametrizado na vazão de ar (STRUMILLO e PAKOWSKI, 1980).....	25

Figura 2.8 - Coeficiente de transferência de calor em função do adimensional de vibração parametrizado na velocidade do ar (MALHOTRA e MUJUMDAR, 1985).....	27
Figura 2.9 - Comportamento do coeficiente de transferência de calor com a vibração sob diferentes parâmetros experimentais.....	29
Figura 2.10 - Sensor de termopar, dimensões em mm (LI et al., 1993) 1-lamina de cobre, 2-constantan, 3-fio de cobre, 4-fio de cobre, 5-fio de constantan.....	32
Figura 2.11 - Comportamento térmico parametrizado na posição angular (LI et al., 1993), (a) temperatura superficial local instantânea, (b) coeficiente local de transferência de calor instantâneo.....	34
Figura 2.12 - Diagrama esquemático do aparato experimental (KUROSAKI et al., 1988).....	36
Figura 2.13 - Cilindro de testes (KUROSAKI et al., 1988).....	36
Figura 2.14 - Comportamento das partículas ao redor do cilindro (KUROSAKI et al., 1988).....	37
Figura 2.15 - Comportamento do coeficiente local de transferência de calor (KUROSAKI et al., 1988), (a) baixo número de Reynolds, (b) alto número de Reynolds.....	39
Figura 3.1 - Visão global do aparato experimental.....	43
Figura 3.2 - Projeto do mecanismo excêntrico (dimensões em mm).....	47
Figura 3.3 - Projeto do leito vibro-fluidizado de secção circular (dimensões em mm).....	50

Figura 3.4 - Projeto da mesa do leito vibro-fluidizado de secção circular (dimensões em cm).....	52
Figura 3.5 - Cilindro de testes (dimensões em mm), (a) Vista do cilindro, (b) Corte do cilindro.....	55
Figura 3.6 - Distâncias (em mm) entre os pontos de medidas de temperaturas na peça de teflon.....	56
Figura 3.7 - Foto mostrando as esferas internamente.....	57
Figura 3.8 - Foto mostrando as esferas fechadas.....	58
Figura 3.9 - Foto mostrando a esfera com o teflon e os termopares.....	60
Figura 3.10 - Cilindro de testes com sensor de platina (dimensões em mm) (a) Vista do cilindro, (b) Corte do cilindro.....	65
Figura 3.11 - Peça de quartzo (dimensões em mm).....	66
Figura 3.12 - Ferramenta utilizada para o corte do quartzo.....	67
Figura 3.13 - Suporte das peças de quartzo.....	67
Figura 3.14 - Esquema do circuito elétrico utilizado para controlar a temperatura do sensor.....	69
Figura 3.15 - Resistência elétrica do sensor em função da temperatura.....	71
Figura 3.16 - Diagrama de blocos usado no trabalho experimental.....	75
Figura 3.17 – Foto da Placa de aquisição das temperaturas.....	80
Figura 3.18 - Exemplo de gráfico apresentado pelo “software”.....	81
Figura 3.19 - Posições angulares na qual h_0 foi obtido.....	82
Figura 3.20 - Esquema da ligação do circuito ao microcomputador.....	83

Figura 3.21 - Diagrama do “software” para manter o sensor em temperatura constante.....	84
Figura 3.22 - Programa de monitoração do “set point” do sensor.....	85
Figura 4.1 - Curva de aferição da placa de orifício.....	89
Figura 4.2 - Perda de carga em função da velocidade do ar no distribuidor....	89
Figura 4.3 - Curva característica do leito fluidizado, $H = 7 \times 10^{-2}$ m.....	91
Figura 4.4 - Curvas características do leito fluidizado, parametrizadas nas alturas de leito.....	92
Figura 4.5 - Curvas características do leito fluidizado parametrizadas em Γ e f para a altura de 7×10^{-2} m.....	93
Figura 4.6 - Curvas características parametrizadas em Γ , $d_p = 1100 \mu\text{m}$, $H = 9 \times 10^{-2}$ m (GARIM e FREIRE, 1998).....	94
Figura 4.7 - Curvas características parametrizadas na altura de leito, $\Gamma = 1,9$	95
Figura 4.8 - Curvas de desvio padrão para leito fluidizado e vibro-fluidizado parametrizadas na altura do leito.....	96
Figura 4.9 - Curvas de desvio padrão deste trabalho e as obtidas por GARIM e FREIRE (1998) para $H = 7 \times 10^{-2}$ m.....	98
Figura 4.10 - Curvas de desvio padrão para leito vibro-fluidizado parametrizadas em Γ para $H = 9 \times 10^{-2}$ m.....	100
Figura 4.11 - Curva característica e de desvio padrão para o leito vibro-fluidizado para $H=11 \times 10^{-2}$ m.....	101
Figura 4.12 - Concordância entre as temperaturas lidas pelo sistema.....	104

Figura 4.13 - Desvio entre as temperaturas lidas pelo sistema.....	104
Figura 4.14 - Adequação do modelo de aleta infinita aos pontos experimentais.....	105
Figura 4.15 - h em função de ΔT para cilindro, resultados experimentais e da literatura.....	108
Figura 4.16 - h em função de ΔT para esfera, resultados experimentais e da literatura.....	109
Figura 4.17 - Desvio dos dados experimentais com as correlações para cilindro.....	110
Figura 4.18 - Desvio dos dados experimentais com as correlações para esferas.....	111
Figura 4.19 - Nu em função de Re para cilindro para diferentes autores.....	115
Figura 4.20 - Nu em função de Re para esfera, resultados deste trabalho e de WHITAKER (1972).....	116
Figura 4.21 - Nu em função de Re para convecção forçada em cilindro horizontal (MCADAMS, 1954).....	117
Figura 4.22 - Desvio dos resultados experimentais com as correlações para cilindro.....	118
Figura 4.23 - Desvio dos resultados experimentais com a correlação de WHITAKER (1972).....	119
Figura 4.24 - Nu em função de Re , resultados experimentais deste trabalho e de KAYS e CRAWFORD (1980).....	121

Figura 4.25 – Desvio dos resultados experimentais com a correlação de KAYS e CRAWFORD (1980).....	122
Figura 4.26 - Nusselt local em função da posição angular parametrizado em Re	123
Figura 4.27 - Valores globais de Nu no leito sem partículas em função de Re para os dois cilindros de testes.....	125
Figura 4.28 - Nu em função de Γ parametrizado em Re para $H= 9 \times 10^{-2}$ m e $d_p = 1100 \mu\text{m}$	128
Figura 4.29 - Nu em função de Γ parametrizado em Re para $H= 11 \times 10^{-2}$ m e $d_p = 1100 \mu\text{m}$	130
Figura 4.30 - Nu em função de Γ parametrizado em H para $Re = 538$ e $d_p = 1100 \mu\text{m}$	132
Figura 4.31 - Nu em função de Γ parametrizado em d_p para $H = 7 \times 10^{-2}$ m e $Re = 538$	134
Figura 4.32 - h em função de d_{esf} parametrizado em U para $d_p = 700 \mu\text{m}$ e $\Gamma = 0$	135
Figura 4.33 - h em função de Γ parametrizado no d_{esf} e nos valores máximos de Re para $d_p = 1100 \mu\text{m}$	137
Figura 4.34 - h em função de Γ parametrizado em Re para $d_p = 700 \mu\text{m}$ e $d_{\text{esf}} = 3 \times 10^{-2}$ m.....	138
Figura 4.35 - h em função de Γ parametrizado em Re para $d_p = 1100 \mu\text{m}$ e $d_{\text{esf}} = 2 \times 10^{-2}$ m.....	139

Figura 4.36 - h em função de Γ parametrizado em d_p para $d_{\text{esf}} = 2,5 \times 10^{-2}$ m e $Re = 358$	140
Figura 4.37 – Efeito da geometria dos corpos de diâmetro de $2,5 \times 10^{-2}$ m em Nu para $d_p = 500 \mu\text{m}$ e $H = 9 \times 10^{-2}$ m.....	142
Figura 4.38 - Nusselt em função da posição angular do cilindro parametrizado em Re para o leito fluidizado e $d_p = 500 \mu\text{m}$	145
Figura 4.39 - Nusselt em função da posição angular do cilindro parametrizado em Re para o leito fluidizado e $d_p = 700 \mu\text{m}$	149
Figura 4.40 - h em função da posição angular do cilindro para o leito fluidizado e $d_p = 467 \mu\text{m}$ (SUNDERESAN e CLARK, 1995).....	150
Figura 4.41 - Nusselt em função da posição angular do cilindro parametrizado em Re para o leito fluidizado e $d_p = 467 \mu\text{m}$ (KUROSAKI et. al., 1988).....	151
Figura 4.42 - Nusselt em função da posição angular do cilindro parametrizado em Re para o leito fluidizado, $d_p = 700 \mu\text{m}$ e $\Gamma = 1$	153
Figura 4.43 - Nu_θ em função de Γ para diferentes posições angulares $d_p = 1100 \mu\text{m}$, $Re = 534$	155
Figura 4.44 - Nu_θ em função de Γ para os diferentes diâmetros de partículas, $Re = 358$, $\theta = 180^\circ$	157
Figura 4.45 - Nu em função de Re para diferentes valores do adimensional de vibração, $d_p = 500 \mu\text{m}$, $\theta = 135^\circ$	158
Figura A.1 - Sistema de confecção dos pares termoelétricos.....	176

Figura A.2 - Vista frontal do dispositivo.....	178
Figura A.3 - Vista superior do dispositivo.....	178
Figura A.4 - Circuito elétrico da bancada de capacitores.....	179
Figura A.5 - Soldadora de termopares.....	181

NOMENCLATURA

A	- Amplitude vibracional [m]
A_c	- Área de troca térmica do corpo de testes [m ²]
A_S	- Área da superfície do sensor de platina [m ²]
A_t	- Área transversal da peça de teflon [m ²]
Bi	- Número de Biot [-]
d	- Diâmetro do corpo de testes [m]
d_{esf}	- Diâmetro do corpo de testes esférico [m]
d_p	- Diâmetro médio de partícula [m]
D	- Diâmetro do leito [m]
f	- Frequência vibracional [s ⁻¹]
g	- Aceleração gravitacional [ms ⁻²]
Gr	- Número de Grashof [-]
h	- Coeficiente global de transferência de calor [W/m ² °C]
h_θ	- Coeficiente local de transferência de calor na posição θ [W/m ² °C]
$h_{\theta i}$	- i-ésimo valor de h_θ [W/m ² °C]
h_L	- Coeficiente local de transferência de calor [W/m ² °C]
H	- Altura do leito estático [m]
I	- Corrente elétrica fornecida ao corpo de testes [A]
K_f	- Condutividade térmica na temperatura de filme [W/m °C]
K_l	- Condutividade térmica do latão [W/m °C]
K_{sup}	- Condutividade térmica do material [W/m °C]
K_t	- Condutividade térmica do teflon [W/m °C]
L	- Comprimento da peça cilíndrica de teflon [m]
m	- Parâmetro (equação 3.4)
M	- Massa do leito [kg]
Nu	- Número de Nusselt
Nu_θ	- Número de Nusselt na posição θ

P	- Perímetro da peça cilíndrica de teflon [m]
Pr	- Número de Prandtl [-]
Q	- Vazão [m ³ /min]
Q _c	- Calor total perdido através do teflon [W]
Q _p	- Potência dissipada pelo filme de platina [W]
Q _t	- Calor transferido por cada peça de teflon [W]
R	- Resistência elétrica [Ω]
Ra	- Número de Rayleigh [-]
Re	- Número de Reynolds
Re _v	- Número de Reynolds em leito vibrado
R _f	- Resistência de referência [Ω]
R _s	- Resistência do sensor de platina [Ω]
T	- Temperatura [°C]
T _c	- Temperatura do corpo de testes [°C]
T _L	- Temperatura do leito [°C]
T _s	- Temperatura do sensor de platina [°C]
U	- Velocidade Superficial do ar [ms ⁻¹]
U _{mf}	- Velocidade mínima de fluidização [ms ⁻¹]
U _{mv}	- Velocidade mínima de fluidização com vibração [ms ⁻¹]
U _{mvf}	- Velocidade mínima de vibro-fluidização [ms ⁻¹]
U _{mm}	- Velocidade mínima de mistura [ms ⁻¹]
(U _{mf}) _s	- Velocidade mínima de fluidização sob condições estáticas [ms ⁻¹]
(U _{mf}) _v	- Velocidade mínima de fluidização sob condições vibratórias [ms ⁻¹]
V ₁	- Voltagem antes do sensor de platina [V]
V ₂	- Voltagem depois do sensor de platina [V]
W	- Frequência angular vibracional [rad s ⁻¹]

Letras Gregas

α	- difusividade térmica [m^2/s]
β	- coeficiente volumétrico de expansão térmica [K^{-1}]
Δ	- diferença
ΔP	- Perda de Carga [Nm^{-2}]
ΔP_{mf}	- Perda de carga na mínima fluidização [Nm^{-2}]
ΔP_{mvf}	- Perda de Carga na mínima vibro-fluidização [Nm^{-2}]
ε	- porosidade [-]
ϕ	- esfericidade [-]
Γ	- adimensional de vibração [-]
Γ_{cr}	- adimensional de vibração crítico [-]
ν	- viscosidade cinemática [m^2/s]
θ	- posição angular
Θ	- temperatura num ponto do teflon menos a temperatura do leito
Θ_0	- temperatura do teflon na interface com o latão menos a temperatura do leito
ρ_g	- massa específica do gás [kg/m^3]
ρ_P	- massa específica da partícula [kg/m^3]
ρ_S	- massa específica do sólido [kg/m^3]

Sub-índices

esf	- esfera
g	- gás
mf	- Mínima de fluidização
mm	- Mínima de mistura
mvf	- Mínima vibro-fluidização
p	- Partícula

r - radiação

s - estático

v - vibrado

Números Adimensionais

$$\text{Biot: } Bi = \frac{h.d}{K_{\text{sup}}}$$

$$\text{Grashof: } Gr = \frac{g\beta(T_{\text{sup}} - T_{\infty})d^3}{\nu^2}$$

$$\text{Nusselt: } Nu = \frac{h.d}{K_f}$$

$$\text{Prandtl: } Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

$$\text{Rayleigh: } Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g\beta(T_{\text{sup}} - T_{\infty})d^3}{\nu\alpha}$$

$$\text{Reynolds: } Re = \frac{U.d}{\nu}$$

RESUMO

Neste trabalho são apresentados desenvolvimentos de equipamentos e técnicas para estudos de fluidodinâmica e de transferência de calor em um leito vibro-fluidizado. O equipamento projetado e construído consiste de um leito em acrílico de seção circular de 0,12 m de diâmetro por 0,5 m de altura, possui um mecanismo excêntrico que permite a variação da amplitude, e através da velocidade do motor, uma variação da frequência de vibração. O estudo da fluidodinâmica do leito vibro-fluidizado foi realizado através da análise das curvas de fluidização e de desvio padrão obtidas para ambos os sistemas, convencional e vibrado, com o objetivo de verificar a variação e a oscilação em torno da média, da diferença de pressão do leito, em função da frequência e da altura inicial do leito. O leito foi formado por partículas esféricas de vidro “ballotini” de 700 μm . O coeficiente global de transferência de calor entre um corpo submerso e o leito, foi obtido a partir de duas configurações geométricas: cilindros e esferas. No caso da geometria esférica estudou-se o coeficiente em três diferentes diâmetros. Em ambas as geometrias utilizou-se resistências elétricas para o aquecimento dos corpos. O coeficiente local de transferência de calor foi obtido a partir de um cilindro equipado em sua superfície com um sensor de platina. Este sensor consiste de uma peça de quartzo que possui em sua superfície um fino filme de platina ligado a um circuito elétrico que através de equacionamento adequado e um “software” de monitoração permitiu a obtenção deste coeficiente. Foram analisados a influência da velocidade

superficial do ar, frequência vibracional, diâmetro de partícula, tamanho e forma do corpo de testes. Os resultados mostraram que, na ausência de vibração, as flutuações instantâneas de pressão, observadas nas curvas de desvio padrão, independem da altura do leito de partículas. Para os leitos vibrofluidizados estas flutuações mostraram uma forte dependência da altura do leito e do parâmetro vibracional, dentro do intervalo de variáveis estudado. Os resultados para o coeficiente global de transferência de calor mostraram um aumento deste coeficiente, com a imposição das vibrações, com menores diâmetros de partículas, e para maiores velocidades de ar, para ambas as geometrias estudadas. Quando analisado localmente, observou-se nos resultados que o coeficiente teve um aumento significativo com a intensidade vibracional, apresentando um valor máximo na maioria dos resultados. O que diferenciou uma condição experimental da outra foi a região angular do cilindro na qual ocorre esta tendência para o coeficiente. Quando comparado com o leito sem vibração, apenas fluidizado, verificou-se que os valores obtidos neste trabalho para o coeficiente local têm um comportamento similar ao encontrado na literatura.

ABSTRACT

In this work equipment developments and techniques for aerodynamics and heat transfer studies in a vibro-fluidized bed are presented. The equipment projected and built consists of an acrylic bed with a circular section of 0.12 m diameter and 0.5 m height, with an eccentric mechanism that allowed the amplitude variation, and through the motor speed, variation in the frequency vibration. The aerodynamics study in a vibro-fluidized bed has been carried out through the analysis of the fluidization and standard deviation curves obtained for both systems (conventional and vibrated), in order to verify the pressure drop in the bed and the oscillation around the average, in function of the vibrational frequency and the initial bed height. The bed was constituted of “ballotini” glass spheres of 700 μm . The global heat transfer coefficient between immersed test body and the bed was obtained from two geometric configurations: cylinder and spheres. For the spherical geometry three different diameters were studied. In both geometries an electric resistances for the bodies heating was used. The local heat transfer coefficient was obtained from a similar cylinder to the one described previously, however equipped with a platinum sensor. This sensor consisted of a quartz piece with a fine platinum film linked to an electric circuit that through appropriate equation and monitor software allowed the obtaining of this coefficient. The influence of the superficial air velocity, vibrational frequency, particle size, forms and size of the tests bodies were analyzed. The aerodynamic results showed that, without vibration, the instantaneous pressure

oscillation observed in the deviation standard curves are independent of the bed height. In the vibro-fluidized beds these oscillation showed a strong dependence on the bed height and on the dimensionless parameter, in the interval of variables studied. The results of the global heat transfer coefficient showed an increase of h , with the imposition of vibrations, with smaller particle size and for larger air velocity, for both studied geometries. When analyzed locally, it was observed that h_{θ} had a significant increase with the intensity vibration, with a maximum value in most of the results. The difference for an experimental condition for another one, is the angular area of the cylinder in which this tendency happens for the coefficient. When compared with the bed without vibration, just fluidized it, was verified that the values obtained in this work for the local coefficient have a similar behavior to the ones found in the literature.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A literatura dispõe de vasta informação no que se refere aos fenômenos de transferência de calor e massa os quais envolvem o contato entre fluido e partículas sólidas. Estas informações porém não são suficientes para o total entendimento destes fenômenos que ocorrem em diversos tipos de equipamentos. Estes equipamentos, denominados de leito, podem ser: fluidizados, fluidizados circulantes, pneumáticos, de jorro, vibrados, vibro-fluidizados, vibro jorrados, entre outros.

Os leitos vibro-fluidizados, obtidos a partir da imposição de vibrações aos leitos fluidizados, apresentam uma série de vantagens quando comparados aos leitos fluidizados convencionais, entre elas: a possibilidade de economia térmica, redução nas quantidades de gás necessárias para a fluidização, possibilidades de secagem de diferentes materiais, bem como, a realização de resfriamento destes materiais no mesmo equipamento.

Um dos aspectos mais importante a ser considerado, no estudo do efeito da vibração nos leitos fluidizados, é o comportamento térmico do sistema diante das condições vibracionais. Para leitos vibro-fluidizados não são muitos os

trabalhos que estudam a taxa de transferência de calor, sendo que na maioria dos casos, este estudo baseia-se em outros tipos de leitos.

O Centro de Secagem de Pastas, Suspensões e Sementes do Departamento de Engenharia Química da Universidade Federal de São Carlos vem a alguns anos estudando leitos fluidizados submetidos à vibração. O Grupo vem obtendo dados experimentais que permitem uma análise mais consistente dos fenômenos de transferência de calor e massa que ocorrem nestes leitos, pois os trabalhos encontrados na literatura mostram que muitas perguntas ainda necessitam de respostas.

A pergunta que se pretende responder com este trabalho é: dados a velocidade do fluido e o diâmetro de partícula, qual será o valor experimental do coeficiente convectivo de transferência de calor em um corpo submerso em um leito vibro-fluidizado?

Esta pergunta será respondida para duas diferentes configurações:

a) o coeficiente local ao redor de um corpo cilíndrico dado em função da intensidade vibracional do leito vibro-fluidizado (LVF), e

b) o coeficiente global em função da intensidade vibracional para

-- corpo cilindro e

-- corpo esférico.

Portanto, para responder a esta pergunta este trabalho tem como objetivos:

-- o desenvolvimento do projeto e a construção de um LVF que possa operar com altos valores de intensidades vibracionais;

-- um estudo fluidodinâmico do LVF construído, através da análise das curvas características utilizando curvas de desvio padrão;

-- o projeto e construção de corpos de testes de geometrias cilíndrica e esférica;

-- o desenvolvimento de técnicas e de instrumentação que permitam medidas de coeficientes locais de transferência de calor;

-- determinar o coeficiente local de transferência de calor ao redor de um cilindro submerso em leito fluidizado (LF) e LVF em função da velocidade do ar, diâmetro de partícula e intensidade vibracional, e

-- determinar o coeficiente global de transferência de calor em LF e LVF para acelerações médias vibracionais maiores que $9,8 \text{ m/s}^2$, para duas configurações, cilindro (2,5 cm de diâmetro) e esférico em 3 dimensões (2,0; 2,5; e 3,0 cm de diâmetro), em função da velocidade do ar, diâmetro de partícula e intensidade vibracional.

Para o desenvolvimento deste trabalho, realizou-se uma revisão bibliográfica que abrangeu os trabalhos referentes a fluidodinâmica e a transferência de calor em LVF.

São apresentados os projetos dos equipamentos utilizados, a metodologia experimental adotada, as metodologias para determinações dos coeficientes e os resultados encontrados.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 – FLUIDODINÂMICA

No estudo dos leitos vibro-fluidizado (LVF), deve-se ressaltar que as diferenças existentes entre estes e os leitos fluidizados convencionais (LFC) são decorrentes da vibração imposta ao sistema fluido-partícula. Em função da revisão bibliográfica realizada, a intensidade da energia fornecida para estes sistemas será representada, neste trabalho, pelo adimensional de vibração ou parâmetro vibracional (Γ), através da seguinte definição:

$$\Gamma = \frac{AW^2}{g} = \frac{A(2\pi f)^2}{g} \quad (2.1)$$

onde: A é a amplitude de vibração; f é a frequência vibracional; W é a frequência angular vibracional e g é a aceleração da gravidade.

Este parâmetro vibracional, conforme ERDESZ (1991), pode ser interpretado fisicamente como sendo a relação entre a aceleração média vibracional exercida sobre o sistema e a aceleração gravitacional.

Uma importante informação a ser obtida de um leito em estudo, seja ele fixo, fluidizado, de jorro, pneumático ou vibro-fluidizado, é a sua curva

característica. Esta curva corresponde à queda de pressão no leito em relação à velocidade ou vazão do fluido que o percola.

A Figura 2.1 mostra as curvas de fluidização para leitos sujeitos à vibração evidenciando que sua forma é dependente da relação das forças vibracionais e as impostas pela percolação do fluido através do leito (STRUMILLO e PAKOWSKI, 1980).

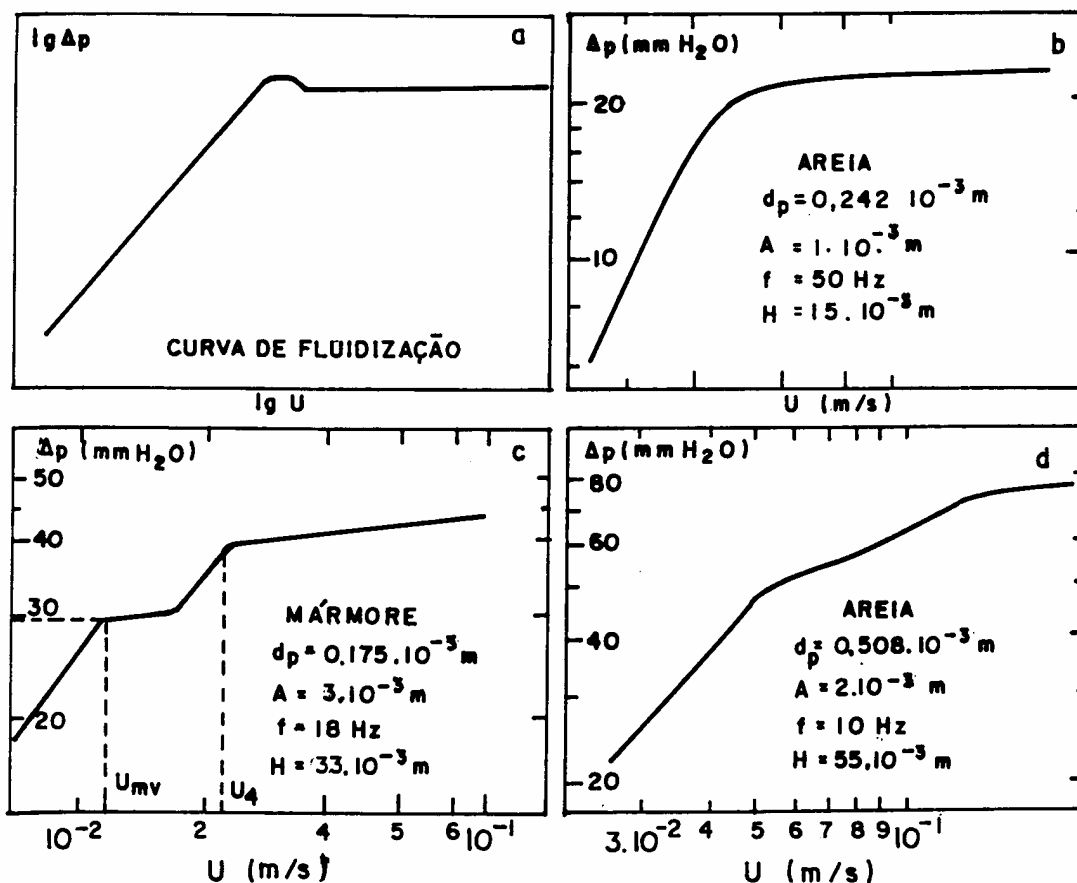


Figura 2.1 – Tipos de curvas características para leito fluidizado (a) e leitos vibro-fluidizados (b, c, d) (STRUMILLO e PAKOWSKI, 1980)

A curva a da Figura 2.1 é típica dos leitos fluidizados convencionais. Esta curva pode ser amortecida pela imposição de uma vibração e nenhum ponto máximo de pressão é notado como pode ser observado na curva b. Quando moderadas acelerações vibracionais são usadas, curva do tipo a também pode ser observada. BRATU e JINESCU (1971) relataram que sob certas condições vibracionais a curva c é obtida, e que a velocidade mínima de fluidização sob vibração, U_{mv} é uma função da amplitude e da frequência de vibração. Quando a frequência aumenta, mantida a amplitude constante, U_{mv} tende a velocidade mínima de fluidização e a curva torna-se similar à b. Para muitos casos a curva d foi obtida por STRUMILLO e PAKOWISK (1980), os quais afirmaram que o primeiro ponto de inflexão desta curva ocorre com o movimento das partículas e no segundo ponto desenvolve-se a fluidização (leito vibro-fluidizado).

A partir da curva característica de um leito fluidizado pode-se obter algumas informações importantes, como: queda de pressão máxima e velocidade mínima de fluidização. No leito vibro-fluidizado, estas informações podem ser parametrizadas através de algumas variáveis: a amplitude, frequência, altura do leito, diâmetro das partículas, entre outras. Como pode ser observado na Figura 2.1, para um leito fluidizado convencional, a transição do leito fixo para o regime de leito fluidizado é facilmente perceptível e a intersecção de duas retas na curva de queda de pressão no leito, ΔP , em função da velocidade superficial do ar, U , fornece uma boa estimativa da velocidade de mínima fluidização U_{mf} . Para um

leito vibro-fluidizado esta transição pode ocorrer em um intervalo de velocidade do gás, não mais em um único ponto, comportamento este que tende a dificultar e a provocar diferenças na determinação da velocidade de mínima fluidização. Estas observações foram realizadas por GUPTA e MUJUMDAR (1980a) os quais verificaram um aumento da velocidade de mínima fluidização, como definida para os leitos fluidizados convencionais, com o aumento da frequência angular, como é mostrado na Figura 2.2., onde $(U_{mf})_v$ é a velocidade mínima de fluidização sob condições vibratórias, e $(U_{mf})_s$ é a velocidade de mínima fluidização sob condições estáticas.

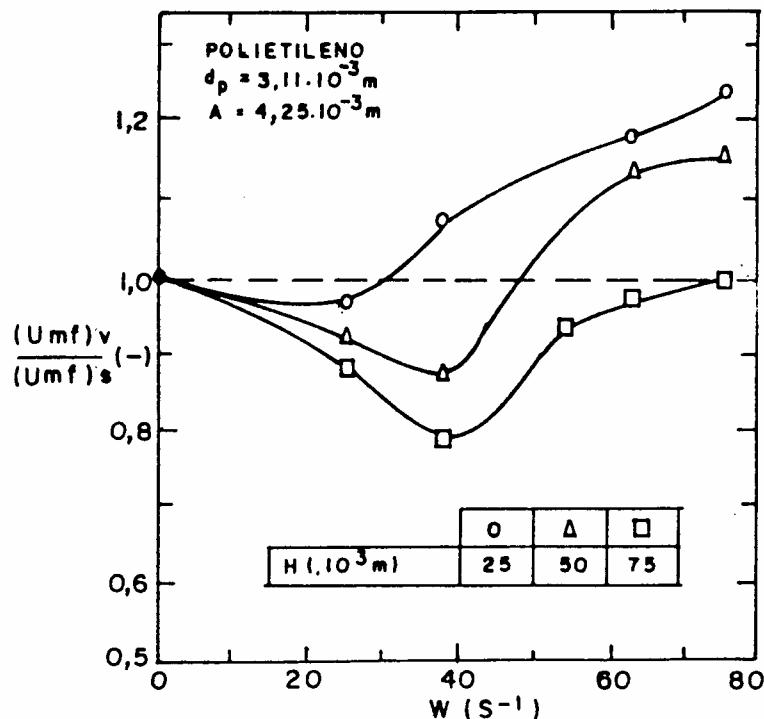


Figura 2.2 – Razão entre as velocidades de mínima fluidização em função da frequência angular vibracional (GUPTA e MUJUMDAR, 1980a)

Pelo fato destes resultados não estarem em concordância com o esperado fisicamente, GUPTA e MUJUMDAR (1980b) introduziram o conceito da velocidade mínima de mistura, U_{mm} que é a velocidade na qual os sólidos iniciam o movimento uns em relação aos outros e, pode ser determinada através de observações visuais durante a obtenção da curva característica dos leitos vibrados. Esse critério segundo GUPTA e MUJUMDAR (1980b) parece ser mais apropriado para ser usado nos leitos vibrados do que se utilizar, simplesmente, o que foi definido para os leitos fluidizados convencionais.

A Figura 2.3 apresenta dados da velocidade mínima de mistura em função do parâmetro vibracional Γ e mostra que a velocidade mínima de mistura decresce com a aceleração vibracional. Na realidade, para $\Gamma > 1$, nenhuma vazão de ar é requerida para movimentar os sólidos, um estado definido como pseudo-fluidização por GUPTA e MUJUMDAR (1980b).

GARIM e FREIRE (1994) determinaram a velocidade mínima de fluidização e sua correspondente queda de pressão, sendo U_{mvf} determinada segundo o critério da velocidade mínima de fluidização. Este critério foi adotado devido à dificuldade de observação do momento em que realmente as partículas começavam a movimentar-se umas em relação às outras. De acordo com este critério, GARIM e FREIRE (1994) observaram que para uma altura constante o aumento da intensidade vibracional tende a diminuir U_{mvf} até um valor de Γ igual a 0,5. No entanto, para valores maiores de Γ , a U_{mvf} aumentou como pode ser

observado na Figura 2.4. Resultados semelhantes encontrados por GUPTA e MUJUMDAR (1980b) mostram que este comportamento ocorre justamente devido à ausência de uma definição apropriada para U_{mf} .

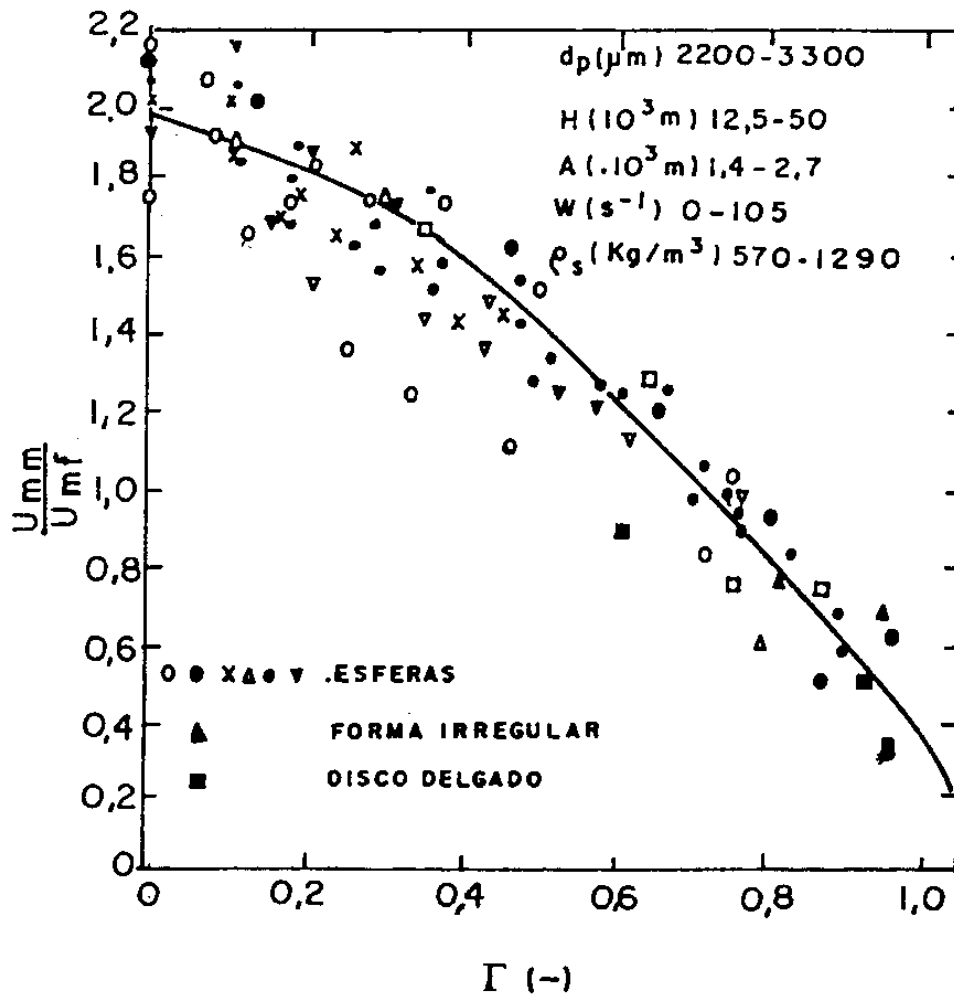


Figura 2.3 – Razão entre as velocidades mínima de mistura e mínima de fluidização em função do adimensional de vibração (GUPTA e MUJUMDAR, 1980b)

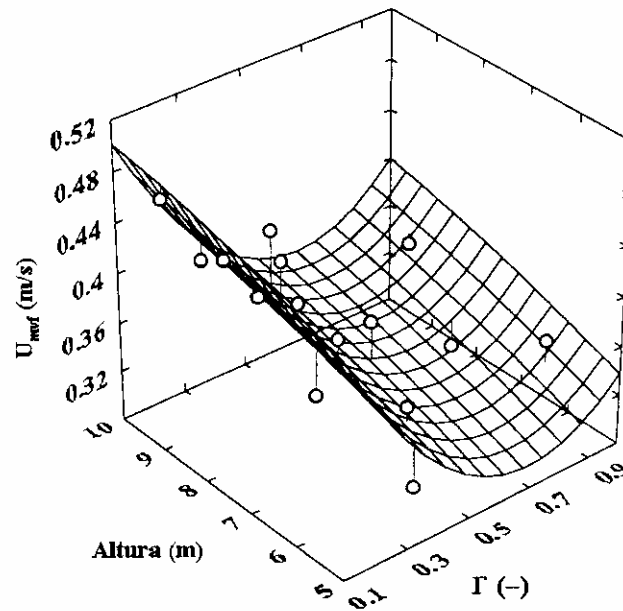


Figura 2.4 – Superfície de resposta mostrando o efeito da vibração sobre U_{mvf}
(GARIM e FREIRE, 1994)

Um fenômeno relatado nos trabalhos sobre leitos vibro-fluidizados é a redução da queda de pressão devido a vibração. Conforme GUPTA e MUJUMDAR (1980), a queda de pressão (ΔP_{mvf}) associada com a velocidade de vibro fluidização incipiente (U_{mvf}) também é uma função de Γ . Estes resultados também foram encontrados por GARIM e FREIRE (1994) para a queda de pressão na mínima vibro-fluidização.

De acordo com SPRUNG (1987), as oscilações de pressão ocasionadas pela vibração parecem ser o fato principal na determinação das características dinâmicas dos leitos vibrados.

Trabalhando com partículas de vidro de 130 μm e de 290 μm e com areia de 290 μm , KROLL (1954 e 1955) mediu diferenciais instantâneos de pressão entre a parte inferior de um leito não aerado e a superfície livre do leito. Foram usadas frequências de 23,3; 50,0; e 100,0 Hz e amplitudes de $3,72 \times 10^{-3}$ e $1,42 \times 10^{-3}$ m em leitos menores que 0,160 m de altura e obteve uma variação cíclica do diferencial de pressão com respeito à variação cíclica do vaso. Em valores absolutos, o diferencial máximo positivo, foi em todos os casos, maior que os valores negativos. Em experimentos similares para leitos vibrados CHLENOV e MIKHAILOV (1965) mostraram que o diferencial de pressão é uma função das condições vibracionais, dimensões do leito, permeabilidade, distribuição de tamanho das partículas, conteúdo de umidade das partículas e forças interpartículas.

YAMAZAKI et al. (1974) também observaram oscilações de pressão em leitos vibrados aerados. Para os tamanhos de partículas usados ($d_p = 114; 210$ e $296 \mu\text{m}$) não foi encontrado nenhuma oscilação de pressão para $\Gamma < 1$. Entretanto, para $\Gamma > 1$ foram medidas flutuações de pressão periódicas, as quais foram explicadas como sendo causadas pelo escoamento pulsado do gás, o qual ocorreu no leito devido ao movimento deste em relação ao prato perfurado.

GUTMAN (1974) mediu, em leitos de 0,040 m de altura, diferenciais de pressão máximos positivos maiores do que os diferenciais máximos negativos. Os máximos diferenciais de pressão observados aumentarem com valores crescentes de Γ e com a diminuição do tamanho das partículas. Para partículas com 385-495 μm e 675-935 μm , GUTMAN (1976) encontrou que a amplitude das flutuações de pressão tende a um limite com o aumento da altura do leito.

Ao estudar os leitos vibrados, GUTMAN (1974) também determinou as dimensões do espaço de ar formado em leitos contendo esferas de vidro de diferentes tamanhos. Observou que naqueles formados por esferas de vidro maiores, obteve-se maiores espaços de ar e períodos em vô mais longos.

De acordo com CHLENOV e MIKHAILOV (1965) a amplitude e a frequência de vibração são variáveis que, quando alteradas, mudam significativamente a intensidade de fluidização dos leitos vibrados. Foi estabelecido, a partir do movimento de uma partícula única, que o leito pode descolar-se do fundo do vaso que o suporta para valores de Γ maiores que 1. Neste instante, o leito inicia um período de vô no interior do vaso. As partículas movem-se sujeitas a ação da gravidade até que colida com o fundo do vaso permanecendo nessa trajetória do vaso até que um novo descolamento do fundo aconteça, determinando assim um ciclo vibracional. Durante o período do vô forma-se um espaço entre o leito propriamente dito e o fundo do vaso conhecido como espaço de ar.

As observações anteriores foram feitas por KROLL (1954) que mediu as oscilações de pressão causadas por este movimento, afirmando que este fenômeno exerce uma força adicional sobre as partículas o que pode provocar uma redução dos espaços de ar no período de vôo.

KROLL (1954) mostrou que o volume específico médio de um leito vibrado, definido como o volume do vaso ocupado pelas partículas, depende das condições vibracionais, para as propriedades das partículas e é proporcional a porosidade média do leito. Conforme suas conclusões, quando a amplitude de vibração aumenta, para uma frequência constante, o leito tende a se compactar até que, atingido um determinado valor de amplitude, ele começa a se expandir continuamente. Para idênticas amplitudes a expansão do leito foi maior quando frequências maiores foram usadas nos experimentos.

Para um leito vibrado constituído de areia com diâmetro entre 210 e 355 μm e uma altura de 40 mm, CHLENOV e MIKHAILOV (1965) encontraram que para $\Gamma < 1$, o leito era compactado e para $\Gamma > 1$ o leito expandia-se. Por outro lado, para partículas finas, THOMAS et al (1988) encontraram que o valor crítico de Γ abaixo do qual o leito compacta-se é maior do que 1.

GUTMAN (1976) determinou a porosidade instantânea em um leito vibrado de esferas de vidro com diâmetro entre 90 e 135 μm usando o método de medida da capacitância. Foi encontrado que para um leito vibrado a uma frequência de 20 Hz e uma amplitude de $1,56 \times 10^{-3}$ m ($\Gamma = 2,5$), a expansão do

leito ocorreu durante o período de vôo e a compactação quando o leito e o vaso estavam em contato. As variações encontradas na porosidade foram menores que 0,01, para um valor médio de 0,41 e um intervalo de Γ entre 1 e 4.

Com relação à circulação das partículas GUTMAN (1974) mostrou que em leitos vibrados e para tamanhos de partículas abaixo de 100 μm , o menor valor de Γ , no qual o leito torna-se móvel, é maior do que a unidade. Este valor de Γ foi denominado de Γ_{cr} . Quando o tamanho das partículas decresce para valores menores do que 100 μm , Γ_{cr} torna-se progressivamente maior. THOMAS et al. (1987) registraram valores de Γ_{cr} igual a 5 para partículas de farinha com 20-105 μm de diâmetro. As observações levaram a constatação de que o leito compacta-se para $\Gamma < \Gamma_{\text{cr}}$ e a circulação das partículas cessa.

Foi verificado por KROLL (1954) que o perfil de velocidade dos sólidos em vaso cilíndrico de diâmetro maior que 0,1 m tende a provocar um movimento descendente das partículas na parede e ascendente na região central, para leitos de partículas entre 100 e 1000 μm . Para partículas de dimensões menores do que 100 μm foi observado que a superfície do leito não fica plana, ou seja, pilhas de sólido acumulam-se ao lado da parede e o gás encontra caminhos preferenciais. Para estas partículas, uma região mais expandida é observada na superfície do leito, tornando-se maior com o aumento da intensidade vibracional. A explicação encontrada por RYZHKOV et al. (1976) para o acúmulo dos sólidos em um dos

lados do vaso é de que ele é causado por uma componente horizontal da velocidade de escoamento do ar além da componente vertical existente, produzido assim um perfil de circulação que é descendente na parte mais rasa do leito e ascendentes na parte mais alta. Na superfície os sólidos fluem diretamente para a parte mais rasa enquanto nas partes inferiores o escoamento ocorre em direção contrária.

Existe um interesse prático no entendimento destes efeitos, pois sabe-se que as características de escoamento dos sólidos são consideravelmente influenciadas pela fricção entre partícula e parede. MALHOTRA et al. (1984) compararam os perfis de velocidade de partículas secas e úmidas e concluíram que mesmo a uma aceleração vibracional moderadamente alta ($\Gamma = 3,5$), não ocorria circulação de partículas dentro do leito quando este era formado de partículas úmidas. Em outro estudo, ZAITSEV et al. (1976) encontraram que partículas úmidas e adesivas podem adquirir mobilidade através de intensa vibração impostas ao leito, quando o escoamento do ar não é suficiente.

GRAY e RHODES (1972) identificaram a presença de forças de fricção ocasionadas pelas paredes do vaso em leitos vibrados. Estes experimentos foram realizados a frequência de 400 Hz e baixas pressões para eliminar as forças de arraste. Concluíram que na ausência de forças de arraste, a fricção da parede diminui a altura máxima alcançada pelo leito e o período de tempo em que o leito permanece em vôo.

Embora existam poucos trabalhos na literatura que direcionem o estudo diretamente sobre a mistura do leito, há alguns trabalhos que examinam o mecanismo do movimento vibratório em um leito de partículas.

BRENNEN et al. (1993) examinaram a expansão do leito vibrado para várias frequências, amplitudes vibracionais e alturas de leito. Seus experimentos mostraram a existência de um valor crítico para a aceleração vibracional, valor que quando ultrapassado provoca uma expressiva expansão no leito. Em suas condições experimentais esta aceleração foi de cerca de 2 g, e aumenta com a altura do leito estático.

Em um estudo realizado por SAVAGE (1988), um leito de partículas foi sujeito a uma vibração não uniforme. A superfície da base do vaso era flexível e o máximo deslocamento vertical ocorria no centro do leito e decrescia a zero nas bordas, com este sistema ele conseguiu impor um tipo de circulação das partículas, maiores velocidades em movimentos ascendentes no centro e movimentos descendentes nas paredes.

Um dos poucos trabalhos publicados a tratar exclusivamente dos aspectos de mistura de partículas e expansão volumétrica em leitos vibrados é o de HUNT et al. (1994). Utilizando recursos de imagens de vídeo, eles estudaram o comportamento de partículas esféricas de diferentes cores (azul e vermelha), num leito vibrado de paredes de vidro. Verificaram um vazão (uma lacuna) na base do vaso no instante em que esta base está separada das partículas. Neste instante a

base do vaso move-se para baixo e a aceleração vibracional é maior que a gravitacional. Em seguida, as partículas em queda livre chocam-se com a base, onde as partículas superiores são lançadas em vôo livre, expandindo o leito.

Medindo a altura de leito expandido para diferentes acelerações e diferentes massas de partículas, HUNT et al. (1994) observaram que esta se mantém constante até um certo valor de aceleração vibracional, aumentando em seguida para valores maiores que pode ser até o dobro do inicial. Com estes dados HUNT et al. (1994) também analisaram a fração de sólidos como função da aceleração vibracional. A fração de sólidos foi definida como a razão entre o volume de sólidos e o volume do leito. Estes pesquisadores verificaram que a expansão do leito aumentou significativamente acima de uma frequência crítica (10Hz) e que a expansão não dependeu da amplitude vibracional.

O tempo de mistura obtido por estes pesquisadores decresceu significativamente quando o leito encontrava-se num estado expandido. Para a amplitude de 5×10^{-3} m e aceleração vibracional de 4,8g, o tempo de mistura foi 25 vezes maior do que quando a altura do leito estático foi dobrada. O tempo de mistura determinado por imagens digitalizadas foi definido como o tempo necessário para obter uma concentração (c) de cores entre 0,495 e 0,505 em uma determinada região do leito, onde c igual a 0 significa só esferas azuis e c igual a 1 só esferas vermelhas. Este tempo foi decrescente com o aumento da aceleração vibracional.

A frequência de uma vibração forçada depende somente da força que lhe é imposta. A amplitude, no entanto, depende da força e da razão entre frequência imposta e a frequência natural do sistema. Quando esta razão torna-se igual à unidade a amplitude torna-se muito grande. Esta condição é chamada de ressonância (VERNON (1967)).

Para leitos vibrados AKIYAMA et al. (1986) estabeleceram que estes apresentam uma frequência de ressonância na qual um pico de pressão é observado. RYZHKOV e TOLMACKOV (1983) também perceberam essa variação de pressão em função da altura do leito que ocorreu com partículas de 120 μm e observaram a ressonância nos leitos vibrados. É importante ressaltar que este fenômeno refere-se somente às partículas e ao fluido e não está relacionado como a estrutura mecânica do sistema, e de acordo com o ECLLES (1990) o fenômeno está diretamente relacionado com a forma da superfície do leito.

THOMAS et al. (1988) relataram que a presença de um corpo no leito altera a mistura e a forma de circulação das partículas em sua vizinhança, surgindo em consequência disto, vazios de ar em volta do corpo submerso. MALHOTRA e MUJUMDAR (1985) observaram a existência destes vazios de ar acima e abaixo de uma superfície cilíndrica imersa em um leito vibro-fluidizado, e afirmaram existir também em um leito vibrado. A cobertura da superfície de um aquecedor submerso pelas partículas diminui com o aumento de

Γ. A dependência dos vazios de ar com o parâmetro vibracional está restrito a leitos de partículas grandes e aumentos no diâmetro de partícula tendem a aumentar os tamanhos de vazios de ar.

Os estudos apresentados até este item fornecem informações básicas com relação à fluidodinâmica e ao comportamento dos leitos vibro-fluidizados. A seguir são apresentados alguns trabalhos, os quais baseados nestas informações, permitem um melhor entendimento dos fenômenos de transferência de calor nestes leitos.

2.2 – TRANSFERÊNCIA DE CALOR

2.2.1 – COEFICIENTE GLOBAL

As primeiras observações reconhecendo a importância da utilização de leitos de partículas submetidos à vibração nos processos de transferência de calor são atribuídos a KROLL (1955).

Segundo KUROSAKI et al. (1995) o processo de transferência de calor para uma partícula ao redor de um cilindro submerso pode ser separado em três categorias, representadas na Figura 2.5, sendo assim especificadas:

1 – troca de calor por contato, neste caso a energia térmica é transferida diretamente para uma partícula, a qual está em contato com a superfície aquecedora através da área de contato, depois de um certo tempo de contato, a partícula se distancia do aquecedor, e a energia térmica é transferida para o leito;

2 – partícula na camada limite; nesta situação, a energia térmica é transferida indiretamente para a partícula que passa sobre a camada limite do aquecedor, mas a partícula não entra em contato direto com o aquecedor, e

3 – efeito devido às partículas estagnantes, é quando as partículas estão sobre a superfície de troca térmica por um longo tempo, o calor penetra na partícula numa extensão maior que seu diâmetro, neste caso a transferência de calor pela superfície da partícula é predominante e as partículas estagnantes na superfície do cilindro agem como uma superfície estendida do aquecedor.

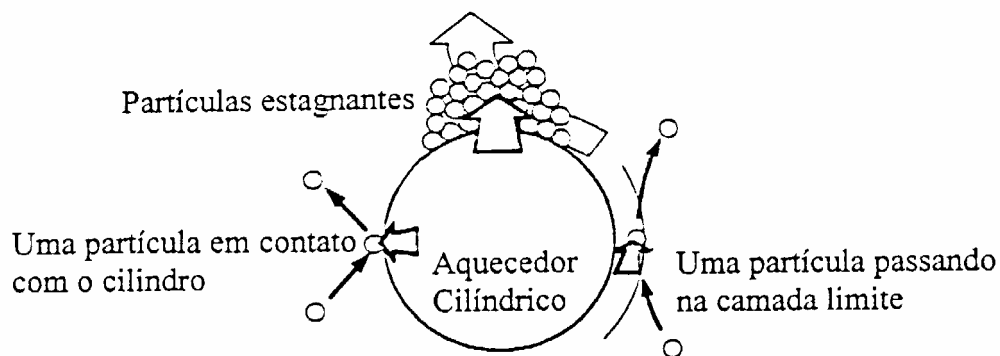


Figura 2.5 – Classificação do processo de transferência de calor de partículas ao redor de um cilindro submerso (KUROSAKI et al., 1995)

KUROSAKI et al. (1995) em seus experimentos mediram o tempo e a frequência de contato entre partículas individuais de diferentes diâmetros (200 μm , 400 μm e 600 μm) e um cilindro de 4×10^{-2} m de diâmetro em um leito

fluidizado. Utilizando técnicas de visualização ótica, mostraram que a troca de calor através de contato direto entre partículas e superfície aquecedora, desempenha um importante papel no acréscimo da troca térmica na fluidização incipiente, mas esta importância decresce rapidamente com o aumento na velocidade do gás e no diâmetro de partícula. Seus resultados mostram que o mecanismo dominante na troca de calor se modifica quando mudam as condições de operação do leito. Segundo estes pesquisadores, esta é a causa da falta de concordância entre os dados experimentais e as várias correlações empíricas existentes na literatura para a previsão do aquecimento de cilindros horizontais.

SUNDERESAN e CLARK (1995) estudando a transferência de calor de um tubo horizontal para um leito fluidizado, observaram que o coeficiente global de transferência de calor aumentava com o aumento da velocidade do gás devido ao aumento da circulação das partículas sobre a superfície do tubo. Isto também foi observado por CATIPOV (1979) e KHAN e TURTON (1992). OLSSON e ALMSTEDT (1995) completaram relatando que as bolhas formadas pela passagem do ar através do leito de partículas, também causam uma rápida mistura no leito contribuindo fortemente para a transferência de calor convectiva leito-aquecedor submerso, e concluíram que o aumento na velocidade do gás causa um aumento na convecção do gás e na convecção da partícula até um valor limite que, quando ultrapassado, aumenta os espaços de ar no leito causando o decréscimo do coeficiente para o aquecedor submerso.

Segundo BUKAREVA et al. (1969), o mecanismo de transferência de calor de um corpo submerso e um leito vibrado é diferente daquele encontrado em um sistema convencional. PAKOWSKI et al. (1984) afirmaram que os coeficientes de transferência de calor por contato em leitos submetidos à vibração são dependentes de dois mecanismos principais:

- redução da camada limite da superfície aquecedora, devido ao deslizamento das partículas vibradas sobre esta superfície, e
- transporte de calor para fora da região do aquecedor devido à circulação das partículas.

Para explicar a transferência de calor pela camada limite, GUTMAN (1976) propôs um modelo para um aquecedor vertical num leito vibrado. Quando o leito está estático (Figura 2.6a) observa-se uma espessa camada limite envolvendo o aquecedor, denotado pela região hachurada, que é reduzida (Figura 2.6b) pela ação vibracional, devido ao movimento vertical das partículas sob a superfície, resultando numa redução na resistência à transferência de calor.

Este modelo presume que o coeficiente de transferência de calor por contato é dependente das características das partículas e do parâmetro vibracional.

Pela própria característica dos leitos vibrados a amplitude e a frequência de vibração são fatores que exercem uma profunda influência nos diversos processos que podem ser realizados nestes leitos.

ZABRODSKII et al. (1968) afirmaram que o coeficiente de transferência de calor de um aquecedor horizontal para um leito vibrado é fortemente dependente do diâmetro das partículas e do parâmetro vibracional.

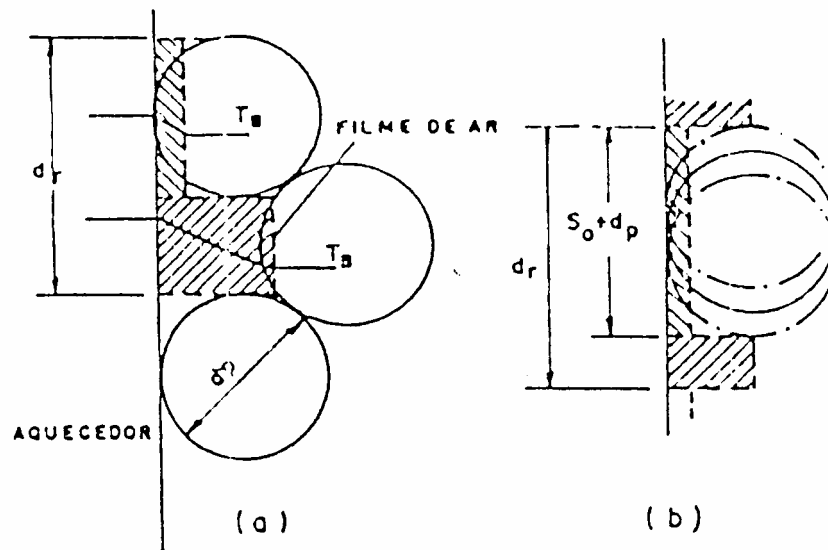


Figura 2.6 – Esquema do modelo de GUTMAN para a transferência de calor por contato (GUTMAN, 1976)

Alguns resultados de ZABRODSKII et al (1968) foram confirmados por KALTMAN e TAMARIN (1969) em leitos cilíndricos de 0,14 m de diâmetro e $7,5 \times 10^{-2}$ m de altura com partículas de $45,9 \mu\text{m}$, vibrados a 16,8 Hz. Os valores do coeficiente de transferência de calor variaram de $100 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$, a uma amplitude de $1,5 \times 10^{-3}$ m, para $1000 \text{ W/m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$, a uma amplitude de 6×10^{-3} m.

Os experimentos foram realizados com esferas maciças de cobre ou níquel de 20 mm de diâmetro. As esferas foram aquecidas a aproximadamente 900 °C e foram fixadas no centro do leito.

ZABRODSKII et al. (1968) verificaram um máximo no coeficiente de transferência de calor para diâmetros de partículas próximos a 30 μm , enquanto KALTMAN e TAMARIN (1969) encontraram um máximo para diâmetros de partículas de 70 μm . Porém, partículas menores que 20 μm tendem a formar aglomerados e a diminuir o coeficiente de transferência de calor.

STRUMILLO e PAKOWSKI (1980) analisaram o comportamento do coeficiente de transferência de calor quando o aquecedor está fixo a um suporte externo ao leito, seus resultados estão mostrados na Figura 2.7. Foram usadas partículas com diâmetro de $0,328 \times 10^{-3}$ m, massa específica de 2600 Kg/m^3 , amplitude de $2,1 \times 10^{-3}$ m, altura de leito estático de 55×10^{-3} m e diâmetro do vaso cilíndrico de 350×10^{-3} m. Neste caso, baixas velocidades do ar facilitaram a transferência de calor.

Nos sistemas vibrados, os espaços de ar formados nas imediações das superfícies de tubos horizontais no leito, são regiões de baixa condução de calor que atuam no sentido de reduzir o coeficiente de transferência de calor superfície leito. Como os espaços de ar em torno de superfícies verticais imersos em leitos vibrados são menores (quando comparados aos horizontais), observa-se que estes aquecedores apresentam coeficientes de troca de calor mais elevados.

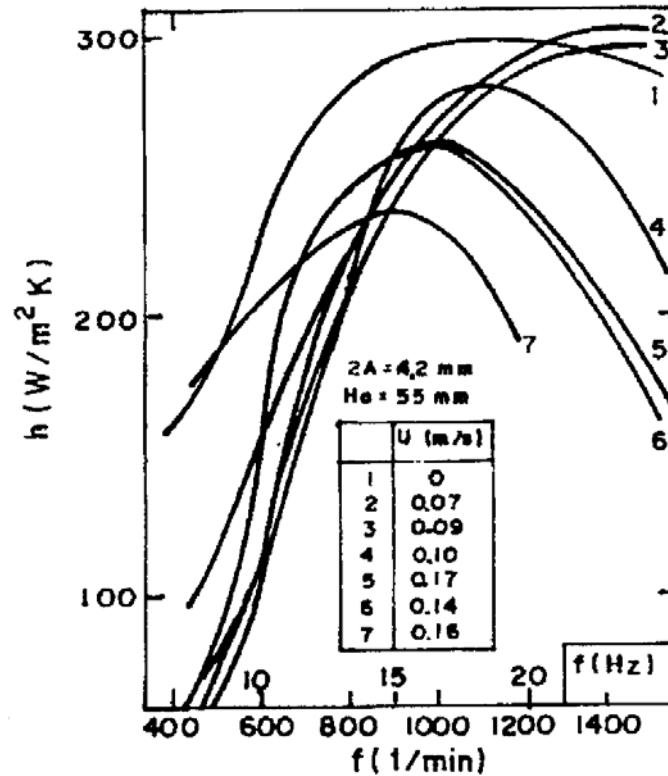


Figura 2.7 – Coeficiente de transferência de calor em função da frequência vibracional parametrizado na vazão de ar (STRUMILLO e PAKOWSKI, 1980)

Para caracterizar o comportamento do leito com relação à vibração, os trabalhos apresentados analisaram a influência das variáveis como amplitude, frequência e diâmetro de partícula, porém, com aeração destes leitos vibrados, novas situações comportamentais são observadas.

O trabalho de ECCLES (1990) foi um dos poucos encontrados na literatura que estudou a transferência de calor corpo submerso-leito vibro-fluidizado. Segundo este, a circulação das partículas pode ser um processo dominante na transferência de calor em leitos de partículas. Nos leitos fluidizados, altas taxas de transferência de calor são obtidas com o aumento da vazão de ar, e conseqüentemente nas taxas de circulação das partículas. Nos leitos vibrados, o acréscimo no coeficiente é obtido com o aumento da circulação pela vibração.

Nos leitos vibro-fluidizados tanto a vibração quanto à vazão de ar podem contribuir para um aumento no coeficiente de troca térmica. MALHOTRA e MUJUMDAR (1985) estudaram a transferência de calor em leito vibro-fluidizado utilizando partículas de vidro de $d_p = 670 \mu\text{m}$ e verificaram em seus experimentos que todas as curvas de coeficiente térmico em função do parâmetro vibracional apresentaram um máximo entre 1,0 e 1,5 e que isto ocorreu progressivamente a valores mais baixos de Γ , à medida que U/U_{mf} foi aumentado. A Figura 2.8 mostra a influência da vazão de ar na curva do coeficiente de transferência de calor.

THOMAS et al. (1988) e MUCHOWSKI (1980) relataram que tanto a taxa de circulação dos sólidos como o tamanho dos espaços de ar aumentaram quando a intensidade vibracional foi aumentada. Inicialmente, intensidades vibracionais altas levaram a taxas de circulação de partículas mais altas,

resultando em um melhoramento na transferência de calor. Posteriormente, quando a vibração foi aumentada ainda mais, a resistência térmica devido aos vazios de ar pode contrabalançar os efeitos da circulação. Isto resultou num valor máximo no coeficiente de transferência de calor, e este máximo refletiu a competição entre a circulação das partículas e os vazios de ar. Para as partículas maiores, a resistência à transferência de calor na camada limite controlou o processo, devido à dificuldade de circulação destas partículas.

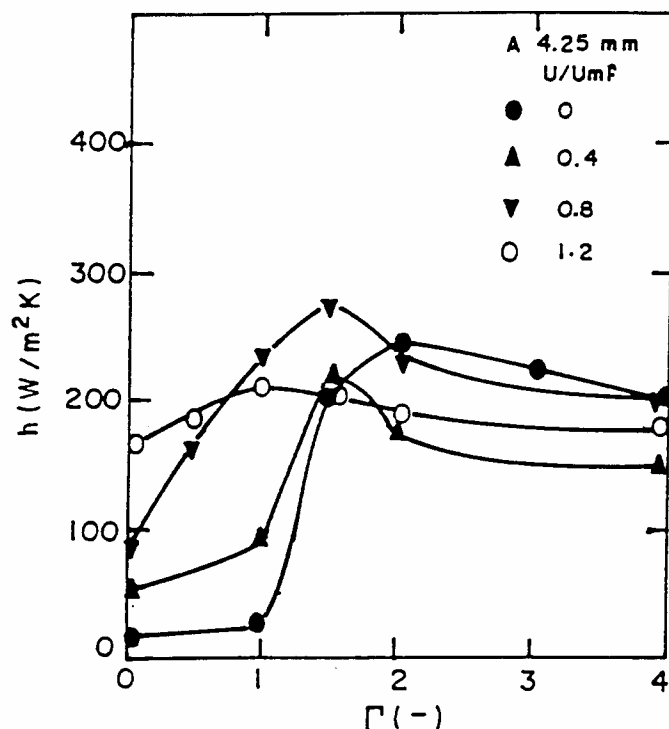


Figura 2.8 – Coeficiente de transferência de calor em função do adimensional de vibração parametrizado na velocidade do ar (MALHOTRA e MUJUMDAR, 1985)

Trabalhando com partículas esféricas de vidro de quatro diferentes diâmetros (700, 1100, 1800, e 3700 μm) em um leito vibro-fluidizado, CAMARGO (1998) observou que o coeficiente de transferência de calor não tem um aumento significativo para Γ variando de 0 a 0,8 , porém em todos os experimentos este coeficiente apresentou um valor máximo. Este valor máximo, porém acontecia para valores distintos de Γ em função da condição experimental.

Segundo THOMAS et al. (1988) este comportamento do coeficiente de transferência de calor em um leito submetido à vibração depende de vários parâmetros experimentais como: geometria do aquecedor (cilindro, esfera ou placa), posição do aquecedor dentro do leito (vertical ou horizontal), distância do aquecedor em relação à placa distribuidora, parâmetro vibracional, geometria do leito, tamanho e forma das partículas e velocidade do ar. Os autores afirmaram que o coeficiente de transferência de calor em função da vibração foi governado pela taxa de circulação das partículas. Esta circulação é o resultado do efeito conjunto de todos os parâmetros experimentais, e que explica porque o máximo para o coeficiente de troca térmica ocorre para valores diferentes do parâmetro vibracional quando se varia pelo menos um dos parâmetros experimentais.

CAMARGO (1998) objetivando uma análise comparativa selecionou trabalhos cujos parâmetros experimentais fossem semelhantes, isto pode ser visto na Figura 2.9 e na Tabela 2.1.

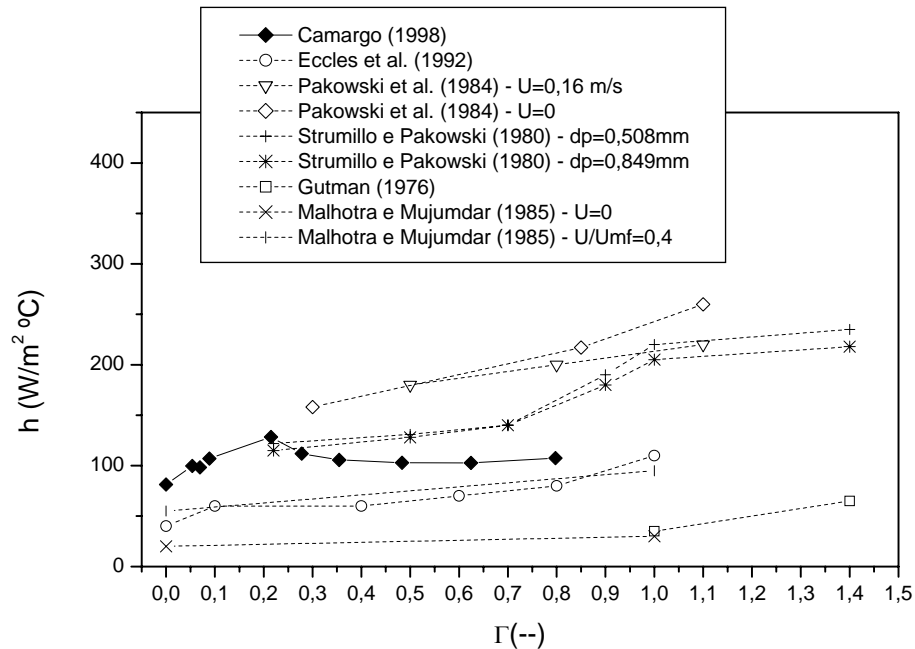


Figura 2.9 - Comportamento do coeficiente de transferência de calor com a vibração sob diferentes parâmetros experimentais

Da Figura 2.9 pode-se observar que:

- partículas maiores sob altas taxas de circulação provocadas pela velocidade do ar podem alcançar valores de coeficientes iguais aos obtidos por partículas menores na ausência da aeração e
- com exceção dos resultados de GUTMAN (1976), todos os experimentos realizados com placa vertical apresentaram resultados do coeficiente maiores que os realizados com cilindro.

Tabela 2.1 – Parâmetros experimentais utilizados na Figura 2.9

	Camargo (1998)	Eccles et al. (1992)	Pakowski et al. (1984)	Pakowski et al. (1984)	Pakowski et al. (1984)	Strumillo e Pakowski (1980)	Strumillo e Pakowski (1980)	Gutman (1976)	Malhotra e Mujumdar (1985)	Malhotra e Mujumdar (1985)
Velocidade do ar (m/s)	$U/U_{mf}=0,65$	Não aerado	$U = 0,6$	Não aerado	Não aerado	Não aerado	Não aerado	Não aerado	Não aerado	$U/U_{mf} = 0,4$
H (cm)	9	15,5	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5	12	10	10
d_p (μm)	700	100	328	328	328	508	849	805	670	670
Material	Vidro	Alumina	Carbonato de Cálcio	Carbonato de Cálcio	Carbonato de Cálcio	Carbonato de Cálcio	Carbonato de Cálcio	Vidro	Vidro	Vidro
Esfericidade	1	0,65	1	1	1	1	1	1	1	***
Leito	Retangular	Retangular	Circular	Circular	Circular	***	***	Circular	Retangular	Retangular
Corpo	Cilindro Horizontal	Cilindro Horizontal	Placa vertical	Placa vertical	Placa vertical	Placa vertical	Placa vertical	Placa vertical	Cilindro Horizontal	Cilindro Horizontal
Regime	LVF	LV	LVF	LV	LV	LV	LV	LV	LV	LVF

*** (não fornecido)

2.2.2 – COEFICIENTE LOCAL

Não foi encontrado nenhum trabalho sobre o coeficiente local de transferência de calor (h_0) entre um corpo submerso e um leito vibro-fluidizado. Os trabalhos mais próximos dizem respeito ao leito fluidizado.

Segundo LI et al. (1993) o coeficiente local de transferência de calor pode revelar o mecanismo de transferência térmica entre um leito de partículas e a superfície de troca térmica. O conhecimento deste coeficiente também permite a determinação do tempo de residência da partícula na superfície do aquecedor e é de grande importância em projetos e otimização de combustores.

Como se sabe, a transferência de calor entre o leito e a superfície imersa depende amplamente do comportamento fluidodinâmico do leito e das características geométricas da superfície. LI et al. (1993) trabalhando com um tubo horizontal de 4×10^{-2} m de diâmetro externo imerso em um leito fluidizado com partículas de sílica com três diâmetros diferentes (662; 1103 e 1815 μm) determinaram o coeficiente local de transferência de calor utilizando um sensor de termopares. Muitos pesquisadores como MICKLEY et al. (1961), TUOT e CLIFT (1973), FITZGERALD et al. (1981), WU et al. (1989), WU et al. (1991) BASKAKOV et al. (1982) e GLOSKI et al. (1984) já utilizaram sensores para obter este tipo de coeficiente.

LI et al. (1993) projetaram um sensor (mostrado na Figura 2.10) que consistia de um cilindro de 9 mm de diâmetro por 10 mm de comprimento com

um orifício central de 0,8 mm de diâmetro. Uma das faces do cilindro possuía uma lâmina de cobre de 50 µm de espessura conectada a um fio de cobre de 0,5 mm de diâmetro, que passava através do orifício central. Um outro fio de cobre de 0,35 mm de diâmetro era instalado no cilindro de constantan a uma distância de 6 mm do filme de cobre. A extremidade deste fio estava em contato com o cilindro.

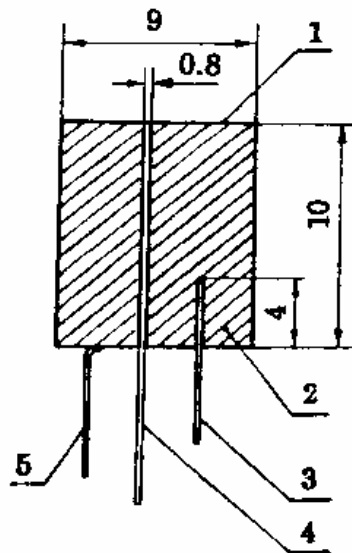


Figura 2.10 – Sensor de termopar, dimensões em mm (LI et al., 1993)
1-lamina de cobre, 2-constantan, 3-fio de cobre,
4-fio de cobre, 5-fio de constantan

Um fio de constantan de 0,2 mm de diâmetro foi soldado na superfície oposta àquela onde encontrava-se a lâmina de cobre, tendo-se então dois

termopares cobre-constantan, um obtendo a temperatura na superfície do filme de cobre e o outro a 6 mm desta superfície.

Com estes pares ligados a um sistema de aquisição de dados, LI et al. (1993) obtiveram resultados para os coeficientes locais de transferência de calor em três posições angulares. A Figura 2.11 mostra os resultados para as partículas de sílica de 1815 μm de diâmetro, velocidade do gás de 3,54 ms^{-1} , à temperatura de 1032 $^{\circ}\text{C}$.

Para a obtenção do coeficiente global, LI et al (1993) usaram a relação:

$$h = (h_{180} + 2h_{135} + 2h_{90} + 2h_{45} + h_0) / 8 \quad (2.2)$$

e

$$h_{\theta} = 1/N \cdot \sum_{i=1}^N h_{\theta i} \quad (2.3)$$

onde:

h_{θ} : coeficiente local de transferência de calor na posição θ (θ em graus)

$h_{\theta i}$: i-ésimo valor de h_{θ} ,

e em seus experimentos concluíram que o coeficiente local de transferência de calor diferia com a posição angular e no leito fixo o máximo valor obtido ocorrem no ponto de estagnação. Quanto ao coeficiente global verificaram um aumento de forma exponencial com o aumento da temperatura do leito.

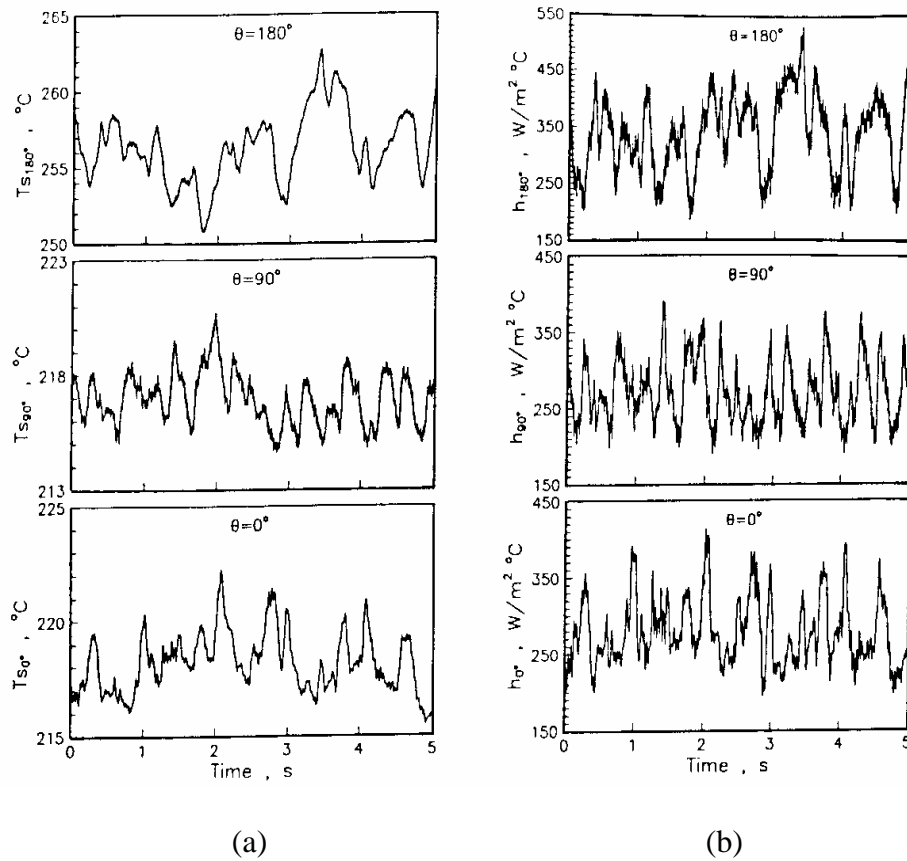


Figura 2.11 – Comportamento térmico parametrizado na posição angular (LI et al., 1993)

(a) temperatura superficial local instantânea

(b) coeficiente local de transferência de calor instantâneo

KUROSAKI et al. (1988) utilizando um cilindro de 40 mm de diâmetro colocado horizontalmente em um leito de secção retangular de 250 x 90 mm, obtiveram resultados para o coeficiente local de transferência de calor em um

intervalo de 30°. O sistema mostrado na Figura 2.12 utilizou partículas esféricas de vidro de 400 µm numa camada de 160 mm de espessura. O cilindro de bakelite mostrado na Figura 2.13 possuía uma lâmina de aço de 30 µm de espessura, 20 mm de largura e 420 mm de comprimento e era fixada à superfície externa ao cilindro de bakelite. Esta lamina servia como um aquecedor, pois gerava calor através de uma corrente que passava através dela. Doze termopares cromel-alumel, com diâmetro de 0,1 mm cada foram colocados nas ranhuras da lamina a 30° um do outro.

O cilindro foi recoberto com um isolante térmico para evitar perda de calor para dentro do cilindro. A temperatura do cilindro foi controlada, e a diferença entre a temperatura média do leito e a do cilindro estava entre 10 e 20°C.

Em seus experimentos KUROSAKI et al. (1988) observaram que as partículas no topo do tubo deslizavam pela superfície lateral do mesmo, na direção da circunferência, enquanto novas partículas eram recolocadas continuamente na parte superior do tubo. Durante este processo de deslizamento, vazios podiam aparecer na lateral superficial do tubo devido à passagem das bolhas como pode ser verificado na Figura 2.14.

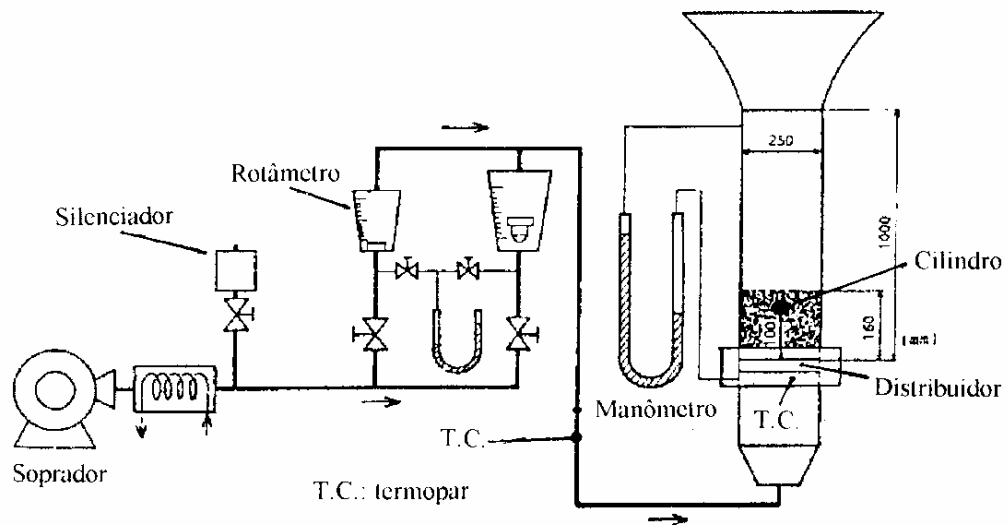


Figura 2.12 – Diagrama esquemático do aparato experimental (KUROSAKI et al., 1988)

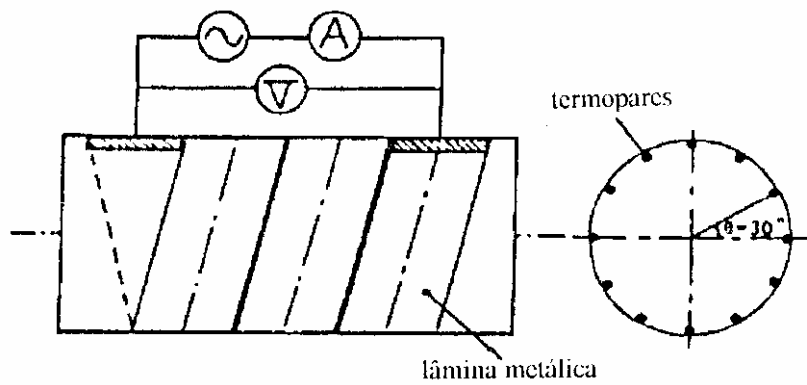


Figura 2.13 – Cilindro de testes (KUROSAKI et al., 1988)

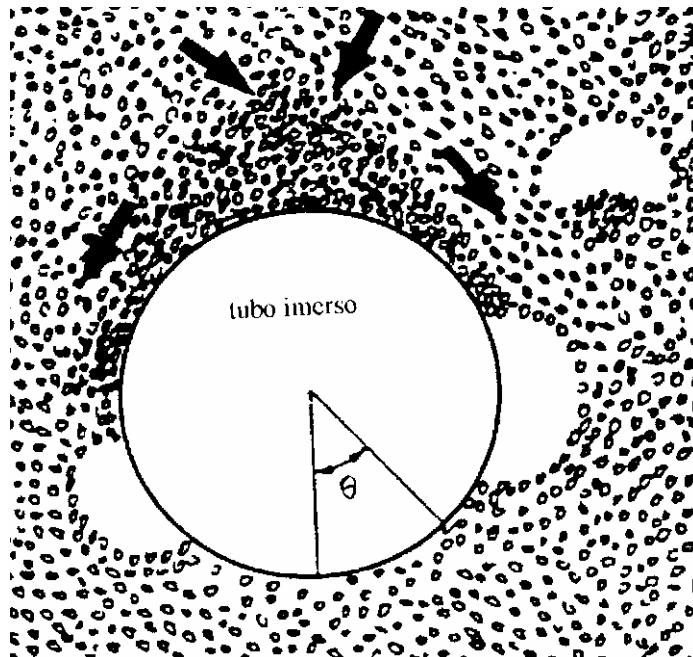


Figura 2.14 – Comportamento das partículas ao redor do cilindro (KUROSAKI et al., 1988)

Com base nestas observações classificaram em três categorias o comportamento local das partículas perto da superfície do cilindro:

1- Região estática - as partículas ocupam estaticamente, toda a circunferência ao redor do cilindro, e conforme aumenta-se a velocidade de fluidização, as partículas começam a ter um movimento ascendente sobre a superfície lateral do cilindro;

2- Região de deslizamento - existe entre a região estática e a região de mistura e é formada pela passagem intermitente de bolhas e partículas em movimento na lateral do cilindro. Diferentes tipos de deslizamento podem ser observados de acordo com o número de Reynolds (Re), e

3- Região de mistura - esta região estende-se da parte inferior à superior do cilindro, cobrindo toda a circunferência do cilindro, o comportamento das partículas perto do cilindro não pode ser claramente classificado, devido sua intensa movimentação.

A Figura 2.15 mostra os resultados obtidos para o número de Nusselt local (Nu_{θ}) ao redor da circunferência do cilindro para várias velocidades de fluidização. A temperatura característica do leito era usada como sendo a temperatura a 50 mm de distância do distribuidor. Para $Re = 90$ e 213 , Nu_{θ} tem um valor máximo no ponto de estagnação do cilindro, e isto foi atribuído ao efeito de transferência de calor convectiva do gás. Com o aumento da velocidade de fluidização ($Re = 289$ a $Re = 336$) Nu_{θ} aumenta sobre toda circunferência. O início do movimento das partículas na lateral do cilindro provoca um máximo no coeficiente local de transferência de calor, devido à mistura de partículas e gás.

Para números de Reynolds maiores (393 a 970) o coeficiente local de transferência de calor aumenta ao redor de toda a circunferência do cilindro, e o aumento na posição de 180° é bastante considerável. O aumento do coeficiente de

transferência de calor é devido à mistura das partículas perto do cilindro, resultado das bolhas geradas no distribuidor.

Para $Re = 700$, o adimensional Nusselt é aproximadamente constante na faixa de $-30^\circ < \theta < 30^\circ$. Nu_θ tem um pequeno pico a $\theta = 0^\circ$ na faixa de $Re > 700$, e o contorno da distribuição de Nu_θ muda na faixa de $Re > 735$. Além disso, para $Re = 3770$, Nu_θ decresce ao redor de toda a circunferência do cilindro. Isto devido à diminuição da densidade de partículas no leito.

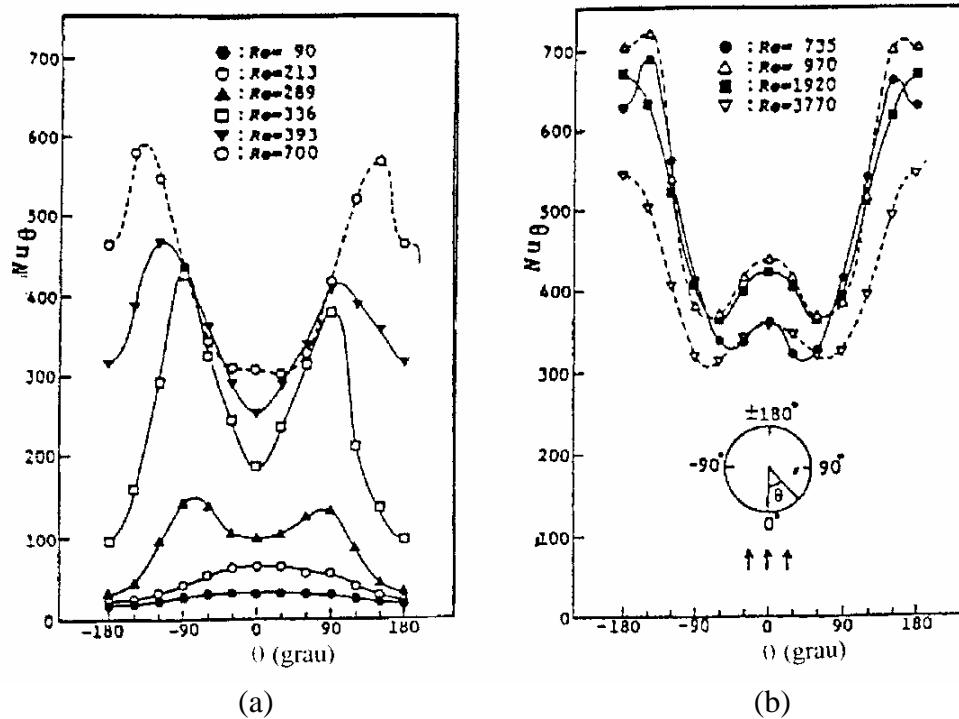


Figura 2.15 – Comportamento do coeficiente local de transferência de calor (KUROSAKI et al., 1988)
 (a) baixo número de Reynolds
 (b) alto número de Reynolds

Como foi verificado constata-se que o coeficiente local de transferência de calor é fortemente influenciado pelas características fluidodinâmicas do leito.

Assim, após rever alguns dos principais trabalhos realizados em leito fluidizado e vibro-fluidizado, envolvendo aspectos relacionados à fluidodinâmica e à transferência de calor, desenvolveu-se o presente trabalho que será apresentado nos próximos capítulos.

CAPÍTULO 3

MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 – MATERIAIS

O material utilizado no estudo dos coeficientes de transferência de calor é constituído de partículas esféricas de vidro tipo “ballotini” em 3 diâmetros médios: 500, 700 e 1100 μm . Este tipo de partícula foi escolhido por ser de material inerte e amplamente utilizado na literatura e em trabalhos já realizados no Centro de Secagem do DEQ/UFSCar. A massa específica das esferas foi determinada com um picnômetro de marca Vibrolex e uma balança analítica GEHAKA modelo BG400 com precisão de 5×10^{-6} Kg obtendo-se um ρ_p médio de $2,6 \times 10^3$ kg/m^3 . Como agente fluidizante foi utilizado o ar atmosférico.

3.2 – APARATO EXPERIMENTAL

Neste trabalho, inicialmente foi utilizado um leito vibro-fluidizado retangular já existente no Centro de Secagem do DEQ/UFSCar, porém foram realizadas modificações em seu sistema de vibração para aumentar sua capacidade vibracional. Posteriormente, com a constatação de que a estrutura mecânica deste leito não permitia maiores intensidades vibracionais optou-se por projetar e construir um novo leito, este porém de geometria circular, com uma

estrutura mecânica que permitisse atingir tal objetivo. Tais leitos e seus periféricos são apresentados a seguir.

3.2.1 – LEITO VIBRO-FLUIDIZADO RETANGULAR

O leito vibro-fluidizado consiste basicamente de dois subsistemas: o sistema que fornece energia vibracional (sistema de vibração) e o sistema que recebe tal energia (leito fluidizado). A Figura 3.1 mostra uma visão geral de um dos equipamentos utilizados neste trabalho, o leito vibro-fluidizado com célula de medida em formato retangular.

3.2.1.1 – Suprimento de Ar

O fornecimento de ar para o sistema é feito por meio de um soprador marca IBRAM de 7,5 cv. A vazão de ar é ajustada por duas válvulas gavetas, uma na linha principal e a outra no “by pass”, e sua determinação é obtida a partir da leitura da diferença de pressão num manômetro de coluna d`água ligado a um medidor de vazão tipo placa de orifício previamente calibrado. A diferença de pressão também é monitorada por um transdutor de pressão ligado a uma placa de conversão de sinal analógico em digital.

3.2.1.2 – Célula de Medida

A célula de medida é de secção retangular com 0,20 m de comprimento por 0,10 m de largura e 0,30 m de altura, sendo suas laterais de maior área construídas em acrílico para permitir a visualização do interior do leito.

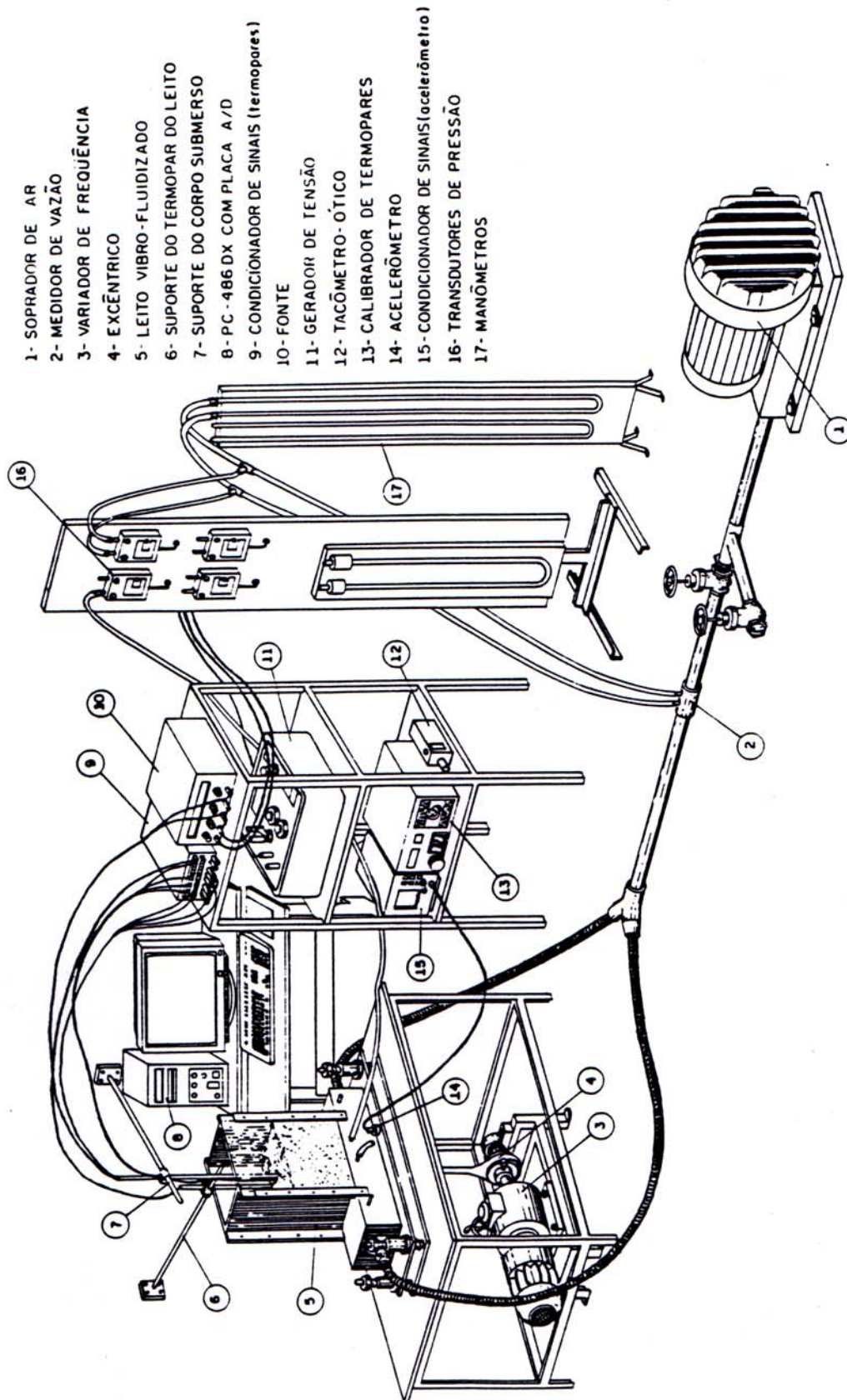


Figura 3.1 – Vista Global do Aparato Experimental

O ar atmosférico foi dividido e injetado em contra corrente na região inferior da célula de trabalho, abaixo do distribuidor de ar que serve de sustentação ao leito. Este distribuidor consiste de uma placa de 2×10^{-3} m de espessura com furos de 1×10^{-3} m de diâmetro. Estes orifícios resultam numa área aberta inferior a 30% da área total da placa. Uma tela com diâmetro inferior (400 μm) ao das partículas constituintes do leito está localizada logo acima desta placa, objetivando uma melhor distribuição do ar. Nesta montagem o distribuidor fica fixo com relação à célula de medida. Testes foram realizados por SAMOGIN (1997) mostrando a homogenização do escoamento de ar no interior do leito vibro-fluidizado para este tipo de construção.

Uma tomada de pressão localizada abaixo do distribuidor está ligada a um transdutor, que é responsável pela transformação da variação de pressão no leito em um sinal elétrico, o qual é enviado a um sistema computadorizado de aquisição de dados. Um outro transdutor está ligado ao manômetro conectado à placa de orifício para armazenar digitalmente os valores de diferença de pressão.

3.2.1.3 – Sistema de Vibração

As vibrações mecânicas são impostas ao leito por meio de uma haste ligada a um mecanismo excêntrico, que converte o movimento rotacional produzido por um motor WEG de 0,5 HP para movimento senoidal vertical da célula de medida. Este motor é equipado com um variador de velocidade Ringcogne modelo RXM-750, sendo que através da variação de rotação do

motor, obtém-se as frequências vibracionais desejadas, as quais são monitoradas por um tacômetro ótico Apho Tako - 404. Este sistema, porém, tem suas limitações experimentais. Os valores máximos para amplitude e frequência nas quais o sistema opera com total estabilidade mecânica são de 0,01 m e 7 Hz, respectivamente. Objetivando uma boa operacionalidade do sistema, o motor foi colocado em uma base independente da mesa que suporta a célula de medida, para que as vibrações da célula não fossem influenciadas pelas vibrações provocadas pelo motor em operação. Durante os experimentos, o deslocamento, a velocidade e a aceleração com o qual o sistema reage à vibração imposta foram monitoradas por um acelerômetro piezoelétrico Bruel e Kjaer. Este acelerômetro envia um sinal elétrico para um amplificador, o qual, através da integração do sinal recebido, fornece os dados de aceleração, velocidade e deslocamento correspondente ao movimento realizado pelo leito. Uma das limitações deste sistema de vibração estava no fato de que o excêntrico, que é mostrado no item 4 da Figura 3.1, além de permitir um deslocamento relativamente pequeno da haste, ou seja, baixo valor para a amplitude vibracional, estava localizado exatamente no eixo do motor, o que fazia com que maiores valores de intensidade vibracional pudessem diminuir sua vida útil.

3.2.1.4 – Novo Mecanismo Excêntrico

Com o objetivo primeiro de apenas aumentar a faixa da amplitude para este leito sem modificar a sua estrutura, o mecanismo excêntrico original foi

descartado, pois, pretendia-se estudar os efeitos da vibração nos coeficientes térmicos para parâmetros vibracionais maiores que 1. Para tanto projetou-se um novo mecanismo o qual está mostrado na Figura 3.2.

Este novo excêntrico constitui-se basicamente de duas peças principais, o corpo do excêntrico e uma peça central que desliza sobre este corpo. A peça central é acoplada a um parafuso de rosca fina que quando apertado varia suavemente a posição desta peça com relação ao centro deslizando sobre o corpo do excêntrico, e através de uma escala gravada no excêntrico pode-se ter o valor da amplitude a qual o leito está submetido. Uma vez na posição desejada esta peça central é fixada através da pressão exercida por duas réguas posicionadas ao redor desta peça e que são embutidas internamente no corpo do excêntrico. Estas réguas são pressionadas contra a peça central através do aperto de oito parafusos tipo halem. Esta peça central tem um deslocamento máximo de 4,0 cm com relação ao centro e possui uma saliência onde se conecta a haste central que é ligada a base do leito. O corpo principal do excêntrico é fixado, através de chaveta, a um eixo retificado que gira em dois mancais equipados com rolamentos e posicionados na estrutura mecânica que sustenta o sistema e é independente da estrutura que sustenta o leito. Na extremidade oposta deste eixo encontra-se um jogo de polias que através de correia recebe o movimento rotacional do motor.

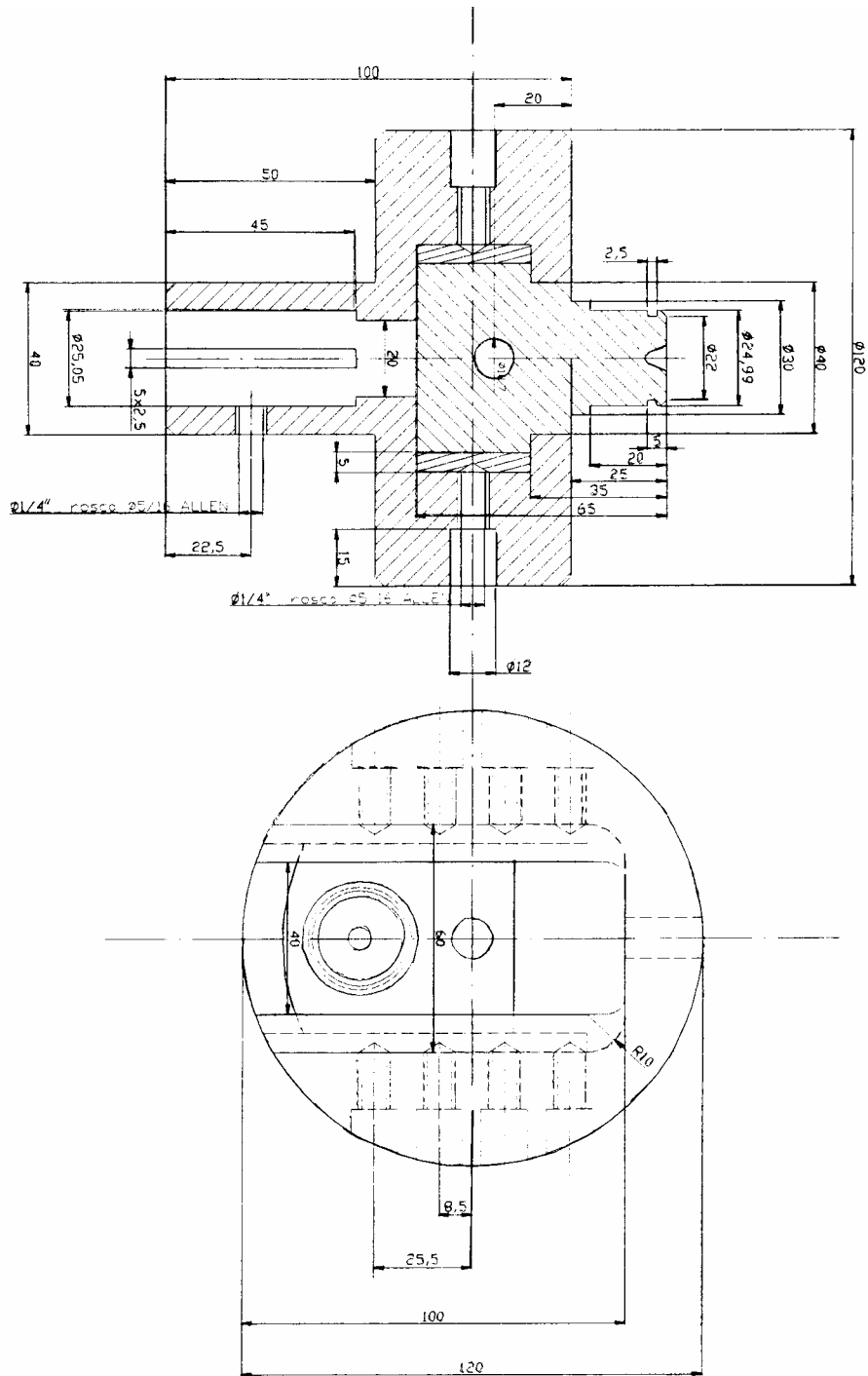


Figura 3.2 – Projeto do mecanismo excêntrico (dimensões em mm)

A grande novidade deste sistema, além de aumentar a amplitude vibracional devido ao maior deslocamento radial do eixo, é a transmissão da rotação do motor por meio de correias e jogos de polias que permite dobrar a frequência máxima de vibração ao mesmo tempo em que protege o eixo do motor do impacto das vibrações.

Nos testes com o novo mecanismo excêntrico o leito vibro-fluidizado retangular operou com total estabilidade mecânica com valores de Γ próximos a 2. Apesar do novo excêntrico permitir altas amplitudes e o motor altas frequências vibracionais, para obter intensidades vibracionais maiores verificou-se que este leito apresentava muita instabilidade no que diz respeito, a sua estrutura mecânica que apresentou diversos problemas também relacionados às buchas, molas e rolamentos do sistema.

O sistema permite efetuar medidas de fluidodinâmica nesta faixa do parâmetro vibracional, porém as medidas relativas ao estudo de transferência de calor levam mais tempo devido a necessidade do sistema entrar em regime permanente em cada ponto experimental. Este tempo maior, com o sistema ligado continuamente, contribuiu para o aparecimento de problemas técnicos no leito que foram observados com a inconsistência dos dados obtidos. Um novo leito se fez necessário para a continuidade do estudo. Para isto optou-se por construir um novo leito aproveitando o mesmo projeto do excêntrico porém com uma estrutura completamente diferente objetivando uma capacidade vibracional maior.

3.2.2 – LEITO VIBRO-FLUIDIZADO CIRCULAR

Com o objetivo de se avaliar o comportamento dos coeficientes de transferência de calor com valores máximos possíveis de intensidade vibracional, imposta por meios mecânicos, projetou-se e construiu-se um novo leito vibro-fluidizado o qual está mostrado na Figura 3.3.

A célula de medida de secção circular mede 0,12 m de diâmetro por 0,5 m de altura e foi construída em acrílico para acompanhamento visual da camada fluidizada. Esta célula é fixada através de hastes metálicas a um flange também de acrílico, sobre um distribuidor de secção circular que consiste de uma placa de 2×10^{-3} m de espessura com furos de 1×10^{-3} m de diâmetro. Como no leito retangular, estes furos resultam numa área aberta inferior a 30% e possui uma tela com diâmetro inferior ($400 \mu\text{m}$) ao das partículas constituintes do leito, localizada logo acima desta placa, objetivando uma melhor distribuição do ar. Estudos posteriores mostraram que esta configuração final para a placa apresenta uma boa homogeneização do escoamento do ar no interior do leito. Nesta montagem o distribuidor fica fixo com relação à célula de medida e à câmara de entrada de ar. O conjunto é fixado através de parafusos em um eixo retificado que desliza verticalmente sobre buchas de esferas e é acoplado a uma haste ligada à peça central do excêntrico. Através deste sistema o movimento rotacional do motor é convertido através de correias e polias, para movimento senoidal vertical do leito.

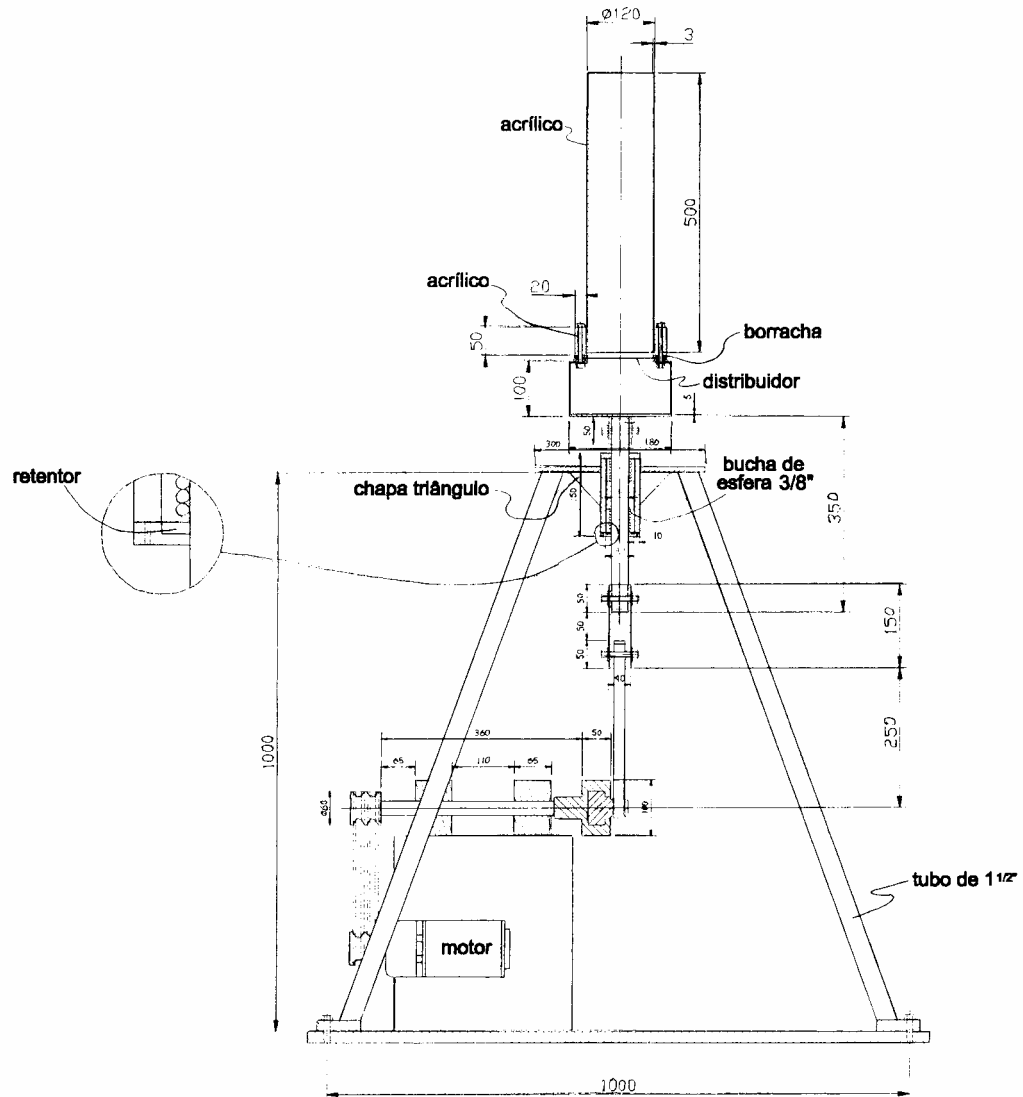


Figura 3.3 – Projeto do leito vibro-fluidizado de secção circular (dimensões em mm)

A referida bucha de esferas é embutida em uma caixa cilíndrica soldada em um disco metálico de $1,5 \times 10^{-2}$ m de espessura por 3×10^{-1} m de diâmetro que é sustentado pelos quatro “pés” do leito soldados ao piso.

O ar atmosférico proveniente do soprador foi dividido e injetado em contra-corrente na câmara de ar na base do leito, abaixo da placa distribuidora que serve de sustentação ao leito. A medida de pressão na célula é obtida por meio de transdutor de pressão. A tomada de pressão localizada abaixo da placa distribuidora ligada a um sistema de aquisição de dados permite acompanhar a variação da pressão continuamente através do microcomputador.

Os demais equipamentos para aquisição de dados são os mesmos discutidos anteriormente para o leito de geometria retangular.

Todo o conjunto do leito vibro-fluidizado é montado no centro de uma mesa cujas dimensões são mostradas na Figura 3.4.

Este leito vibro-fluidizado foi projetado para ter uma massa menor quando comparado com o leito de geometria retangular descrito anteriormente. Esta diminuição da massa e, portanto da inércia em conjunto com uma estrutura mecânica bastante resistente resultou numa considerável ampliação do limite máximo de intensidade vibracional com grande estabilidade mecânica do sistema.

Nos testes mecânicos verificou-se que o limite máximo no qual o leito pode trabalhar foi ampliado para $\Gamma = 14$. Porém, esta intensidade vibracional bastante elevada requer cuidados especiais no que diz respeito à segurança.

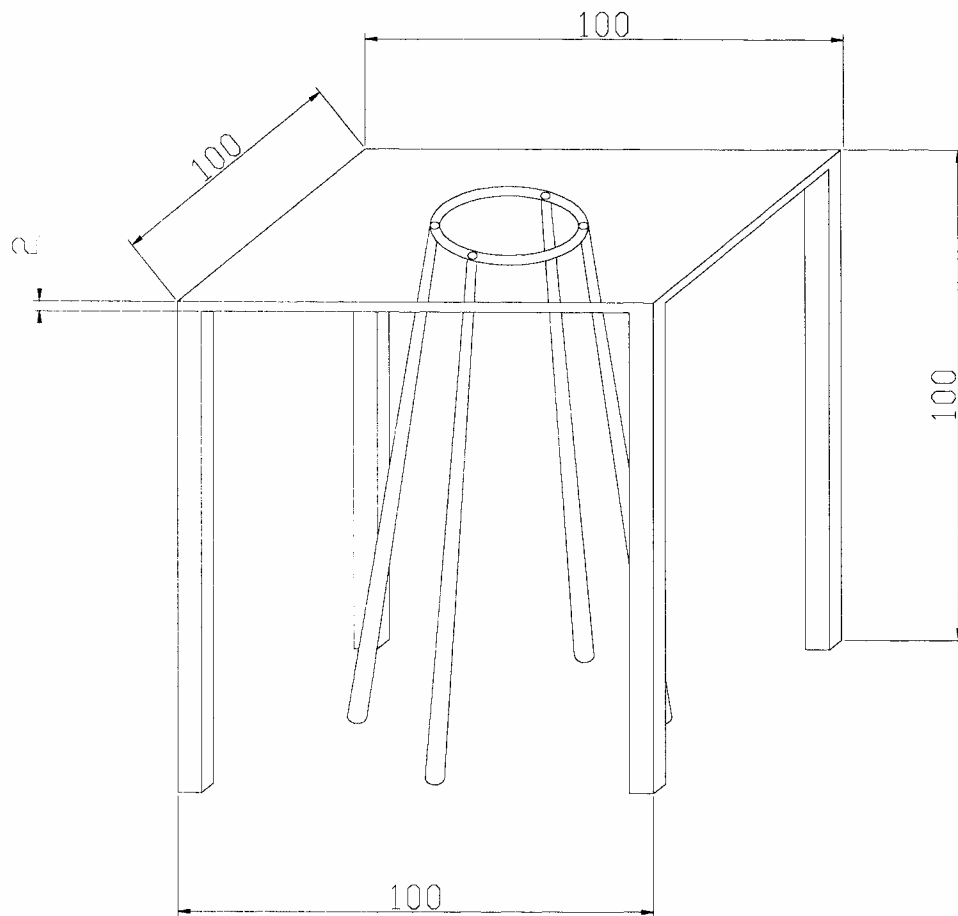


Figura 3.4 – Projeto da mesa do leito vibro-fluidizado de secção circular (dimensões em cm)

Além de verificações constantes e periódicas no sistema com relação às juntas e parafusos que tendem a se afrouxar com a vibração, o operador deve trabalhar com fone de ouvido devido à elevada poluição sonora que o leito emite nestas condições. Deve-se também ficar atento a possíveis mudanças no tipo de

som que o leito emite quando operado nestas condições durante horas, pois esta mudança ou aumento do som pode significar prováveis problemas no que diz respeito à quebra de solda ou afrouxamento de juntas como já mencionado. Vários testes mecânicos realizados simulando situações críticas mostraram a necessidade de ajustes técnicos no sistema como, por exemplo, troca de tipos de parafusos, novas soldas na estrutura, troca de barras metálicas por outras mais reforçadas, mudança no tipo de fixação do sistema ao piso no local de hospedagem e a colocação de uma tela metálica de proteção ao redor de toda a estrutura do leito. Esta tela de proteção que envolve toda a parte inferior do leito (eixo retificado, bucha de esferas, polias, correia, excêntrico, motor,...) protege o operador no caso de um acidente. Vale ressaltar que todos estes cuidados foram tomados para uma situação limite de operação deste leito, e que dificilmente este leito trabalhará nestas condições de intensidade vibracional. Com o sistema construído e testado foi possível iniciar a construção e testes dos elementos para a determinação dos coeficientes global e local de transferência de calor.

3.3 – COEFICIENTE GLOBAL DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Objetivando a determinação deste coeficiente projetou-se e construiu-se corpos em geometria cilíndrica e esférica.

3.3.1 – CORPO DE GEOMETRIA CILÍNDRICA

O cilindro mostrado na Figura 3.5 é similar ao usado por CAMARGO (1998) e foi confeccionado em latão por ser um material de boa condutividade térmica, 111 W/m°C (PERRY e CHILTON, 1980). O cilindro possui $2,5 \times 10^{-2}$ m de diâmetro e 5×10^{-2} m de comprimento e é equipado internamente com uma resistência elétrica, Nikrothal 80 de 3,3 Ω , conectada a um amperímetro marca Minipa modelo MPC-3003D, com precisão de 0,001 A. Através da corrente imposta e da resistência interna ao cilindro, obtém-se a quantidade de calor dissipada pelo cilindro.

Uma peça de teflon, com o mesmo diâmetro do cilindro e com $1,5 \times 10^{-2}$ m de comprimento, foi utilizada em cada uma das extremidades do aquecedor servindo de conexão a duas hastes de fenolite que sustentam o cilindro. Por sua baixa condutividade térmica (0,24 W/m°C), o teflon minimiza a troca térmica nas faces laterais do cilindro, e também permite quantificar esta perda térmica, já que verificou-se através de testes preliminares, um comportamento de aleta no que se refere ao perfil axial de temperatura. Este perfil foi obtido através da leitura das temperaturas por meio de quatro termopares.

No cilindro de latão, os fios dos quatro termopares tipo K têm diâmetro de 0,1 mm. Foram instalados radialmente no cilindro da seguinte forma: um na parte inferior, um na parte superior e um em cada uma das laterais do cilindro, portanto

a 90° um do outro, e todos no centro axial do mesmo. A Figura 3.5b mostra a disposição destes termopares dentro do cilindro.

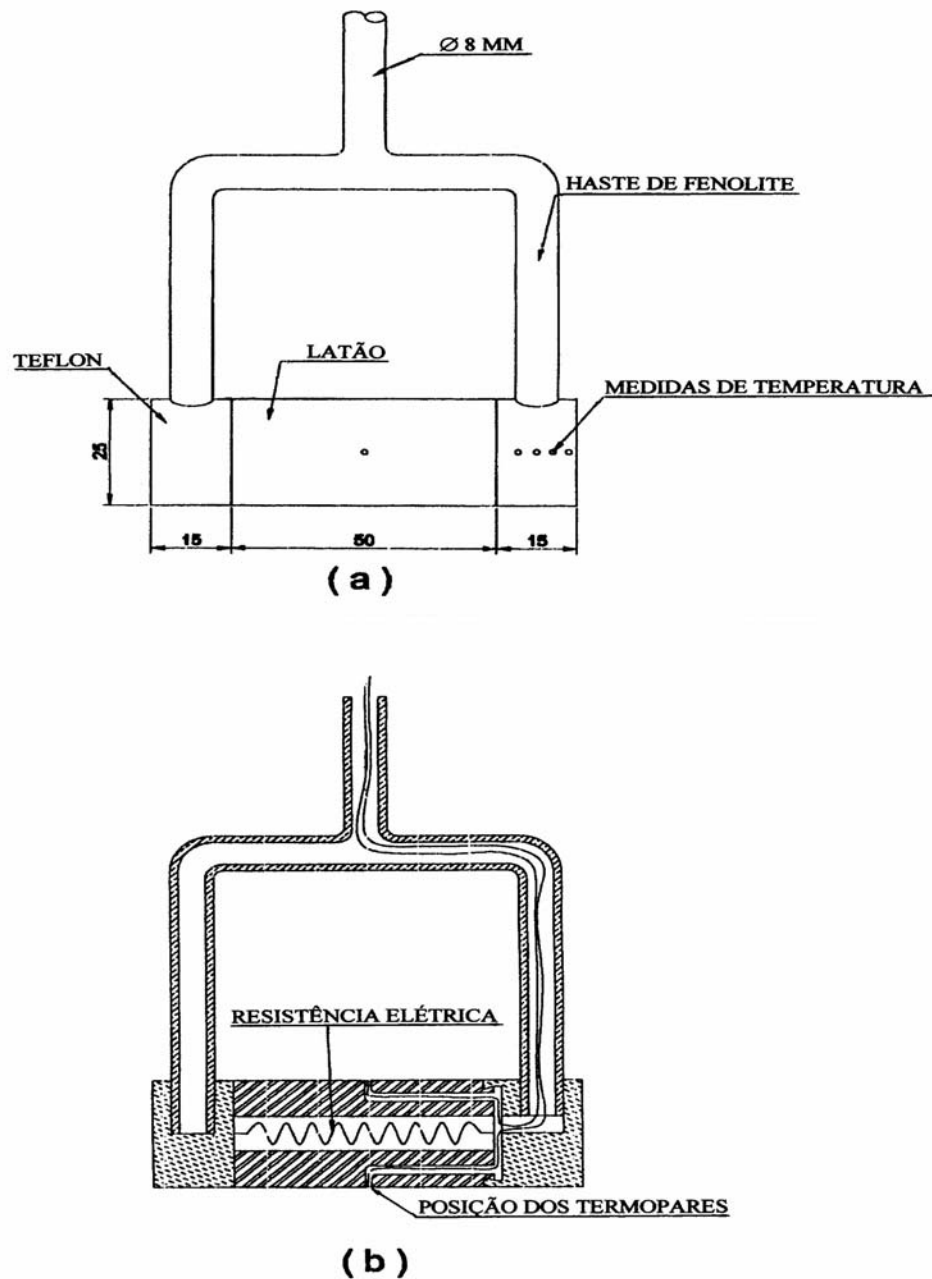


Figura 3.5 - Cilindro de testes (dimensões em mm)
(a) Vista do cilindro (b) Corte do cilindro

Cada termopar, com seus fios encapados e isolados eletricamente e termicamente são embutidos na haste de fenolite e entram no cilindro através de um orifício. A cabeça do termopar é fixada com cerâmica térmica faceando a superfície do cilindro. A pequena quantidade de cerâmica de alta condutividade térmica que fixa a cabeça do termopar assegura um rápido equilíbrio térmico com a superfície do cilindro, cuja resistência térmica é desprezível.

Quatro termopares tipo J com diâmetro de 0,1 mm foram instalados ao longo dos 15 mm de comprimento da peça de teflon com o objetivo de obter o perfil de temperatura. Fez-se quatro sulcos na superfície cilíndrica de uma das peças de teflon. As junções dos termopares foram colocadas sob pressão nestes sulcos certificando-se do bom contato térmico e fixação. A Figura 3.6 mostra as distâncias entre os termopares na peça de teflon.

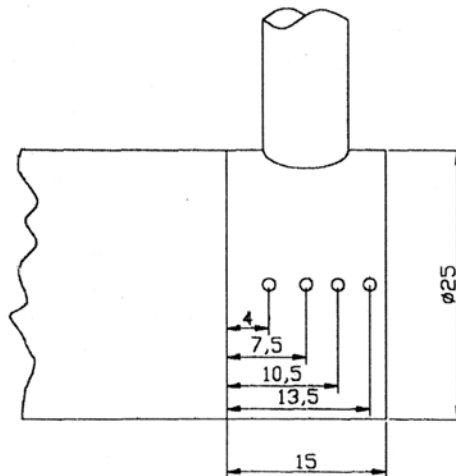


Figura 3.6 - Distâncias (em mm) entre os pontos de medidas de temperaturas na peça de teflon

3.3.2 – CORPOS DE GEOMETRIA ESFÉRICA

As esferas, mostradas na Figura 3.7, foram confeccionadas em cobre (condutividade térmica de $401 \text{ W/m}^\circ\text{C}$) e foram construídas em três diferentes diâmetros: $2 \times 10^{-2} \text{ m}$; $2,5 \times 10^{-2} \text{ m}$ e $3 \times 10^{-2} \text{ m}$. Cada metade da esfera foi construída com um encaixe com rosca de forma que se pudesse ser aberta para manutenção do dispositivo interno. Um orifício interno de 5 mm de diâmetro (vazado na metade superior da esfera) é responsável por alojar este dispositivo que consiste de um fio de resistência elétrica Nikrothal 80, colocado em uma peça cilíndrica de alumina de quatro orifícios. Este conjunto montado com a esfera fechada é mostrado na Figura 3.8.



Figura 3.7 – Foto mostrando as esferas internamente



Figura 3.8 – Foto mostrando as esferas fechadas

Os fios de resistência têm suas extremidades soldadas a fios de cobre que são conectados a um amperímetro marca Minipa modelo MPC-3003D. Calcula-se a quantidade de calor dissipada pela esfera através da corrente imposta e do valor da resistência interna.

Uma peça cilíndrica de teflon com 10 mm de diâmetro e 15 mm de comprimento foi utilizada para servir de conexão a uma haste de fenolite que sustenta a esfera. Esta conexão esfera-teflon-fenolite foi feita através de sistema de encaixe sob pressão já que o teflon é relativamente flexível, o que permite este

procedimento. Por sua baixa condutividade térmica, o teflon minimiza a troca térmica da superfície da esfera para a haste de fenolite, e como no caso do cilindro descrito anteriormente, também permite quantificar esta perda térmica, através da obtenção do perfil de temperatura. Este perfil foi obtido através da leitura das temperaturas por meio de termopares. Quatro termopares tipo J com diâmetro de 0,1 mm foram instalados ao longo do comprimento da peça de teflon (Figura 3.9). Com o mesmo procedimento adotado no cilindro, as junções dos termopares foram colocadas sob pressão em sulcos na superfície cilíndrica da peça de teflon certificando-se do bom contato térmico e fixação.

Para medir a temperatura na superfície metálica da esfera foram utilizados 3 termopares tipo K com 0,1 mm de diâmetro e foram instalados nas seguintes posições: um na parte inferior (no ponto de estagnação), um na parte superior (próximo à peça de teflon) e outro no meio da esfera.

O procedimento de fixação da junção do termopar na esfera consiste em fazer um orifício na superfície da esfera com o mesmo diâmetro da junção do termopar que ali será alojado. A junção do termopar foi então colocada neste orifício juntamente com cerâmica térmica e com uma ferramenta especial fez-se pressão na vizinhança deste orifício. O resultado deste processo é um rebaixamento do material ao redor do pequeno orifício em direção ao mesmo, de forma que “prendesse” a junção do termopar neste local. Esta técnica mostrou-se

bastante útil para a fixação do par na superfície uma vez que o sistema foi utilizado em um meio relativamente rude.

Cada termopar, com seus fios encapados e isolados termicamente acompanham externamente a haste de fenolite que tem em seu interior apenas o fio de cobre ligado ao fio de resistência.



Figura 3.9 – Foto mostrando a esfera com o teflon e os termopares

3.3.3 CÁLCULO DO COEFICIENTE GLOBAL DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A equação utilizada para o cálculo do coeficiente global de transferência de calor foi:

$$h = \frac{R.I^2 - Q_c}{A_c.(T_c - T_L)} \quad (3.1)$$

onde:

h - coeficiente global de transferência de calor [W/m² °C]

I - corrente elétrica fornecida ao corpo de testes [A]

A_c - área de troca térmica do corpo de testes [m²]

T_c - temperatura média do corpo de testes [°C]

T_L - temperatura do leito [°C]

Q_c - calor total perdido através do teflon [W]

R – resistência elétrica [Ω]

Vale ressaltar que nesta equação estão implícitas as hipóteses de regime permanente e condições isotérmicas do leito.

Nesta equação, o termo Q_c referente ao calor total perdido através do teflon, assume valor diferente para as diferentes geometrias dos corpos de testes.

Para a esfera, tem-se:

$$Q_c = Q_t \quad (3.2)$$

e para o cilindro:

$$Q_c = 2.Q_t \quad (3.3)$$

Sendo Q_t o calor transferido por cada peça de teflon, é a única variável desconhecida, e pode ser obtida aplicando-se um balanço de energia num elemento dx na peça cilíndrica de teflon e utilizando-se as condições de contorno para uma aleta infinita, cujo procedimento completo é descrito por CAMARGO (1998), obtendo-se:

$$Q_t = K_t . A_t . m . (T_{x=0} - T_L) . \left(\frac{1}{1 + e^{-2mL}} - \frac{1}{1 + e^{2mL}} \right) \quad (3.4)$$

onde:

K_t - condutividade térmica do teflon [W/m °C]

A_t - área transversal da peça de teflon [m²]

m - parâmetro da solução, aplicando-se um balanço de energia na peça cilíndrica de teflon [-]

$T_{x=0}$ - temperatura do corpo de testes [°C]

T_L - temperatura do leito [°C]

L - comprimento da peça cilíndrica de teflon [m]

3.4 – COEFICIENTE LOCAL DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

3.4.1 – CORPO DE GEOMETRIA CILÍNDRICA

A Figura 3.10 apresenta o cilindro de testes utilizado na obtenção do coeficiente local de transferência de calor. O cilindro, bastante similar ao usado para se obter o coeficiente global de transferência de calor, também foi feito em latão e possui as mesmas dimensões. Este corpo está equipado internamente com uma resistência elétrica de $3,3 \Omega$ e possui uma peça de teflon, com o mesmo diâmetro do cilindro que foi utilizada em cada uma das extremidades do aquecedor servindo de conexão para as duas hastes de fenolite e ao mesmo tempo minimizando a troca térmica nas faces laterais do cilindro. Neste cilindro, existe um termopar tipo K cujo diâmetro dos fios é de 0,1 mm e esses (encapados e isolados termicamente) entram no cilindro através de um orifício e são embutidos na haste de fenolite. O termopar é fixado com cerâmica térmica e fica faceando a superfície do cilindro. A junção deste termopar fica a dois milímetros de distância do sensor de platina e tem o objetivo de monitorar a temperatura em sua vizinhança. Em uma das peças de teflon existe um botão que permite fazer uma rotação do cilindro de latão com relação à peça de teflon, possibilitando a colocação do sensor de platina em qualquer posição angular desejada e conhecida através da escala gravada na superfície de latão. Este sensor de platina é o dispositivo que difere este cilindro do apresentado anteriormente.

3.4.2 – SENSOR DE PLATINA

Este sensor de platina (que é embutido no cilindro conforme a Figura 3.10) constitui um dos principais componentes da instrumentação utilizada neste trabalho. É formado basicamente por uma peça de quartzo que possui em sua superfície um fino filme de platina ligado a um circuito elétrico.

Faz-se necessário que o fluxo de calor no sensor e sua temperatura sejam determinados com relativa facilidade e boa precisão. Um fino filme de platina depositado em uma peça de quartzo satisfaz esta condição, como é mostrado por WU et al. (1989), portanto neste trabalho utiliza um sensor similar ao desenvolvido por estes pesquisadores.

Para obter um preciso e rápido acompanhamento dos valores do coeficiente local de transferência de calor, desejava-se que ambos, a massa e a área do sensor fossem pequenos. Além destas especificações precisava-se que a superfície do sensor, depois de montado no cilindro de latão, ficasse faceando a superfície do cilindro de forma a parecer uma perfeita continuidade da mesma.

Confecção da peça de quartzo

Para que a peça de quartzo satisfizesse as condições descritas para o sensor de platina era necessário que sua superfície superior possuísse um raio de curvatura igual ao raio do cilindro de testes. A Figura 3.11 apresenta a forma e as dimensões desejadas para esta peça. Foi utilizado um cilindro de quartzo, do mesmo diâmetro do cilindro de latão (25,4 mm).

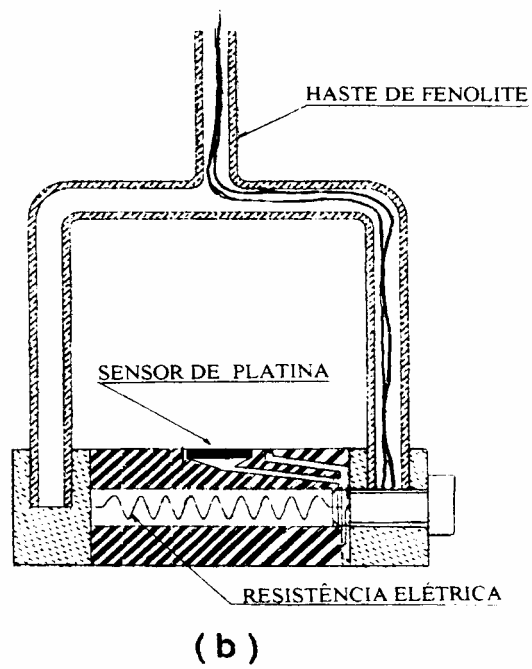
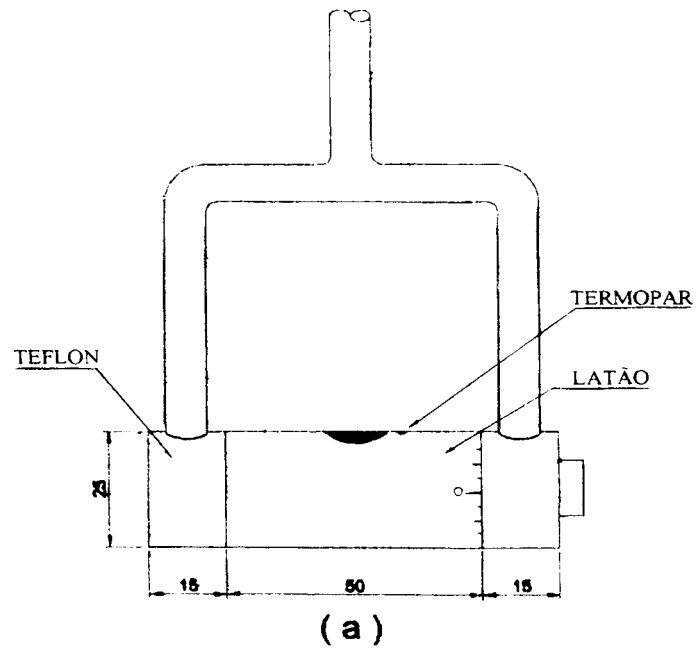


Figura 3.10 - Cilindro de testes com sensor de platina (dimensões em mm)
 (a) Vista do cilindro (b) Corte do cilindro

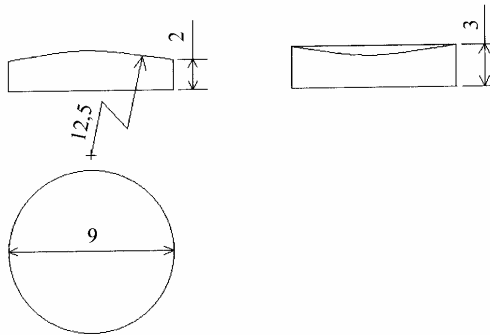


Figura 3.11 - Peça de quartzo (dimensões em mm)

Para o corte do cilindro de quartzo confeccionou-se uma ferramenta vazada especial, com 10 mm de diâmetro interno, mostrada na Figura 3.12. Para tanto foi utilizada numa furadeira de alta velocidade e retirou-se radialmente material do cilindro de quartzo. O material resultante deste processo é um pequeno cilindro de 10 mm de diâmetro e comprimento de 25,4 mm, cujas superfícies das extremidades são arredondadas, com um raio de curvatura igual ao raio do cilindro de quartzo original. Cortou-se as extremidades desta peça, resultando em duas peças de quartzo com as dimensões e os formatos desejados.

A parte restante deste pequeno cilindro foi cortado em pedaços menores resultando em pequenos discos de 10 mm de diâmetro por 3 mm de espessura.

Confeccionou-se um suporte metálico em formato cilíndrico com 25,4 mm de diâmetro e com quatro sulcos em sua superfície externa para acomodar quatro destas peças de quartzo. Estas peças foram coladas nestas posições para serem trabalhadas em torno. Esta configuração é mostrada na Figura 3.13.



Figura 3.12 - Ferramenta utilizada para o corte do quartzo



Figura 3.13 - Suporte das peças de quartzo

Em um torno de precisão, utilizado em oficinas de ótica, estas peças de quartzo tiveram então suas superfícies arredondadas através de ferramenta especial e posteriormente descoladas do suporte metálico resultando no formato e dimensões desejados.

Filme de Platina

Para depositar o filme de platina na superfície arredondada do quartzo, utilizou-se um fino pincel levemente umedecido em uma pequena quantidade de solução de platina, (Engelhard Industries Liquid Bright Platinun), de forma a apenas “pintar” a superfície de quartzo com a solução. Deixou-se então secar à temperatura ambiente por 3 horas e depois ao forno a 200°C por 3 horas. Com este processo, o material orgânico volátil da solução é retirado, resultando num fino filme de platina depositado na superfície do quartzo. Em seguida, a temperatura do forno foi elevada a 600 °C e deixada nesta condição por mais 2 horas. Este procedimento é necessário, pois faz com que o quartzo retenha o filme, ou seja, o filme adere firmemente à superfície do quartzo. Depois de esfriado naturalmente à temperatura ambiente, tem-se a superfície da peça de quartzo levemente escurecida. Este procedimento foi repetido 20 vezes, até obter-se um robusto filme de platina sobre a superfície do quartzo. Fios de cobre foram então ligados em bordas opostas do filme com cola condutiva contendo alumínio e grafite. O sensor é parte de um circuito elétrico responsável por mantê-lo à temperatura constante (Figura 3.14).

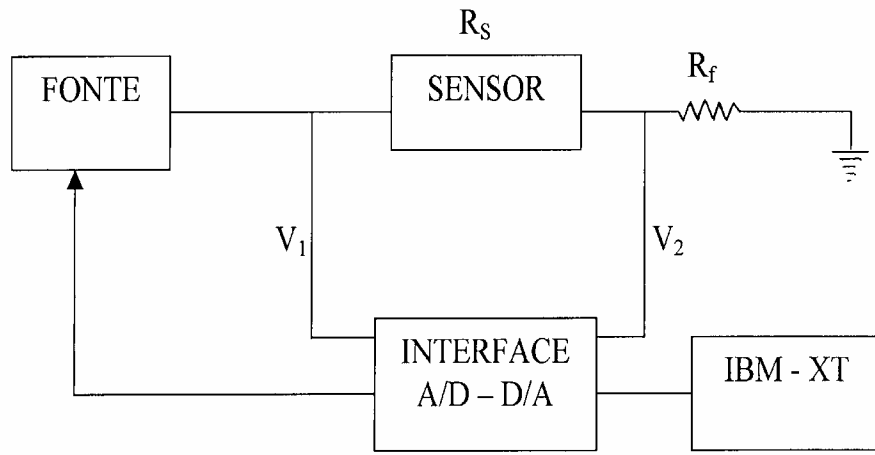


Figura 3.14 - Esquema do circuito elétrico utilizado para controlar a temperatura do sensor.

Um dos fios de cobre do sensor é conectado a uma fonte e o outro fio a um resistor de referência, cujo valor da resistência é conhecida. A corrente da fonte passa através do sensor e da resistência de referência para a extremidade aterrada, isto causa no filme de platina um aquecimento como ocorre com qualquer elemento de resistência. As voltagens antes e depois da sonda, V_1 e V_2 respectivamente, são medidas e armazenadas no microcomputador equipado com a placa de aquisição de dados analógico digital.

Com o valor da resistência conhecida, R_F , a corrente, I , passando através do circuito pode ser calculada por:

$$I = \frac{V_2}{R_F} \quad (3.5)$$

A resistência no sensor, R_S , é dada por:

$$R_S = \frac{(V_1 - V_2)}{I} \quad (3.6)$$

então,

$$R_S = \frac{R_F (V_1 - V_2)}{V_2} \quad (3.7)$$

A temperatura do sensor, T_S , pode ser obtida através de sua resistência, já que verificou-se, através de testes preliminares, um comportamento linear na curva $R_S \times T_S$ como é mostrado na Figura 3.15, para um dos sensores utilizados neste trabalho.

Estes resultados foram obtidos medindo-se com um multímetro HP com precisão de 0,001 A, o valor da resistência do sensor colocado em ambientes onde a temperatura podia ser controlada (forno e banho de água). Este procedimento também serviu para se avaliar a qualidade do sensor, na qual eram descartados os sensores onde esta variação era demasiadamente pequena ou não linear.

No circuito, a temperatura do sensor é então ajustada variando-se a queda de voltagem através deste, por meio da fonte controlada pelo microcomputador

que continuamente monitora a queda de voltagem através do sensor registrando sua temperatura.

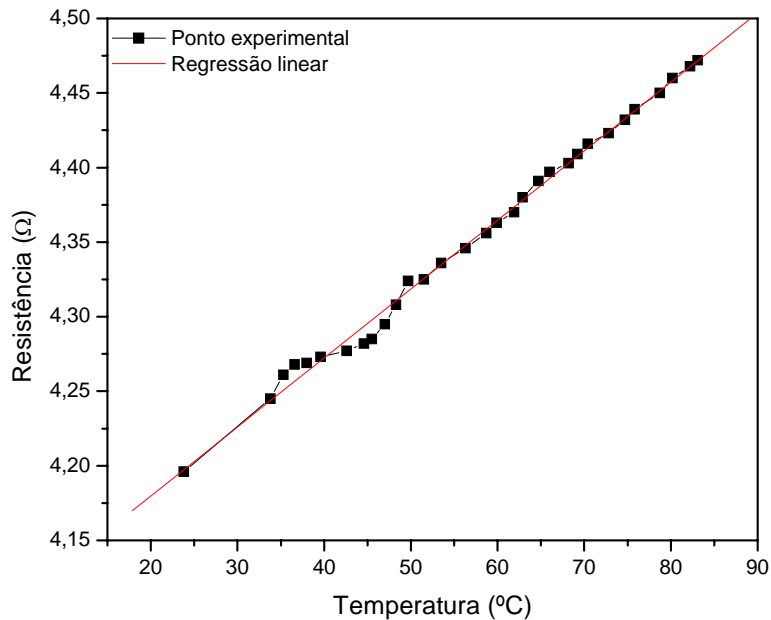


Figura 3.15 - Resistência elétrica do sensor em função da temperatura.

Se a temperatura do sensor é menor que o “set point” a resistência também é inferior. O computador então aumenta a voltagem da fonte a qual volta a elevar a voltagem através do circuito, e conseqüentemente aumentando a temperatura do sensor, voltando ao “set point” desejado. Desta forma, o filme de platina funciona simultaneamente como um aquecedor e como um sensor de temperatura. A todo instante, a potência dissipada pelo filme Q_p , é dada por:

$$Q_p = I(V_1 - V_2) \quad (3.8)$$

Utilizando a equação (3.5) tem-se:

$$Q_p = \frac{V_2(V_1 - V_2)}{R_F} \quad (3.9)$$

e pela Lei de Resfriamento de Newton tem-se que:

$$Q_p = h_\theta A_S (T_S - T_L) \quad (3.10)$$

Das equações (3.5) e (3.6) chega-se a:

$$h_\theta = \frac{V_2(V_1 - V_2)}{A_S R_F (T_S - T_L)} \quad (3.11)$$

onde A_S é a área do sensor e T_L é a temperatura do meio.

O coeficiente local de transferência de calor pode então ser obtido pela equação (3.11), pois todos os valores do lado direito desta equação são obtidos experimentalmente.

Nos experimentos, a temperatura do “set point” foi de 70 °C e a temperatura do cilindro de latão medida pelo termopar (aquecido pela resistência interna) ficou de 1 a 2 °C inferior a do sensor. Este procedimento foi necessário, pois desejava-se minimizar a perda de calor do sensor de platina para o cilindro, otimizando desta maneira a transferência de calor gerado para o meio. Devido ao fato do cilindro de testes ser imerso num meio relativamente abrasivo, ou seja, no meio de partículas fluidizadas e mecanicamente vibradas pelo leito vibro-fluidizado, o sensor de platina, sofria um desgaste constante. Por isto, utilizou-se

um fino filme plástico sobre sua superfície para um maior tempo de vida deste sensor.

Com o sistema (cilindro-sensor) pronto, o objetivo do primeiro ensaio a ser realizado era obter os valores de h_0 no leito fluidizado para uma condição experimental particular, na qual pudesse ser comparado com resultados encontrados na literatura. Estes valores foram então reproduzidos periodicamente durante os experimentos com o objetivo de se avaliar a perda da qualidade do sensor com o tempo de uso. Quando em pelo menos um ponto da curva tinha um desvio superior a 4%, com relação ao mesmo ponto obtido previamente, este era descartado, e um novo sensor era confeccionado e utilizado.

Detalhes relativos à confecção e aferição dos pares termoeletrônicos são apresentados no Apêndice A.

3.5 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

3.5.1 - DETERMINAÇÃO DAS CURVAS CARACTERÍSTICAS E DE DESVIO PADRÃO

A imposição de uma vibração ao sistema é a principal característica que distingue os leitos vibro-fluidizados dos leitos fluidizados. A curva característica permite estudar a influência desta vibração no comportamento fluidodinâmico do leito, consistindo basicamente na relação entre a queda de pressão e a velocidade superficial do ar que percola o leito de partículas.

Nos experimentos realizados, para cada frequência de vibração, o leito de partículas foi primeiramente expandido e depois os valores de queda de pressão foram medidos para valores de vazão de ar decrescentes.

Os valores de aceleração, velocidade e deslocamento às quais o leito estava submetido foram lidos pelo acelerômetro e transmitidos direto para o sistema de aquisição de dados. O valor para a amplitude vibracional foi imposta ao sistema através de uma chave de fixação no excêntrico o qual foi equipado com uma escala pré-calibrada, que permite ajustar sempre na mesma posição o deslocamento vertical do leito. A variação da frequência vibracional foi imposta ao leito através do variador de velocidade do motor.

O medidor de vazão tipo placa de orifício está ligado ao manômetro e ao transdutor de pressão (Auto Tran Incorporated, 0 a 5 psi, suprimento de corrente 12-24 Volts) o qual está ligado ao sistema de aquisição de dados, de forma que pode-se pré selecionar as alturas desejadas e marcá-las no manômetro de coluna d'água facilitando a visualização na fixação da vazão quando manuseando a válvula. O valor da pressão porém, é lido e armazenado pelo sistema de aquisição de dados através do transdutor de pressão ligado à placa e à base do leito. Vale ressaltar que a concordância entre a leitura de pressão da placa armazenada no microcomputador e a fixada no manômetro, em condições estáticas era de 100%, pois o canal foi pré-calibrado. A principal vantagem de se usar este procedimento é a precisão do sistema, pois sob certas condições experimentais, a queda de

pressão na placa e no leito oscilavam muito, impossibilitando leituras simultâneas em manômetros.

As etapas, assim como a instrumentação utilizada estão representadas esquematicamente na Figura 3.16.

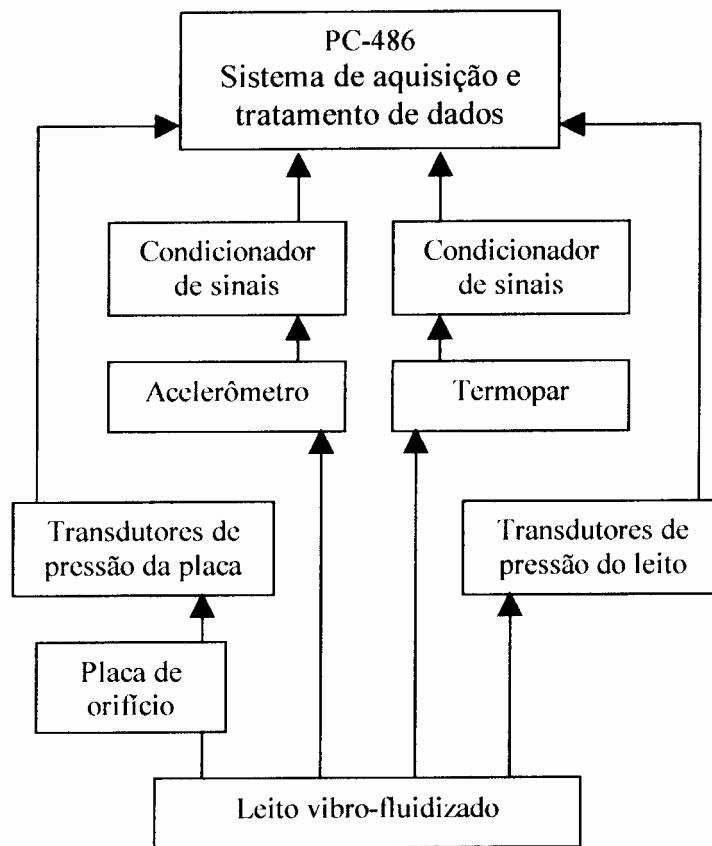


Figura 3.16 - Diagrama de blocos usado no trabalho experimental

Baseando-se em um planejamento experimental realizado previamente, em cada experimento selecionou-se o valor a ser assumido pelas variáveis. Todos

os valores utilizados nos experimentos de fluidodinâmica e de transferência de calor são mostrados na Tabela 3.2, juntamente com as incertezas experimentais da medição de cada variável examinada. No estudo da fluidodinâmica, inicialmente selecionou-se os valores de diâmetro de partícula, altura do leito, amplitude e frequência de vibração. Estes valores foram colocados no sistema, e em seguida abriu-se a válvula e expandiu-se o leito, aumentando-se a vazão até o ponto desejado. Acionou-se então o microcomputador e este registrou o sinal proveniente do transdutor, usando uma frequência de amostragem de 100 Hz para um intervalo de 2 segundos; estes sinais são relativos aos valores da queda de pressão no leito e queda de pressão na placa de orifício.

Em seguida, diminuiu-se a vazão, passando-se para o próximo ponto, quando então, mudava-se a frequência de vibração, fixava-se uma nova vazão e repetia-se todo o procedimento.

Todos experimentos para fluidodinâmica foram realizados de acordo com a ordem dos valores que são apresentados na Tabela 3.2. A mudança nas variáveis também seguiu a ordem da Tabela ou seja, depois de variar-se U , mudava-se e variava-se os valores de f e depois H .

Tabela 3.2 – Valores utilizados para os parâmetros de operação

Parâmetro	Estudo da fluidodinâmica	Estudo da transferência de calor global (Cilindro)	Estudo da transferência de calor global (Esfera)	Estudo da transferência de calor local (Cilindro)	Unidades	Incerteza
Diâmetro de Partícula (d_p)	700	500, 700, 1100	500, 700, 1100	500, 700, 1100	μm	5
Diâmetro da esfera (d_{esf})	***	***	2 ; 2,5 ; 3	***	cm	5×10^{-4}
Altura de leito (H)	7, 9, 11	7, 9, 11	9	9	cm	5×10^{-4}
Adimensional de vibração (Γ)	0; 1,9; 4,4; 6,6	0 a 6,6	0 a 6,6	0 a 3	***	f(Hz) : 0,05 A(m) : 5×10^{-5}
Velocidade do ar (U)	0,8 a 0	0,2 ; 0,3 ; 0,45	0,2 ; 0,3 ; 0,45	0,2 ; 0,3 ; 0,45	m/s	5%
Posição angular no cilindro (Θ)	***	***	***	0° ; 45° ; 90° ; 135° ; 180°	***	***

O “software” do sistema de aquisição de dados calculou a média aritmética dos 200 valores de queda de pressão correspondente a cada ponto experimental e este valor, juntamente com os valores obtidos pelo acelerômetro, foram utilizados em um outro programa, para a elaboração da representação gráfica.

Uma vez que, de acordo com o procedimento experimental, cada valor de queda de pressão representa a média de 200 pontos amostrados com um transdutor de pressão, foi possível calcular a variação destes valores em torno da média, obtendo-se curvas de desvio padrão.

3.5.2 - DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE GLOBAL DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Na execução de cada experimento, inicialmente foram selecionadas as variáveis a serem utilizadas, cujos valores assumidos estão mostrados na Tabela 3.2.

O objetivo é estudar a transferência de calor em três regiões distintas da curva característica para cada tamanho de partícula; a região de leito fixo, a região de leito fluidizado e a região de transição entre leito fixo e fluidizado.

O soprador de ar foi ligado e ajustou-se a vazão necessária para obter a velocidade de ar requerida para expandir o leito até a região fluidizada. Em seguida, foram impostas a amplitude e a frequência vibracional à célula de

medida. O corpo de teste (cilindro ou esfera) foi introduzido no leito e mantido fixo em relação a este por um suporte externo. Através da fonte forneceu-se uma corrente (I) na resistência elétrica interna ao corpo, e todas as temperaturas do sistema foram continuamente monitoradas pelo sistema de aquisição de dados.

Esperou-se a estabilização térmica do sistema, onde assumiu-se o regime permanente quando obteve-se uma variação igual ou menor que $0,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ em 5 minutos. Em seguida mudou-se a frequência, mantendo os outros parâmetros constantes e esperou-se o novo regime. Depois de variar todos os valores de f , mudou-se o valor da velocidade do ar, variando-se f novamente, e assim sucessivamente.

Em todos estes ensaios os valores das temperaturas foram arquivados continuamente através de um “software”, que foi desenvolvido exclusivamente para este trabalho. Este “software” trabalhou em conjunto com duas placas de condicionamento de sinais (Figura 3.17).

Cada placa possui 8 canais, sendo uma responsável pelos termopares tipo K e a outra pelos termopares tipo J. Acoplado no mesmo gabinete, um indicador de temperatura varre continuamente os canais selecionados mostrando a temperatura instantânea no referido canal. No final do experimento obtém-se um arquivo no formato TXT com todas as temperaturas em função do tempo referente a todo o experimento. A Figura 3.18 apresenta um exemplo do gráfico mostrado pelo “software” obtido em testes preliminares.



Figura 3.17 – Foto da placa de aquisição das temperaturas

No arquivo fornecido pelo programa obtém-se as temperaturas com o sistema em regime o qual foram utilizadas para o cálculo dos coeficientes térmicos e, juntamente com os demais parâmetros, foi possível a elaboração dos gráficos necessários para análise.

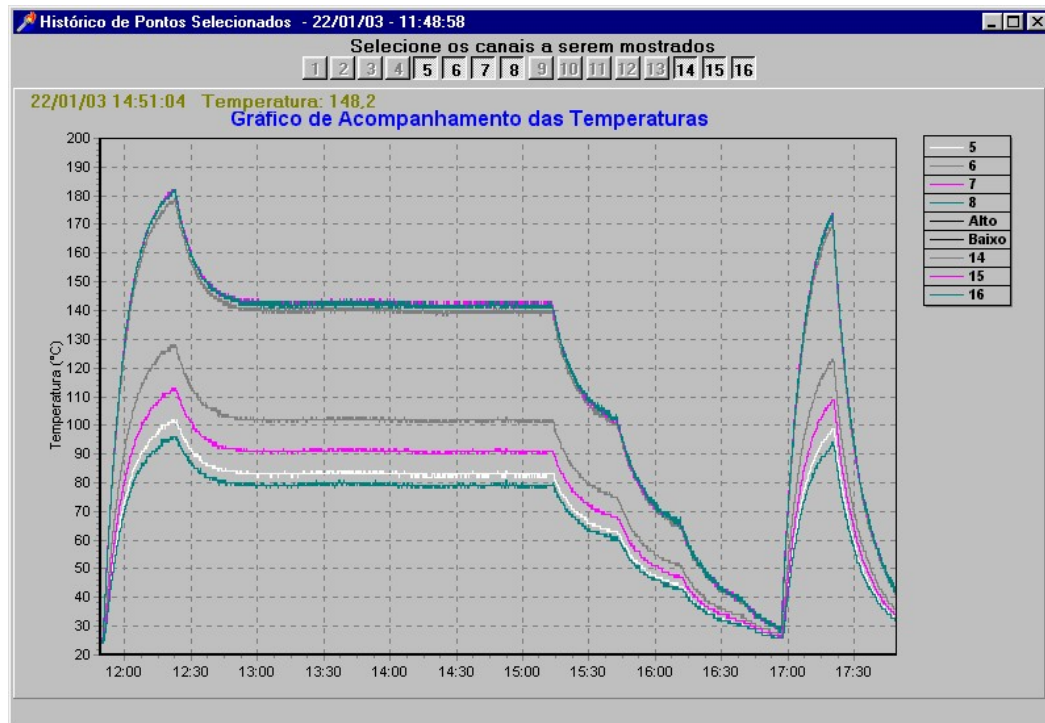


Figura 3.18 – Exemplo de gráfico apresentado pelo “software”

3.5.3 - DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE LOCAL DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Durante todos os experimentos para a obtenção do coeficiente local de transferência de calor (h_0), o cilindro de teste localizava-se no centro geométrico da célula de medida e, a distância entre o eixo do cilindro e placa distribuidora foi de $4,5 \times 10^{-2}$ m. A Figura 3.19 mostra as posições angulares onde foi posicionado o sensor de platina dentro do leito, em função da direção do fluxo de ar.

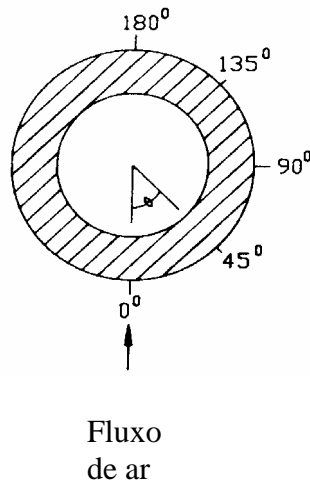


Figura 3.19. Posições angulares na qual h_{θ} foi obtido.

Na execução de cada experimento, inicialmente foram selecionados os valores das variáveis a serem utilizadas, mostradas na Tabela 3.2.

O soprador de ar foi ligado e ajustou-se a vazão necessária para obter a velocidade de ar requerida para expandir o leito até a região fluidizada. Em seguida, foram impostas a amplitude e a frequência vibracional à célula de medida. O cilindro de teste equipado com o sensor de platina foi introduzido no leito e mantido fixo em relação a este por um suporte externo. Vale ressaltar que nesta etapa o sensor já está posicionado no ângulo θ pré-estabelecido. Este sensor está ligado ao computador através do circuito elétrico já mencionado (Figura 3.14) destinado a mantê-lo a uma temperatura constante. A Figura 3.20 mostra a ligação destes componentes. O circuito com a fonte estão protegidos dentro de

um gabinete plástico e ligado ao microcomputador através de uma interface de comunicação serial RS422 / RS232.

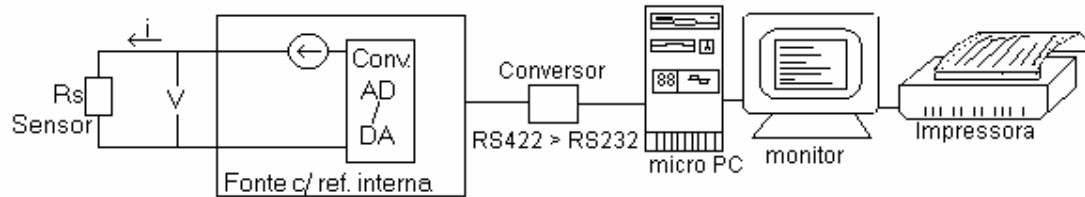


Figura 3.20 – Esquema da ligação do circuito ao microcomputador

No computador, um “software” produzido exclusivamente para este fim, tem a finalidade de fazer o controle deste “set point”. A Figura 3.21 mostra o diagrama de trabalho do “software”.

O “software” foi elaborado em linguagem Delphi e tem como parâmetros de entrada algumas características do sensor:

- a função $R_S(T_S)$,
- a área e ,
- sua temperatura de “set point”.

No Apêndice B é mostrada a listagem da parte principal do programa desenvolvido e a Figura 3.22 mostra a “rosto” deste programa.

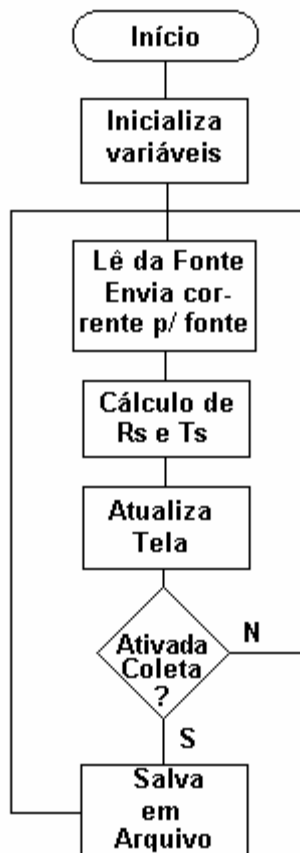


Figura 3.21 – Diagrama do “software” para manter o sensor em temperatura constante

Além dos dados do sensor, é necessário na alimentação do programa, o incremento de corrente na qual ele fará o “looping”. Durante o trabalho o “software” mostra todas as temperaturas envolvidas no sistema bem como as correntes na qual o sensor está sendo submetido.



Figura 3.22 - Programa de monitoração do “set point” do sensor

Nos experimentos desejava-se que todo o calor do sensor fosse perdido para o leito, para isto enviou-se uma corrente (I) na resistência elétrica interna ao corpo para que sua temperatura fosse próxima ao “set point”. Esta temperatura foi medida pelo termopar localizado na superfície do cilindro a 2 mm do sensor.

Em todos os experimentos, a junção do termopar utilizado para medir a temperatura do leito ficava fixada sempre na mesma posição dentro do leito de partículas. Esta fixação feita através de um suporte externo permitiu que as

distâncias entre esta junção e o distribuidor, e entre a junção e o corpo submerso, fossem sempre as mesmas.

O “software” apresentou como resultado direto (além dos valores de temperatura e corrente), o valor do coeficiente local de transferência de calor para a referida condição experimental. Uma vez obtido este valor com o sistema em regime, mudou-se uma das variáveis e repetiu-se o mesmo procedimento.

Vale ressaltar que o valor de temperatura de “set point” do sensor foi de 70 °C em todos os experimentos e a diferença máxima obtida entre esta temperatura e a temperatura do cilindro foi de 2 °C.

O sensor em uso foi calibrado constantemente para verificação da validade da função $R_s(T_s)$, certificando-se precisão na medida. Quando esta calibração apresentava um desvio máximo, maior que 5% comparado a função original, este sensor era descartado e um novo era utilizado com a referida função.

Os procedimentos desenvolvidos e adotados para a obtenção dos coeficientes global e local de transferência de calor mostraram-se bastante adequados para os objetivos propostos no trabalho, permitindo a obtenção destes coeficientes os quais são apresentados e discutidos no próximo capítulo.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Este capítulo está dividido em dois itens. No primeiro são apresentados os testes preliminares necessários para o início do estudo da fluidodinâmica do leito; os dados de queda de pressão em função da velocidade do ar, através das curvas características, e a análise dos dados para o leito fluidizado e vibro-fluidizado, através dos resultados de desvio padrão da queda de pressão do leito para diferentes condições experimentais. O segundo, o estudo de transferência de calor é subdividido em três partes; testes preliminares, coeficiente global de transferência de calor e coeficiente local de transferência de calor.

No primeiro, os corpos de provas são testados em convecção natural e forçada. Em seguida, a análise do comportamento do coeficiente global é feita em função do diâmetro de partícula, do adimensional de vibração e tamanho e forma do corpo submerso. E por último, o coeficiente local é estudado para diferentes posições angulares dentro do leito de partículas.

Todos os parâmetros de operação utilizados neste trabalho (vide Tabela 3.2) e os dados experimentais obtidos, estão contidos nos Apêndices, e em cada sub-ítem apresentado serão detalhados exemplos destes dados.

4.1 – FLUIDODINÂMICA

4.1.1 – TESTES PRELIMINARES

Uma dos primeiros resultados obtidos após o término da construção do leito vibro-fluidizado diz respeito à aferição da placa de orifício e a verificação da perda de carga no distribuidor.

A Figura 4.1 mostra o resultado da aferição da placa de orifício que foi realizada utilizando-se um medidor tipo venturi como padrão. O resultado experimental obtido mostra boa concordância, e foi possível obter um bom ajuste através da equação, $Q = 0,30.(\Delta H)^{1/2}$, com Q em m³/min e ΔH em cm de água.

Com a placa de orifício aferida foi possível obter a curva de perda de carga em função da velocidade do ar no distribuidor construído para o leito. A Figura 4.2 mostra o resultado obtido cujos valores podem ser bem representados pela equação, $(\Delta P)^{1/2} = 72,09811 \cdot U$, com ΔP em N/m² e U em m/s.

Estas duas equações foram necessárias para facilitar a análise dos dados de perda de carga em função da vazão quando o leito estava com partículas.

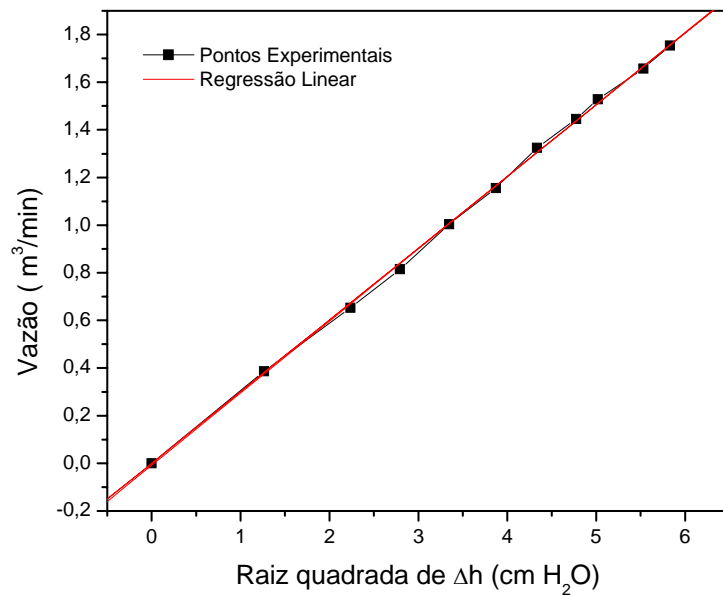


Figura 4.1 – Curva de aferição da placa de orifício

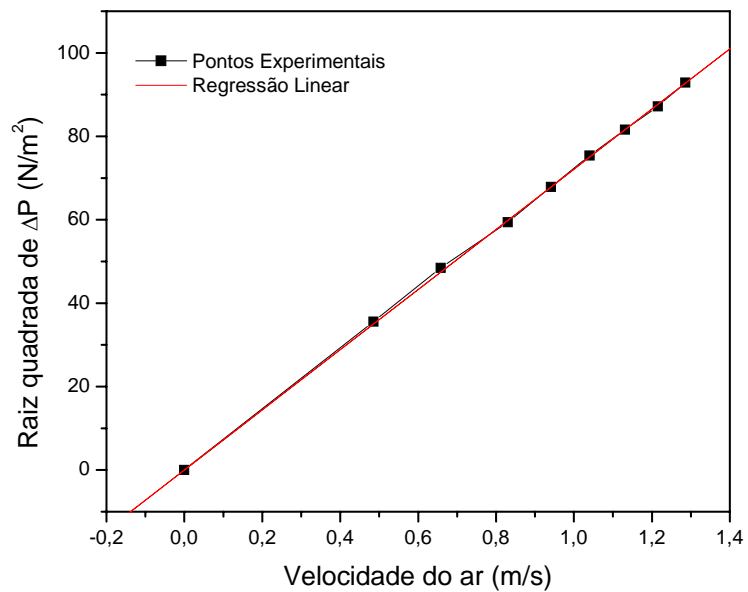


Figura 4.2 – Perda de carga em função da velocidade do ar no distribuidor

4.1.2 – CURVAS CARACTERÍSTICAS E DE DESVIO PADRÃO

Os valores experimentais de queda de pressão em função da velocidade superficial do ar (na qual será adotado o termo genérico de curva característica) foram obtidos para três diferentes valores de altura de leito estático 7×10^{-2} , 9×10^{-2} e 11×10^{-2} m e quatro diferentes valores do adimensional de vibração, 0 ; 1,9 ; 4,4 e 6,6, onde as variáveis foram manipuladas segundo procedimento descrito no item 3.6.1.

Nesta parte do trabalho utilizou-se apenas as partículas de diâmetro médio de 700 μm , portanto todos os gráficos a seguir referem-se a este diâmetro.

A fluidodinâmica foi estudada com a finalidade de verificar os aspectos dinâmicos do leito construído com relação à oscilação da queda de pressão do leito.

Inicialmente, foram determinadas curvas características do leito sem vibração. Estas curvas são semelhantes às de um leito fluidizado pois este é uma condição particular do vibro-fluidizado. Na Figura 4.3, para altura de 7×10^{-2} m, pode-se identificar facilmente as três regiões bem distintas da curva característica. A região de leito fixo, que se resume numa queda de pressão proporcional a velocidade superficial do ar; a região de transição entre o leito fixo e o leito fluidizado e a região fluidizada, caracterizada pela queda de pressão constante com valores crescentes da velocidade do ar.

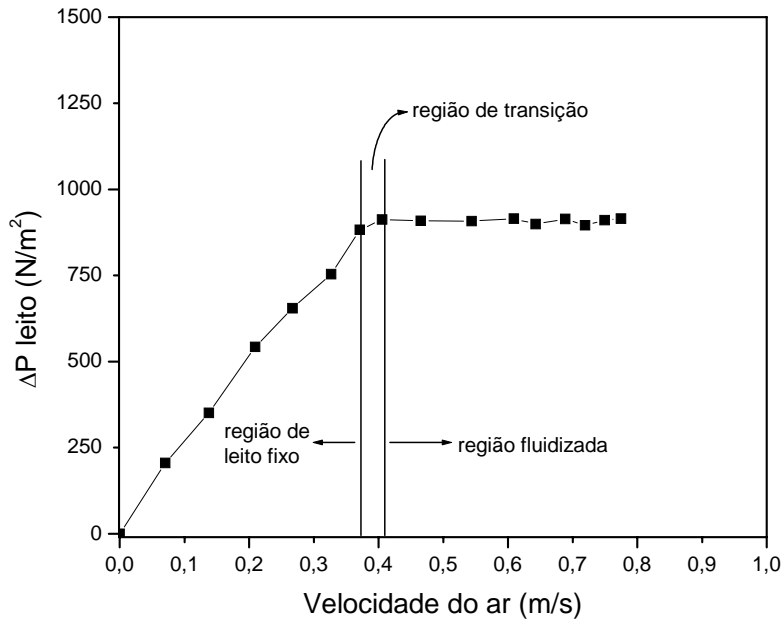


Figura 4.3 – Curva característica do leito fluidizado, $H = 7 \times 10^{-2} m$

Para as demais alturas estudadas, as curvas características de fluidização tiveram comportamento similar. Na Figura 4.4 verifica-se que as quedas de pressão para altura do leito de $7 \times 10^{-2} m$ são menores do que para as alturas de $9 \times 10^{-2} m$ e $11 \times 10^{-2} m$. O aumento da queda de pressão com a altura é esperado fisicamente, pois um aumento na massa de sólidos que contém o leito, requer uma força maior do ar para suspender esta massa de sólidos.

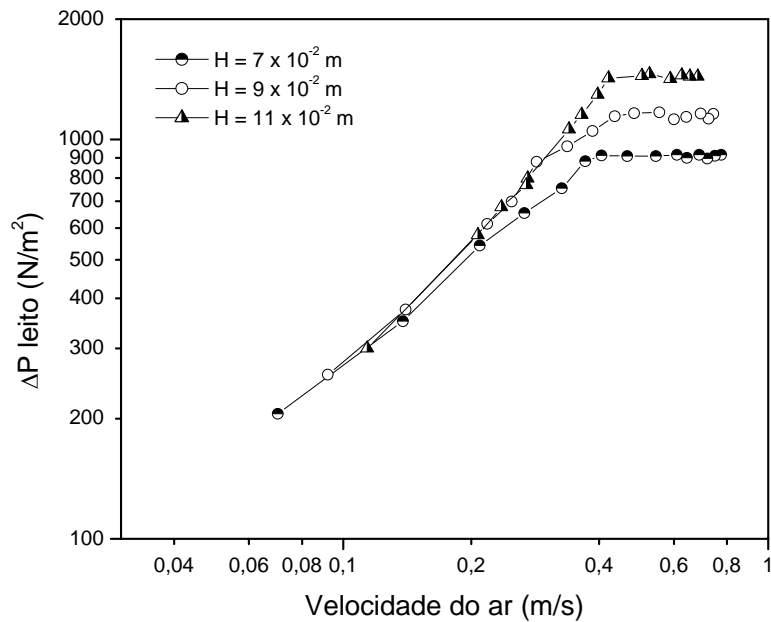


Figura 4.4 – Curvas características do leito fluidizado, parametrizadas nas alturas de leito

Na Figura 4.5, é apresentado o comportamento da queda de pressão do leito quando submetido à vibração, para altura de leito de $7 \times 10^{-2} \text{ m}$. As curvas apresentaram aproximadamente o mesmo comportamento fluidodinâmico nos três valores de Γ estudados. Estas curvas são semelhantes às encontradas na literatura, e perfazem uma boa reprodução dos três diferentes tipos de curvas que se pode obter em um leito vibro-fluidizado (Figura 2.1 – STRUMILLO e PAKOWSKI, 1980), e percebe-se que são nitidamente influenciadas pela

imposição das vibrações. Verifica-se que a queda de pressão diminui na região fluidizada quando comparadas com a queda de pressão no sistema sem vibração.

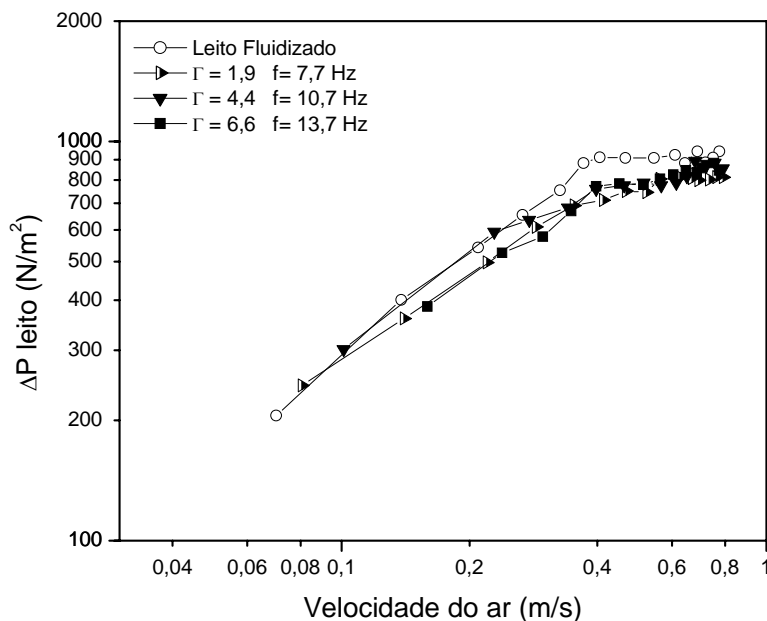


Figura 4.5 – Curvas características do leito fluidizado parametrizadas em Γ e f para a altura de 7×10^{-2} m

Esta diminuição da queda de pressão, porém, não foi verificada por GARIM e FREIRE (1998) que também trabalharam com partículas esféricas de vidro ($1100 \mu\text{m}$) em um leito vibro-fluidizado porém de geometria retangular com altura de leito estático de 9×10^{-2} m. Na Figura 4.6 observa-se nos resultados por eles obtidos um comportamento oposto ao encontrado neste trabalho, ou seja,

verifica-se um aumento da queda de pressão na região de leito fixo quando comparada com a curva do leito fluidizado.

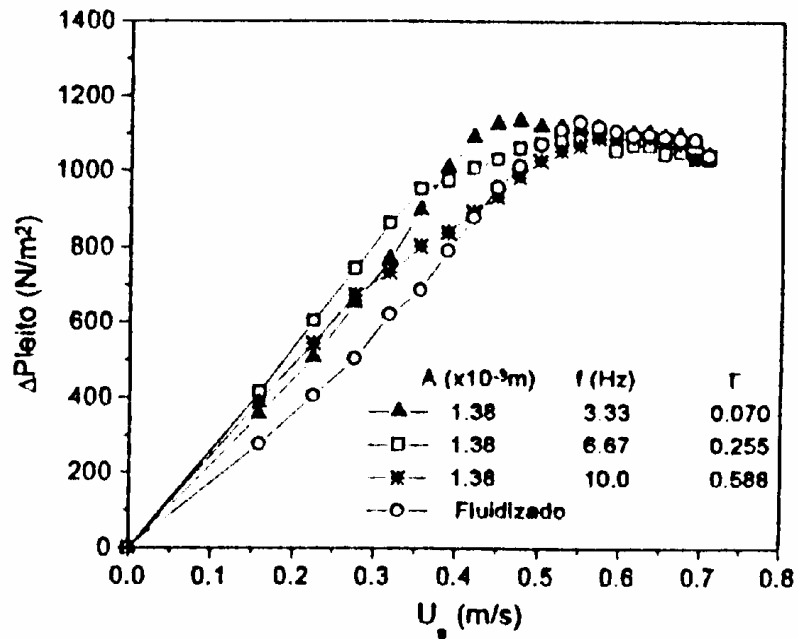


Figura 4.6 - Curvas características parametrizadas em Γ , $d_p = 1100 \mu\text{m}$, $H = 9 \times 10^{-2} \text{m}$ (GARIM e FREIRE, 1998)

Isto pode ser explicado pelo fato que, para intensidades vibracionais onde a aceleração vibracional é maior que a gravitacional, verifica-se uma expansão do leito de partículas, ao contrário do que acontece para Γ menor que a unidade, onde verifica-se nos resultados obtidos por GARIM e FREIRE (1998) uma compactação do leito de partículas.

Na Figura 4.7 observa-se que a altura do leito tem um efeito significativo no comportamento fluidodinâmico do sistema. Pode-se dizer que para um valor constante do adimensional de vibração, uma vazão de ar maior suporta um maior número de sólidos, os quais tornam-se menos influenciados pelas vibrações, isto reduz a contribuição da vibração na sustentação da camada mais leve e explica a pouca influência da vibração para altura de 7×10^{-2} m. Nesta altura de leito a força exercida pelo fluido sobre a camada no ponto onde a velocidade é 0,58 m/s, é igual ao peso da mesma, de tal forma que a força vibracional não mais contribui na sustentação da camada e as vibrações a partir deste ponto apenas favorecem uma melhor qualidade da fluidização.

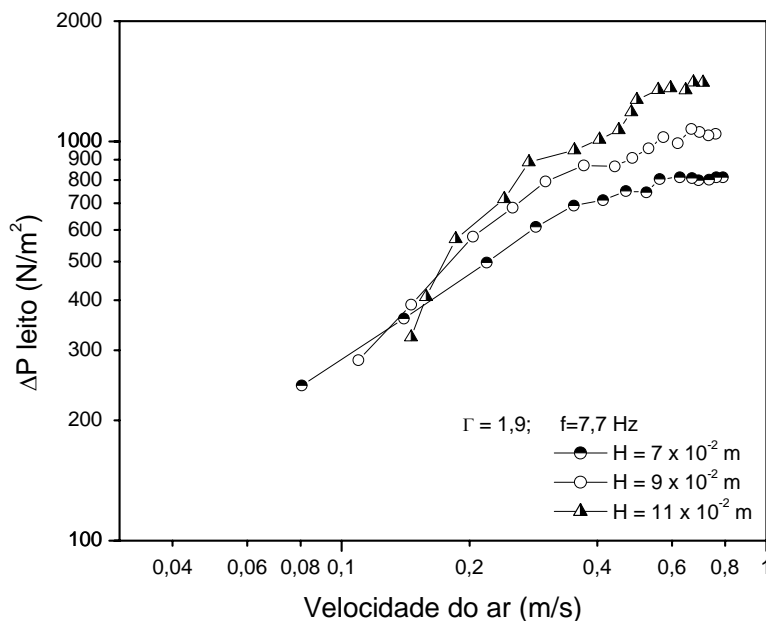


Figura 4.7 - Curvas características parametrizadas na altura de leito, $\Gamma = 1,9$

Uma comparação deste resultado com a curva característica do leito fluidizado para esta altura de leito (7×10^{-2} m) pode ser verificado na Figura 4.5.

Uma vez que, de acordo com o procedimento experimental, cada valor de queda de pressão representa a média de 200 pontos amostrados com um transdutor de pressão, foi possível calcular a variação destes valores em torno da média, obtendo-se curvas de desvio padrão relacionadas com as da Figura 4.7, as quais estão representadas na Figura 4.8.

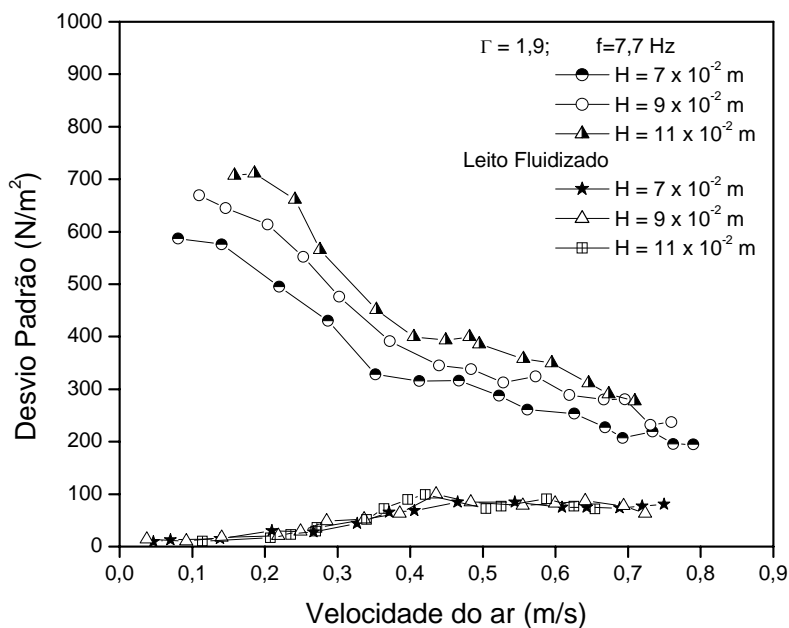


Figura 4.8 - Curvas de desvio padrão para leito fluidizado e vibro-fluidizado parametrizadas na altura do leito

Nesta figura também estão representados os valores de desvio padrão para o leito fluidizado nas diferentes alturas de leito, onde percebe-se que para estes leitos as flutuações nos valores de queda de pressão independem da altura do leito. Os valores máximos destas flutuações ocorrem na região fluidizada e o valor não excede 10% da queda de pressão no ponto correspondente, como pode ser observado para a altura de 7×10^{-2} m, cuja curva característica está representada na Figura 4.3. Porém com a presença de vibrações isto não ocorre, o que não é possível de ser verificado apenas pelas curvas características.

Através da Figura 4.8 pode-se verificar uma tendência de queda no valor do desvio padrão com o aumento da velocidade do ar. Isto pode ser explicado pelo fato de que, para baixos valores de velocidade do ar, a força vibracional exerce uma influência maior nas características fluidodinâmicas do leito do que a força exercida pelo escoamento de ar. Os altos valores do desvio padrão encontrados para baixas velocidades podem estar relacionados com possíveis efeitos de ressonância, fazendo com que o deslocamento vertical da camada de sólidos atinja valores elevados que refletem nos valores de desvio padrão. De uma maneira geral, pode-se afirmar que as vibrações verticais provocam uma maior oscilação de pressão do leito, que é continuamente atenuada pelo aumento da força exercida pelo escoamento de ar que de certa forma, tende a “sustentar” de maneira cada vez mais intensa o leito de partículas. Porém para o $\Gamma < 1$ estas oscilações são menores. A Figura 4.9 mostra uma comparação do desvio padrão

parametrizado em Γ com os resultados obtidos neste trabalho e os obtidos por GARIM e FREIRE (1998).

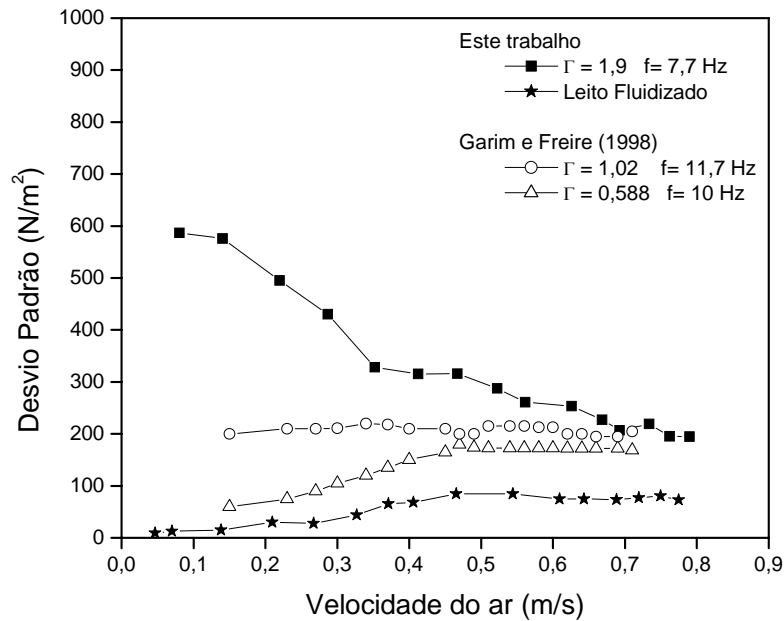


Figura 4.9 - Curvas de desvio padrão deste trabalho e as obtidas por GARIM e FREIRE (1998) para $H = 7 \times 10^{-2}$ m

Comparando-se estes resultados, percebe-se que, para valores de $\Gamma < 1$ existe uma tendência de alta nos valores de desvio padrão com o aumento da velocidade do ar até 0,45 m/s como pode ser visto para $\Gamma = 0,588$. Neste caso, para vibrações menos intensas, a combinação da vibração com a velocidade do ar tende a aumentar a oscilação de pressão e não a atenuar, como acontece para $\Gamma =$

1,9. Nesta comparação percebe-se que esta mudança na tendência da curva ocorre justamente para $\Gamma = 1$, pois verifica-se que o valor obtido por GARIM e FREIRE (1998) para $\Gamma = 1,02$ mostra o valor do desvio padrão praticamente constante, ou seja quando a aceleração vibracional é igual a aceleração gravitacional, a flutuação de pressão praticamente independe da velocidade do ar (para $U \neq 0$).

Esta queda no valor do desvio padrão com o aumento da velocidade do ar, obtida neste trabalho, também foi observada para valores diferentes de Γ numa altura fixa, como pode ser verificado na Figura 4.10.

Percebe-se que não há uma diferença considerável nos valores de desvio padrão encontrados nesta condição experimental, principalmente entre os valores de 4,4 e 6,6 do adimensional de vibração. Uma importante constatação é que a frequência vibracional menor, no caso 7,7 Hz, resultou em maiores valores para o desvio padrão, porém até a velocidade de 0,5 m/s, isto porque frequências maiores provocam uma maior expansão do leito deixando-o menos suscetível a oscilação no valor da queda de pressão. Após a velocidade de 0,5 m/s não houve uma diferença considerável entre as curvas, tendo todas aproximadamente o mesmo comportamento. Este resultado reforça a explicação de que o aumento da velocidade do ar atenua o efeito da vibração e, neste gráfico, verifica-se que esta atenuação independe da intensidade vibracional, ou seja, independente do valor de Γ , acima de um certo valor de U observa-se a mesma tendência para desvio padrão no leito.

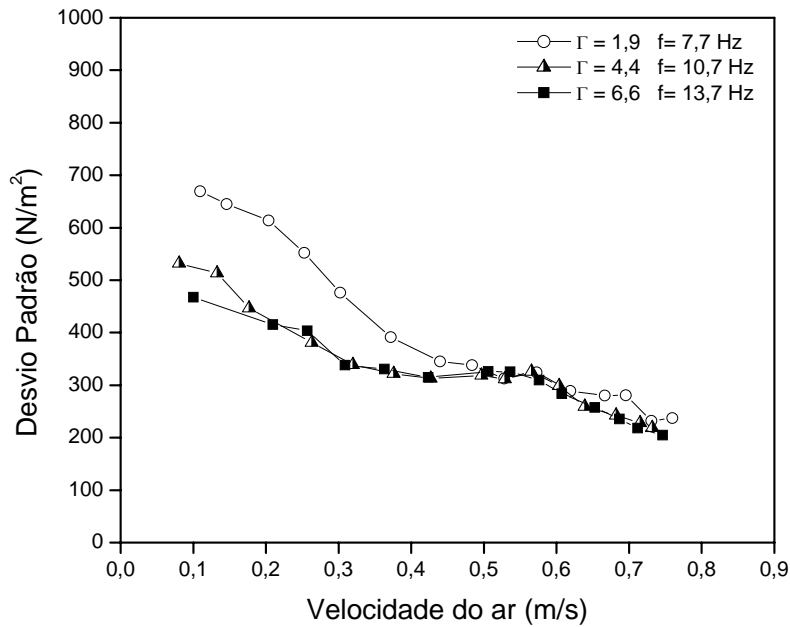


Figura 4.10 - Curvas de desvio padrão para leito vibro-fluidizado parametrizadas em Γ para $H = 9 \times 10^{-2}$ m

Na Figura 4.11 são apresentadas as curvas características e de desvio padrão para uma condição experimental particular. Observa-se na curva característica que até a velocidade de 0,3 m/s há um aumento da perda de carga na camada vibrada, não fluidizado, quando o ar é percolado através da camada. No ponto onde a velocidade é de 0,3 m/s há uma redução no aumento da perda de carga, isto representa a passagem gradual do estado não fluidizado para o fluidizado, sem qualquer perda de pressão adicional requerida para a manutenção da camada expandida. Nesta condição a curva de desvio padrão mostra a intensa

oscilação no valor da queda de pressão, que é diminuída linearmente à medida que a velocidade do ar aumenta.

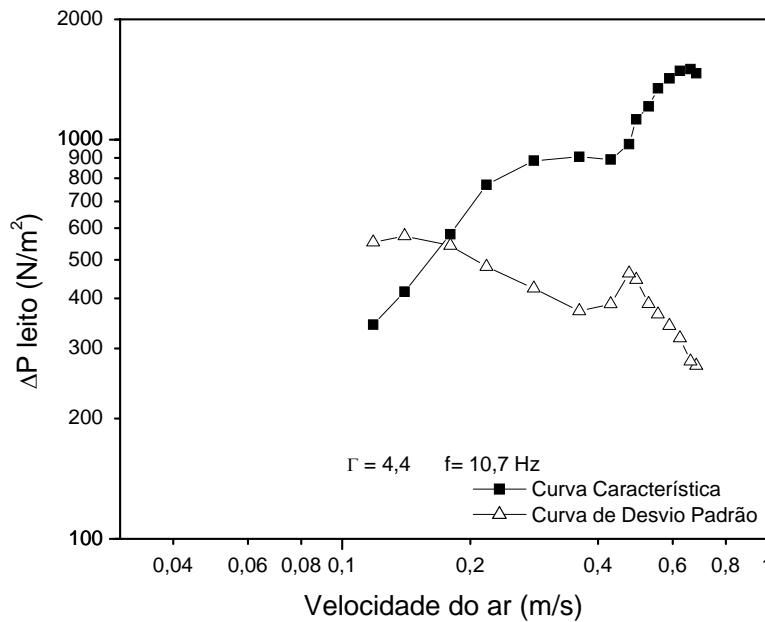


Figura 4.11 - Curva característica e de desvio padrão para o leito vibro-fluidizado para $H=11 \times 10^{-2}$ m

Ainda, desta figura verifica-se que quando a velocidade do ar aumenta de 0,3 m/s para 0,4 m/s, a perda de carga permanece praticamente constante. Nesta região, percebe-se uma pequena mudança na tendência da curva de desvio padrão, que tende a uma menor velocidade de queda à medida que se aproxima da velocidade de 0,4 m/s. Este comportamento parece estar relacionado com as mudanças que ocorrem no movimento das partículas, na formação de bolhas, na

porosidade e na permeabilidade do leito neste estágio, necessitando de uma melhor análise experimental. Pode-se dizer que, nesta região, todas estas variáveis em conjunto provocam uma mudança na resistência do leito ao escoamento de ar que por sua vez interfere nos fenômenos de troca térmica. Acima da velocidade de 0,5 m/s a velocidade do ar é responsável pelo acentuado aumento da queda de pressão e, conseqüentemente na queda do valor do desvio padrão devido à menor influência que a vibração passa a ter na sustentação da camada de sólidos. A partir destas observações pode-se dizer que as curvas de desvio padrão são capazes de proporcionar um maior entendimento do comportamento fluidodinâmico do leito vibro-fluidizado, e adicionam informações que não são detectáveis só com a análise das curvas características.

Demais resultados experimentais para a queda de pressão no leito e do desvio padrão são apresentados no Apêndice C.

Após os estudos relacionados à análise das curvas características e de desvio padrão no contexto do leito vibro-fluidizado construído para este trabalho, partiu-se então para os estudos de transferência de calor, onde os coeficientes foram obtidos nas mesmas condições experimentais usadas nesta etapa, os quais são apresentados a seguir.

4.2 – TRANSFERÊNCIA DE CALOR

4.2.1 – TESTES PRELIMINARES

Um dos primeiros resultados obtidos na parte do estudo que se refere a transferência de calor, diz respeito aos desvios das temperaturas lidas pelos termopares no sistema. A verificação destes desvios, cujo procedimento foi descrito no item 3.5.2, é necessária para se averiguar a precisão dos resultados das leituras das temperaturas.

A Figura 4.12 apresenta os resultados da concordância entre a temperatura armazenada pelo sistema de aquisição de dados e a temperatura padrão no poço de calibração e um comportamento linear dos valores. Esta Figura, refere-se ao termopar que foi posicionado a 2 mm do sensor de platina e montado na superfície do cilindro utilizado para a obtenção do coeficiente local de transferência de calor. Quando analisado ponto a ponto (Figura 4.13), observa-se para este termopar, que os desvios não excederam 0,5 % na faixa de temperatura de trabalho. Vale ressaltar que este resultado refere-se a verificação final, ou seja, foi obtido após todas as aferições do sistema (aferição dos termopares e aferição dos canais).

Os resultados para os demais termopares do sistema encontram-se no Apêndice D.

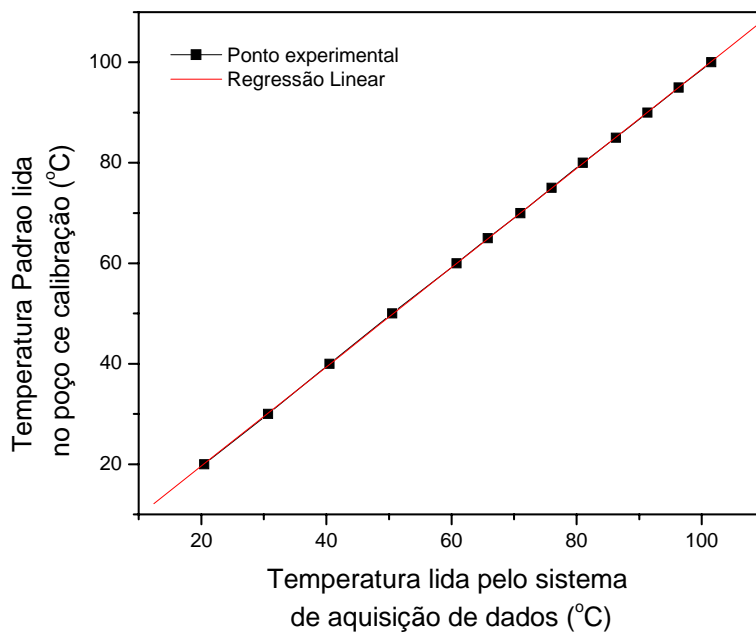


Figura 4.12 – Concordância entre as temperaturas lidas pelo sistema

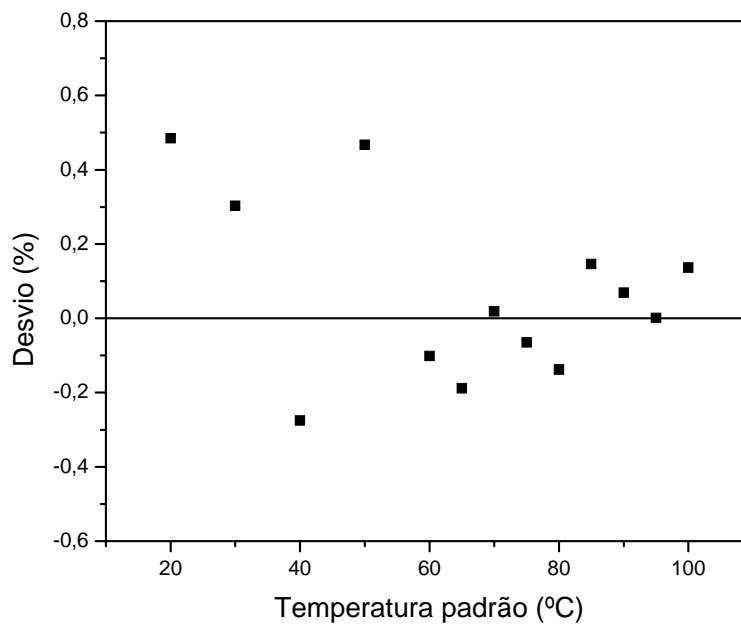


Figura 4.13 – Desvio entre as temperaturas lidas pelo sistema

Alguns testes preliminares foram realizados para averiguar as condições de trabalho dos corpos de teste, visando a análise da adequação do modelo de aleta infinita aos pontos experimentais. A Figura 4.14 apresenta o resultado obtido para uma condição experimental específica ($d_p = 1100 \mu\text{m}$, $U = 0,45 \text{ m/s}$ e $\Gamma = 1,9$) para o cilindro, onde verifica-se que o perfil de aleta infinita representa bem o perfil axial térmico da peça de teflon.

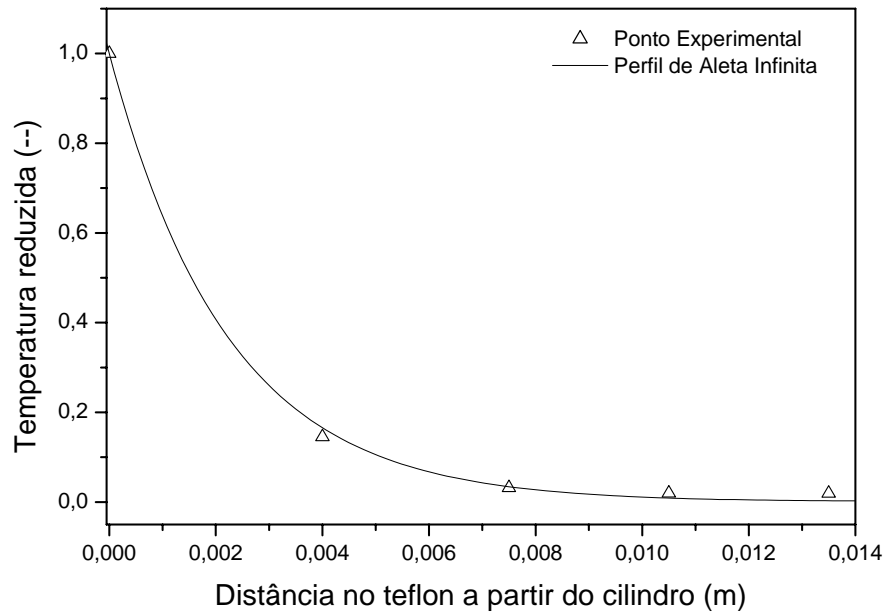


Figura 4.14 – Adequação do modelo de aleta infinita aos pontos experimentais

As duas peças de teflon na extremidade do cilindro são idênticas geometricamente, diferindo apenas por um furo axial interno em uma delas por

onde passam os fios dos termopares que saem por dentro da haste de fenolite, juntamente com o fio ligado à resistência. Para se verificar uma possível diferença na temperatura entre as peças, realizou-se testes medindo-se as temperaturas ao longo das duas peças de teflon com o sistema em regime permanente. Nenhuma diferença nas leituras dos termopares foi detectada, assegurando assim perdas térmicas iguais nas extremidades do cilindro.

Nos corpos de teste desejava-se a ausência de gradiente térmico interno, ou seja, pretendia-se fazer com que toda resistência à transferência de calor estivesse localizada na película externa do aquecedor e não no interior do mesmo, obtendo-se uniformidade no aquecimento. Esta hipótese porém é aceitável se o número de Biot é menor que 0,1. Para esta verificação, fez-se testes para averiguar o coeficiente de transferência de calor para convecção natural.

Convecção Natural

Na literatura, encontram-se várias correlações para convecção natural em esferas e cilindros horizontais. Selecionou-se as correlações mais referenciadas, e com os dados experimentais obtidos no sistema, obteve-se o coeficiente de transferência de calor para estas geometrias. A Tabela 4.1 mostra as correlações utilizadas.

Tabela 4.1 – Correlações empíricas para convecção natural

Geometria	Correlação	Restrições	Autores
1 Cilindro horizontal	$Nu^{0,5} = 0,6 + 0,387 \left[\frac{Gr Pr}{1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{9,16}} \right]^{1,6}$	$10^{-5} < GrPr < 10^{12}$	CHURCHILL e CHU (1975)
2 Cilindro horizontal	$Nu = 0,36 + \frac{0,518 \cdot (GrPr)^{1,4}}{1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{9,16}}^{1,4}$	$10^6 < GrPr < 10^9$	CHURCHILL e CHU (1975)
3 Cilindro horizontal	$Nu = 0,158 (GrPr)^{1,3}$	***	AL-ARABI e SALMAN (1980)
4 Cilindro horizontal	$Nu = \left\{ 0,60 + \frac{0,387 Ra^{1,6}}{1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{9,16}} \right\}^{2,27}$	$Ra < 10^{12}$	CHURCHILL e CHU (1975)
5 Esfera	$Nu = 2 + 0,43 (GrPr)^{1,4}$	$1 < Gr < 10^{15}$	YUGE (1960)
6 Esfera	$Nu = 2 + \frac{0,589 Ra^{1,4}}{1 + \left(\frac{0,469}{Pr} \right)^{9,16}}^{1,4}$	$Pr > 0,7$ $Ra < 10^{11}$	CHURCHILL (1983)

Os testes para convecção natural foram realizados para quatro valores de diferença de temperatura ambiente-corpo de testes (ΔT): 60, 80, 100 e 120°C. Os resultados estão mostrados na Figura 4.15 e na Figura 4.16 para cilindro e esfera respectivamente.

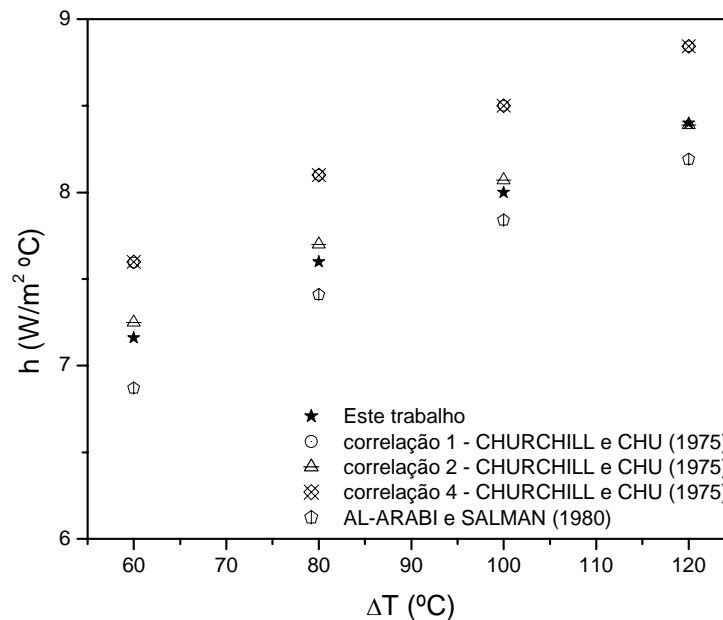


Figura 4.15 – h em função de ΔT para cilindro, resultados experimentais e da literatura

Verifica-se nas Figuras 4.15 e 4.16 que em ambas as geometrias, os dados experimentais deste trabalho e os previstos pelas correlações, apresentam uma tendência de alta nos valores do coeficiente de transferência de calor em convecção natural para valores crescentes da diferença de temperatura entre o

corpo de testes e a temperatura ambiente em ar quiescente. Esta tendência também pode ser verificada quando a análise é feita para diferentes diâmetros do corpo de teste como é mostrado na Figura 4.16 para as esferas.

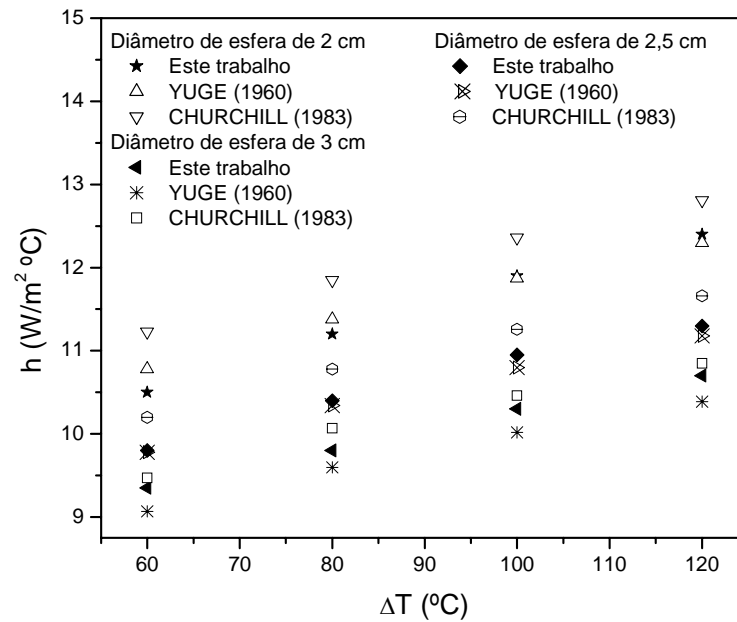


Figura 4.16 - h em função de ΔT para esfera, resultados experimentais e da literatura

Os desvios entre os coeficientes obtidos neste trabalho e os previstos pelas correlações, pode ser verificado na Figura 4.17 e Figura 4.18 para cilindro e esfera respectivamente.

Pode-se dizer que os dados experimentais obtidos neste trabalho estão em concordância com os previstos na literatura, devido ao fato dos desvios estarem

dentro da faixa prevista pelos respectivos autores. Verifica-se na Figura 4.17 para o cilindro uma tendência de queda do desvio com o aumento de ΔT . Esta tendência pode ser observada para todas as correlações estudadas para esta geometria, diferindo apenas na intensidade da queda do referido desvio. A correlação que melhor respondeu aos dados experimentais deste trabalho foi a correlação 2, de CHURCHILL e CHU (1975), onde para $\Delta T=120^{\circ}\text{C}$ apresentou um desvio desprezível.

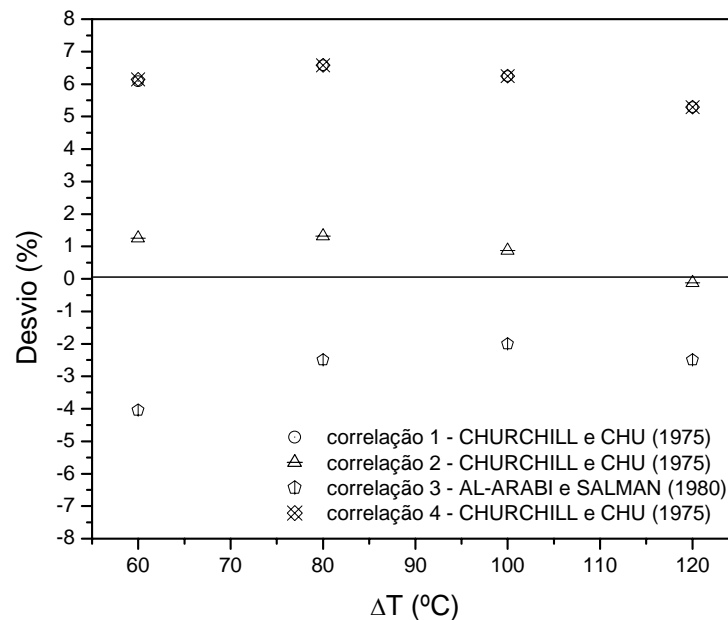


Figura 4.17 – Desvio dos dados experimentais com as correlações para cilindro

Para a geometria esférica, verifica-se na Figura 4.18 que o comportamento do desvio não é o mesmo obtido na geometria cilíndrica, ou seja, existe uma

tendência de queda do desvio com o aumento de ΔT para todas as correlações. Uma análise geral revela que uma tendência de queda para os desvios positivos. Nos desvios negativos não existe uma tendência clara mas sim uma pequena oscilação nos valores.

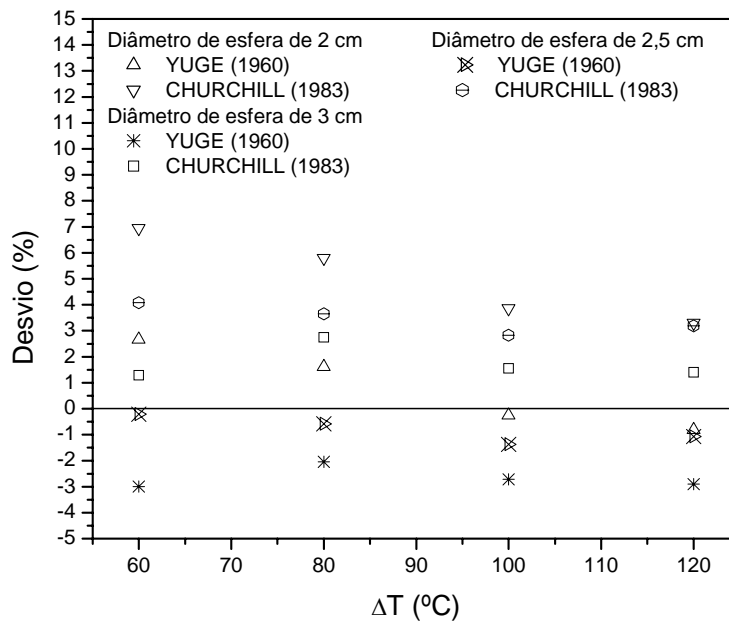


Figura 4.18 – Desvio dos dados experimentais com as correlações para esferas

Quando a análise é feita com relação ao diâmetro das esferas verifica-se que na correlação de YUGE (1960) que para ΔT menores (60 e 80°C) a esfera de 2,5 cm de diâmetro apresentou desvios muito pequenos, enquanto que para ΔT maiores (100 e 120°C) a esfera menor é que apresentou menores desvios. A

correlação de CHURCHILL (1983) apresentou um comportamento mais linear, ou seja, apresentou todos os desvios positivos, com uma tendência de queda com o aumento de ΔT e quando analisado para um ΔT fixo verifica-se desvios diminuem com aumento do diâmetro da esfera.

A faixa de erros prevista para todas as correlações propostas por CHURCHILL e CHU (1975) é de $\pm 10\%$ e segundo HOLMAN (1983) estas correlações estão entre as mais utilizadas na literatura para estimar valores de coeficientes de transferência de calor em convecção natural. Com estes valores é possível então calcular o número de Biot dos corpos de testes, obtendo-se um valor de $8,6 \times 10^{-4}$ para o cilindro e 2×10^{-4} ; $2,4 \times 10^{-4}$ $2,7 \times 10^{-4}$ para as esferas de 2; 2,5 e 3 cm de diâmetros, respectivamente. Portanto a hipótese de uniformidade no aquecimento do corpo de testes é comprovada, o que sugere um baixo valor para a razão entre a resistência térmica interna dos corpos de testes e a resistência térmica na sua camada limite.

Percebe-se que existem diferenças consideráveis entre os valores obtidos pelas várias correlações. Vale ressaltar que de uma forma geral não se deve considerar as correlações para convecção natural e forçada como verdade absoluta. Elas servem apenas para dar uma idéia dos desvios com os dados experimentais. Cada correlação é razoável dentro de um certo conjunto de condições, e segundo INCROPERA e DEWITT (1998) para a maioria dos cálculos de engenharia não se deve esperar uma incerteza menor que 20%.

Convecção Forçada

Uma vez obtidos os resultados para convecção natural, decidiu-se repetir os experimentos com os corpos dentro do leito sem partículas. O leito com a capacidade de se obter vários valores para a velocidade do ar, funcionou como um túnel de vento onde o corpo de teste foi colocado no centro geométrico deste leito a uma distância de 8 cm da placa distribuidora. A diferença de temperatura entre o corpo de testes e do ar dentro do leito foi mantida em aproximadamente 100°C. Da mesma forma como no caso da convecção natural, selecionou-se as correlações mais utilizadas na literatura para convecção forçada. A Tabela 4.2 mostra as correlações utilizadas.

Com os dados experimentais obtidos no sistema, obteve-se o número de Nusselt para diferentes números de Reynolds. Estes resultados são mostrados nas Figuras 4.19 e 4.20 para cilindro e esferas respectivamente.

Na Figura 4.19 para a geometria cilíndrica, verifica-se que para a correlação de ZHUKAUSKAS (1972), os números de Reynolds não são os mesmos das demais correlações. Isto se deve ao fato desta correlação utilizar as propriedades à temperatura do fluido, (exceto Pr_{sup} que é estimado a temperatura da superfície do corpo), enquanto que as demais correlações são estimadas a temperatura de filme. Isto fornece um valor diferente para o número de Reynolds.

Tabela 4.2 – Correlações empíricas para convecção forçada

	Geometria	Correlação	Restrições	Autores
1	Cilindro horizontal	$Nu = C.R_e^m . Pr^n \left(\frac{Pr}{Pr_{sup}} \right)^{1/4}$	$1 < Re < 10^6$ $0,7 < Pr < 500$	ZHUKAUSKAS (1972)
2	Cilindro horizontal	$Nu = 0,3 + \frac{0,62.R_e^{1/2} . Pr^{1/3} \left[1 + \left(\frac{R_e}{282000} \right)^{5/8} \right]^{4/5}}{\left[1 + \left(\frac{0,4}{Pr} \right)^{2/3} \right]^{1/4}}$	$Re.Pr > 0,2$	CHURCHILL e BERNSTEIN (1977)
3	Cilindro horizontal	$Nu = C.R_e^m . Pr^{1/3}$	$0,4 < Re < 4 \times 10^5$	HILPERT (1933)
4	Cilindro horizontal	$Nu_{\theta}(\theta = 0) = 1,15.R_e^{1/2} . Pr^{1/3}$	$Pr > 0,6$	KAYS e CRAWFORD (1980)
5	Esfera	$Nu = 2 + \left(0,4.R_e^{1/2} + 0,06.R_e^{2/3} \right) Pr^{0,4} \left(\frac{\mu}{\mu_{sup}} \right)^{1/4}$	$0,71 < Pr < 380$ $3,5 < Re < 7,6 \times 10^4$	WHITAKER (1972)

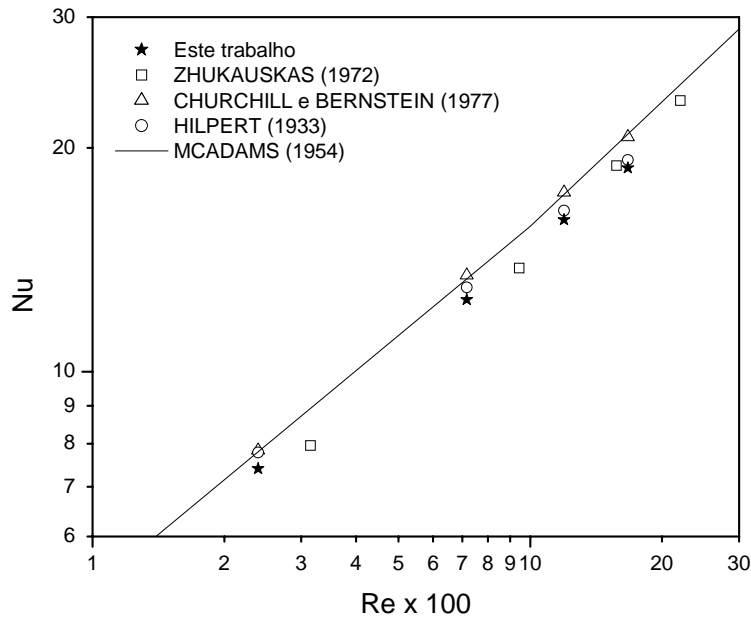


Figura 4.19 – Nu em função de Re para cilindro para diferentes autores

A curva de MCADAMS (1954) na Figura 4.19 refere-se a uma curva resultante do comportamento de Nu em função de Re para convecção forçada em cilindro horizontal de vários autores. Esta curva, retirada do livro de MCADAMS (1954) e mostrada na íntegra na Figura 4.21, abrange uma ampla faixa de Reynolds e os resultados obtidos neste trabalho quando inseridos nesta figura coincidem com a curva apresentada, dificultando a visualização dos pontos devido a amplitude das escalas do referido gráfico.

Na Figura 4.20 verifica-se os resultados obtidos neste trabalho para os três diâmetros de esfera com os de WHITAKER (1972), que foi a única correlação

utilizada para convecção forçada em esferas. Observa-se que os resultados experimentais respeitaram o comportamento linear esperado para deste tipo de gráfico (Log Nu x Log Re) e representaram bem os resultados previstos pela correlação.

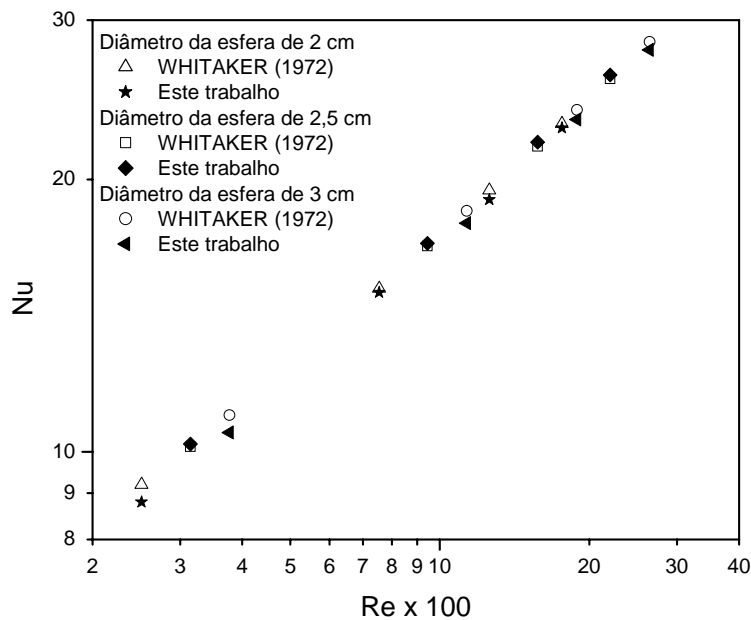


Figura 4.20 - Nu em função de Re para esfera, resultados deste trabalho e de WHITAKER (1972)

Os desvios entre os coeficientes obtidos neste trabalho e os previstos pelas correlações, podem ser verificados nas Figuras 4.22 e 4.23 para cilindro e esfera, respectivamente. Verifica-se que todos os desvios estão dentro da faixa de validação destas correlações que é de 10%.

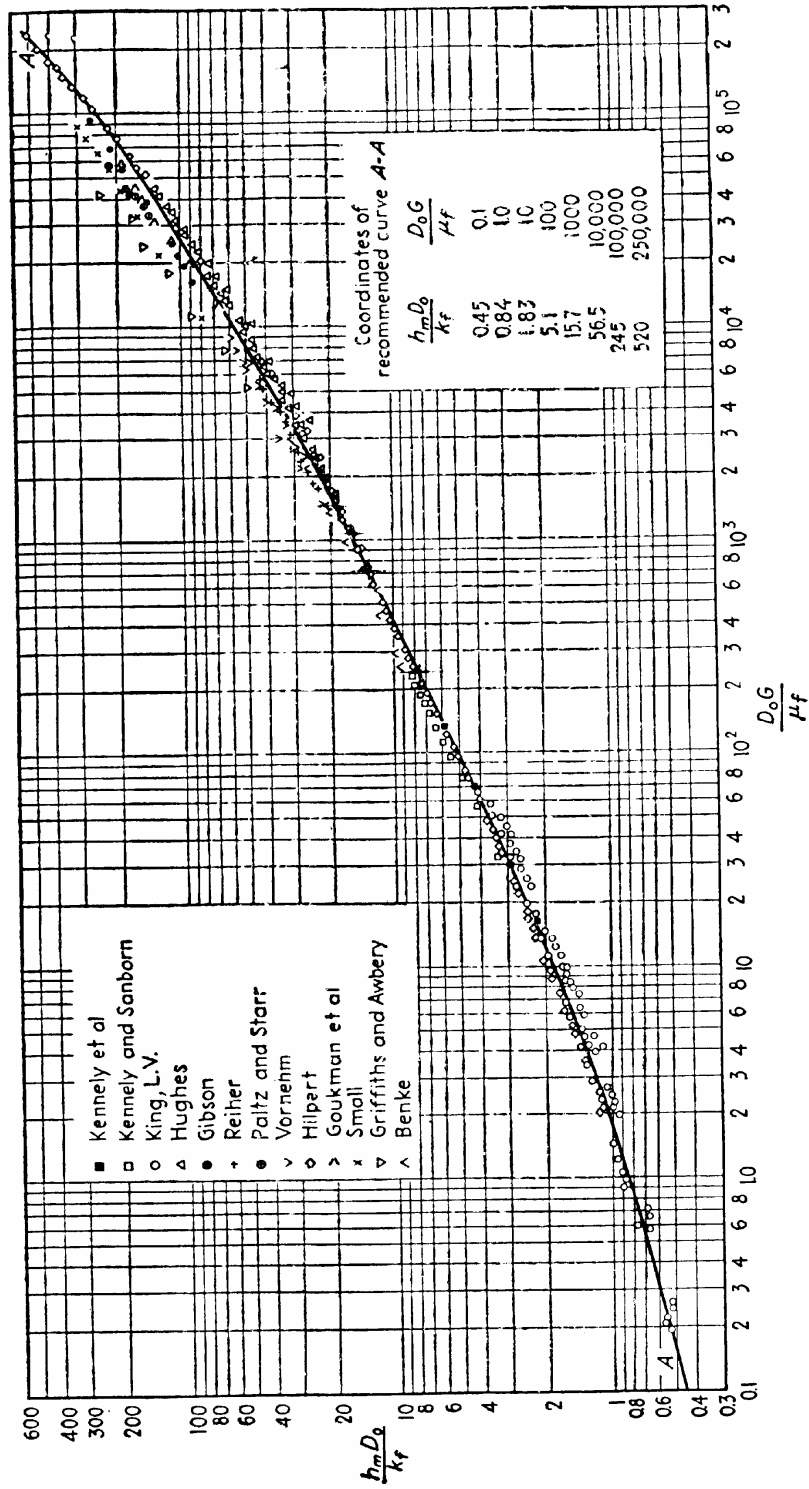


Figura 4.21 – Nu em função de Re para convecção forçada em cilindro horizontal (MCADAMS (1954))

A correlação de ZHUKAUSKAS (1972) não foi utilizada para o cálculo do desvio na Figura 4.22 devido ao fato do número de Reynolds ser diferente como já mencionado. Para as demais correlações verifica-se um comportamento inverso no que diz respeito a tendência dos desvios com o aumento do número de Reynolds.

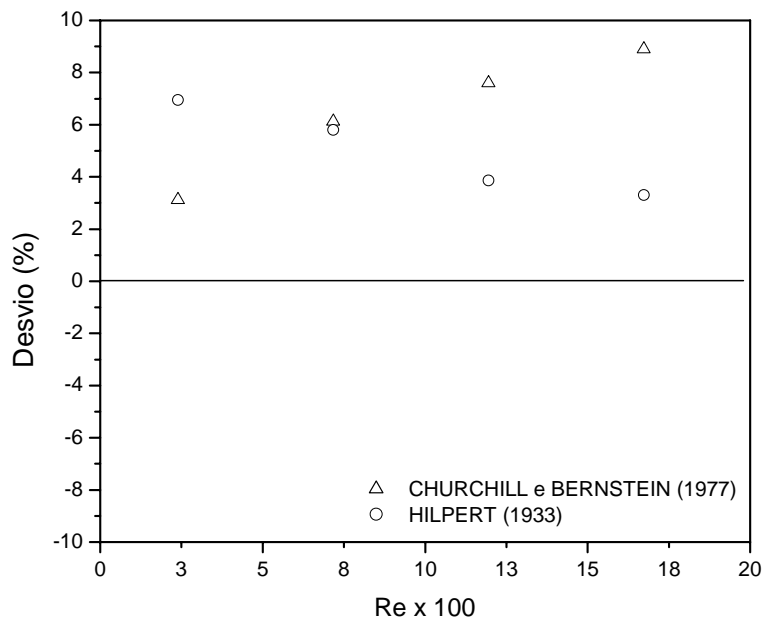


Figura 4.22 – Desvio dos resultados experimentais com as correlações para cilindro

Enquanto que na correlação de CHURCHILL e BERNSTEIN (1977) verifica-se um aumento do desvio, na correlação de HILPERT (1933) verifica-se

uma queda, demonstrando claramente as diferenças entre estas duas correlações, porém respeitando o desvio máximo de 10% entre elas.

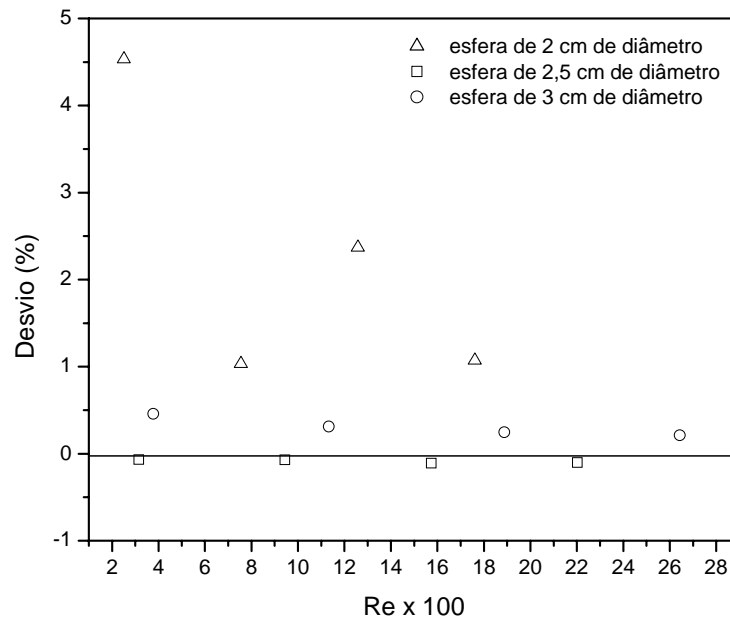


Figura 4.23 – Desvio dos resultados experimentais com a correlação de WHITAKER (1972)

Para as esferas, verifica-se na Figura 4.23 que a correlação de WHITAKER (1972) representou quase que exatamente o comportamento de Nu com Re para a esfera de 2,5 cm, ou seja, o desvio neste caso foi praticamente desprezível. Para os demais diâmetros verificou-se que menores números de Reynolds apresentaram maiores desvios entre as correlações.

Testes com o sensor de platina

Para verificar sua precisão, o sensor de platina (montado no cilindro) foi usado para obter o coeficiente de transferência de calor em convecção natural e convecção forçada. No primeiro caso, o coeficiente foi obtido no ar quiescente e temperatura ambiente. No segundo caso, os dados de transferência de calor em convecção forçada, foi medido com o cilindro em um escoamento de ar. Como nos casos descritos anteriormente, o cilindro equipado com o sensor foi colocado no centro geométrico do leito sem partículas e a uma distância de 8 cm da placa distribuidora. Variou-se a velocidade do ar no leito e obteve-se o coeficiente de transferência de calor (fornecido pelo programa computacional de aquisição de dados) conforme procedimento descrito na seção 3.6.3.

Na literatura encontrou-se apenas uma correlação para Nu local para convecção forçada (correlação de KAYS e CRAWFORD (1980) mostrada na Tabela 4.2) cuja restrição e condição se aproximasse das condições experimentais deste trabalho. Esta correlação, no entanto, refere-se apenas ao ponto de estagnação ($\theta = 0$) do cilindro horizontal. A Figura 4.24 mostra a comparação dos resultados experimentais obtidos neste trabalho com o valor previsto pela referida correlação e a Figura 4.25 os respectivos desvios. Vale ressaltar que as posições angulares no cilindro referem-se as aquelas mostradas na Figura 3.24.

Verifica-se na Figura 4.24 que os resultados experimentais obtidos neste trabalho, no ponto de estagnação do cilindro, são sempre um pouco menores que

os previstos na correlação de KAYS e CRAWFORD (1980) em toda a faixa do número de Reynolds estudado, porém os desvios apresentados (Figura 4.25) não ultrapassaram 2%, estando portanto dentro da faixa prevista para esta correlação que é de 10%.

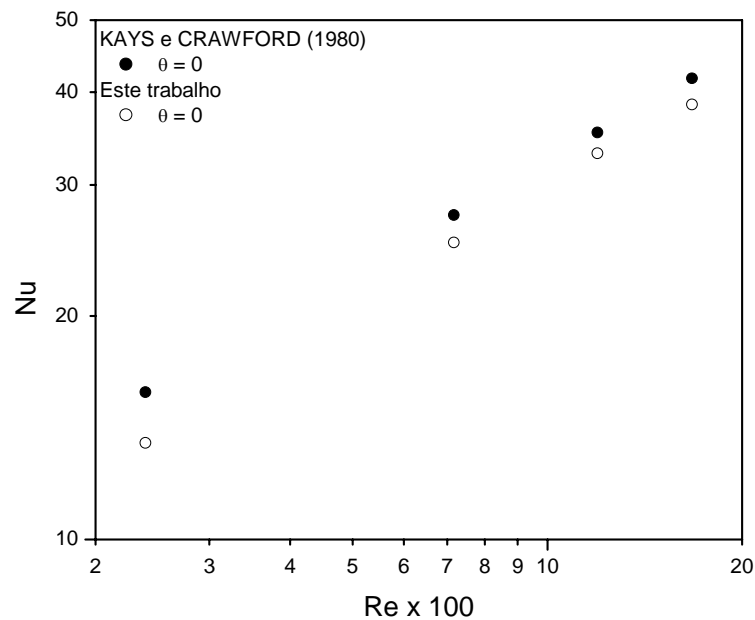


Figura 4.24 – Nu em função de Re, resultados experimentais deste trabalho e de KAYS e CRAWFORD (1980)

A Figura 4.26 mostra os resultados para as demais posições angulares, inclusive para convecção natural na qual refere-se a $Re = 0$. Verifica-se um comportamento de queda no valor de Nusselt com a posição angular para todos os valores de Re estudados e para convecção natural ($Re = 0$).

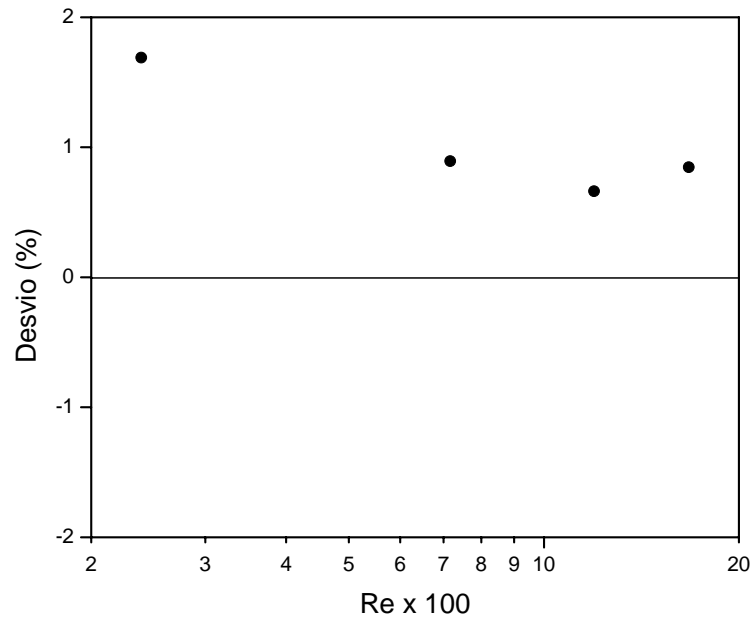


Figura 4.25 – Desvio dos resultados experimentais com a correlação de KAYS e CRAWFORD (1980)

Este comportamento no entanto só é válido em “toda” a semicircunferência do cilindro, ou seja do ponto de estagnação ($\theta = 0^\circ$) ao topo do cilindro ($\theta = 180^\circ$), para convecção natural e para $Re = 239$. Para números de Reynolds maiores que 717, esta queda no valor do número de Nusselt existe até 135° , já que os valores desse adimensional obtidos para 180° não apresentaram diferenças significativas com os valores obtidos a 135° . Pode-se dizer que estes resultados revelam a forte influência da natureza da camada limite na superfície do cilindro. Para uma posição angular fixa, em $\theta = 0^\circ$ por exemplo, com o

aumento de Re ocorre uma redução na espessura da camada limite que conseqüentemente acaba por provocar um aumento nas taxas de transferência de calor nesta região. Esta espessura no entanto é aumentada a medida que se desloca para regiões angulares maiores. Pode-se dizer que para θ maior que 135° , encontra-se uma região de esteira, ou seja, uma região de vórtices, que acaba por influenciar, diminuindo as taxas de transferência de calor nestas regiões.

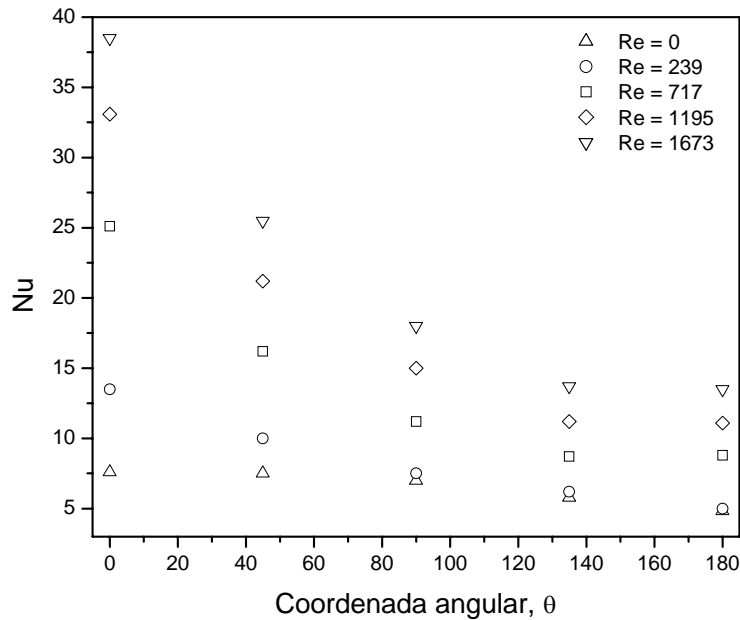


Figura 4.26 – Nusselt local em função da posição angular parametrizado em Re

Vale ressaltar que esta análise só é verdadeira para convecção forçada, ou seja, a troca térmica neste caso é exclusivamente entre a superfície do cilindro e o

fluido, ou seja, troca de calor por convecção, o que não ocorre no leito fluidizado que pelo fato de ter partículas em contato com a superfície do corpo adiciona-se a componente condutiva nesta troca térmica.

Objetivando-se uma análise também com relação aos coeficientes globais de transferência de calor (h_G), calculou-se o valor destes coeficientes partindo dos valores locais (h_θ) obtidos experimentalmente com o cilindro equipado com o sensor de platina. Para tanto utilizou-se a seguinte expressão:

$$h_G = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n h_{\theta_j} \quad (4.1)$$

onde, j denota o número de posições angulares ao redor do cilindro.

Como o sistema é simétrico, os respectivos valores de h_θ em 45° , 90° e 135° são iguais nas mesmas posições do lado oposto do cilindro, permitindo desta forma fazer $n = 8$ na equação (4.1). Através desta expressão obteve-se os valores dos números de Nusselt globais a partir dos valores locais para o leito sem partículas os quais são mostrados na Figura 4.27. Nesta figura estão incluídos também os valores do número de Nusselt globais obtidos com cilindro equipado com termopares cujo procedimento para a obtenção do coeficiente global foi mostrado no item 3.6.2.

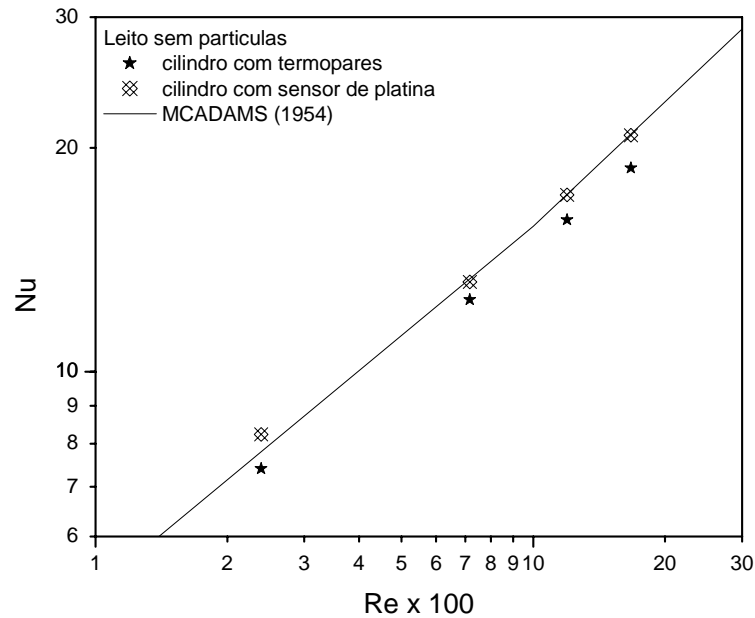


Figura 4.27 - Valores globais de Nu no leito sem partículas em função de Re para os dois cilindros de testes

A curva de MCADAMS (1954) para convecção forçada em cilindro horizontal foi adicionada apenas para referência com relação aos dados da literatura.

Para o leito sem partículas verifica-se que em ambos os cilindros o valor do coeficiente global obtido apresenta pequenos desvios com relação a curva de McAdams.

Apesar das condições geométricas serem idênticas nos experimentos realizados com os dois cilindros, acredita-se que o pequeno desvio existente entre

os resultados do coeficiente global obtido entre estes cilindros, deve-se ao fato de pequenas variações nas condições experimentais dos respectivos experimentos, como por exemplo a diferença de temperatura entre o corpo e o ar, e a própria temperatura do ar que foi diferente nos respectivos experimentos, já que a linha de alimentação de ar estava a sujeita à variação da temperatura ambiente e do aquecimento natural do soprador e da linha pelo tempo de contínua operação.

De uma forma geral, pode-se afirmar que os resultados obtidos nos testes preliminares de convecção natural e convecção forçada, os dois cilindros (com o sensor e sem o sensor) e as três esferas foram satisfatórios. Desta forma, estes corpos foram considerados em condições de trabalho para os estudos de transferência de calor em leito vibro-fluidizado.

4.2.2 – COEFICIENTE GLOBAL

4.2.2.1 – CILINDRO

Os valores experimentais do número de Nusselt para o cilindro foram obtidos em função do adimensional de vibração, da altura de leito e do diâmetro de partícula. E os valores utilizados para estes parâmetros, que foram mostrados na Tabela 3.2, foram manipulados segundo procedimento descrito no item 3.6.2. O adimensional de vibração Γ usado para correlacionar os dados foi o RMS calculado a partir da aceleração do sistema (medida pelo acelerômetro) dividida pela aceleração da gravidade.

As velocidades em que foram determinados os coeficientes de transferência de calor foram escolhidas por situarem-se próximas as três regiões distintas da curva característica de leito fluidizado, região de leito fixo, região de mínima fluidização e região de queda de pressão constante. Procurou-se selecionar valores nas quais era possível a fluidização de no mínimo, três diâmetros de partículas diferentes para cada velocidade.

A Figura 4.28 mostra o comportamento do número de Nusselt (Nu) em função do adimensional de vibração, tendo como parâmetro o número de Reynolds. Estão incluídos na figura os valores de Nu obtidos no leito fluidizado, o qual corresponde à condição do adimensional de vibração igual a 0. Entre os resultados encontrados na literatura, os de MALHOTRA e MUJUMDAR (1985) foram os que mais se aproximaram dos obtidos neste trabalho. Estes pesquisadores utilizaram um cilindro horizontal imerso num leito vibro-fluidizado retangular composto de partículas de vidro de 670 μm , com altura de leito de 10 cm e $Re = 250$.

Verifica-se que para os valores de Re de 239 e 358, encontra-se uma acentuada elevação no valor de Nu para $\Gamma = 1,4$, porém na curva de $Re = 538$ o valor máximo de Nu encontra-se em $\Gamma = 1,8$. Pode-se afirmar que, nesta condição experimental, maior circulação de partículas ocorre para valores maiores de Γ à medida que a velocidade do ar aumenta. Na mesma figura, para $Re = 538$ percebe-se que o acréscimo em Nu é menor quando comparado com os outros

dois valores de números de Reynolds, isto mostra que maiores velocidades de ar provocam uma dependência menor do adimensional Nu com a vibração. Este comportamento de atenuação do efeito da vibração em Nu com o aumento da velocidade do ar no leito é resultado do que foi verificado nas curvas de desvio padrão, ou seja, verificou-se na Figura 4.10 que com o aumento da velocidade do ar, o leito “sente” cada vez menos a vibração e que acima de 0,5 m/s o leito não distingue o valor da intensidade vibracional a qual está submetido.

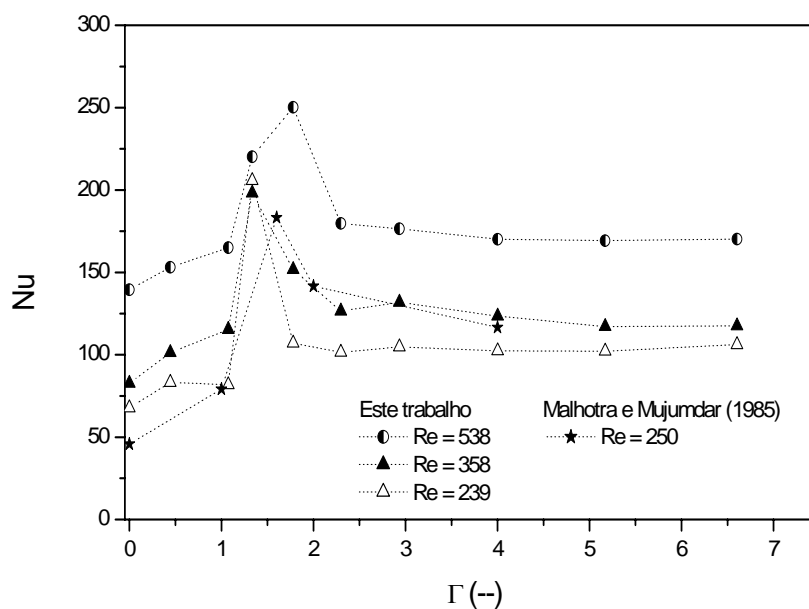


Figura 4.28 – Nu em função de Γ parametrizado em Re para $H = 9 \times 10^{-2}$ m e $d_p = 1100 \mu\text{m}$

Pode-se dizer que todo este comportamento parece estar relacionado ao fato de que na ausência de vibração a velocidade do ar é responsável pelo movimento das partículas, ou seja, maiores velocidades do ar resultam em melhor circulação e, conseqüentemente, no aumento do coeficiente térmico, como pode ser verificado na Figura 4.28, para todos os números de Reynolds em Γ igual 0. Com a imposição da vibração, esta começa inicialmente agindo como um complemento à velocidade do ar melhorando ainda mais a circulação destas partículas, e conseqüentemente fazendo com que Nu cresça continuamente até atingir um pico. O aumento da vibração com a conseqüente expansão do leito, começa a resultar em uma densidade menor de partículas no leito ao redor do aquecedor, formando maiores vazios de ar nesta região. Isto resultaria em uma competição entre a circulação das partículas, que tende a aumentar o coeficiente de transferência de calor, e os vazios de ar formados em volta do aquecedor, que criam resistência à troca de calor. Para intensidades vibracionais ainda maiores, os vazios de ar tendem a aumentar resultando na diminuição do coeficiente de transferência de calor até um valor mínimo que permanece aproximadamente constante a partir de $\Gamma = 4$.

Para esta partícula (1100 μm), esta tendência também foi verificada para outras alturas de leito como pode ser observado na Figura 4.29 para altura de leito de 11×10^{-2} m.

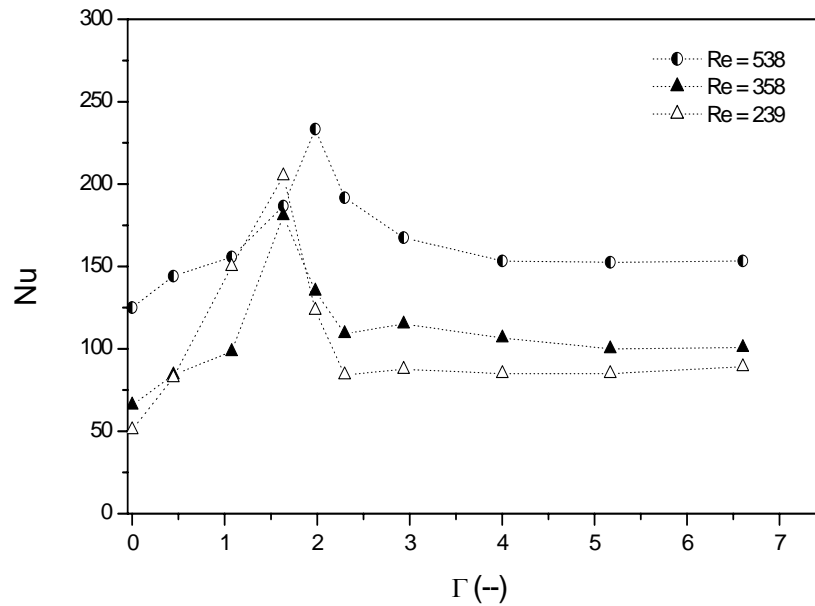


Figura 4.29 - Nu em função de Γ parametrizado em Re para $H = 11 \times 10^{-2}$ m e $d_p = 1100 \mu\text{m}$

Estes resultados mostram um comportamento semelhante do coeficiente de troca térmica com o aumento do adimensional de vibração. Observa-se nos resultados, que em ambas as alturas, o número de Nusselt teve um aumento significativo com Γ , apresentando um pico (valor máximo) em todas as curvas. O que diferencia uma condição experimental da outra é a região do adimensional de vibração na qual acontece esta tendência para o Nu. Pode-se notar, no entanto, que as maiores diferenças obtidas entre os valores de Nu para leito fluidizado e os valores máximos obtidos com a vibração são observados para números de

Reynolds menores. Este comportamento ocorreu para todas as alturas de leito estudadas.

Demais resultados experimentais para o coeficiente global de transferência de calor, tanto para o leito fluidizado como para o leito vibrofluidizado são apresentados no Apêndice E.

A Figura 4.30 mostra os resultados obtidos tomando-se como parâmetro a altura do leito para um número de Reynolds de 538. Como pode ser verificado, o valor obtido para o adimensional foi um pouco maior para alturas de leito menores. A explicação para isto parece estar relacionada à circulação das partículas. Como leitos formados por camadas de sólidos menores, possui menor massa, a circulação das partículas é facilitada (quando comparados com leitos de alturas maiores em igualdade de condições) e conseqüentemente resultando no aumento do coeficiente de troca térmica. Isto parece ser um dos motivos das diferenças dos valores do coeficiente de transferência de calor obtidos nos experimentos para alturas de leito diferentes.

Verifica-se que para todas as alturas de leito, as curvas tiveram a mesma tendência, iniciam com um valor mínimo que corresponde ao leito fluidizado, apresentam um máximo para o coeficiente, que neste caso é para valores de Γ entre 1,5 e 2 aproximadamente, e depois verifica-se uma queda e para $\Gamma = 4$ ficam praticamente constante.

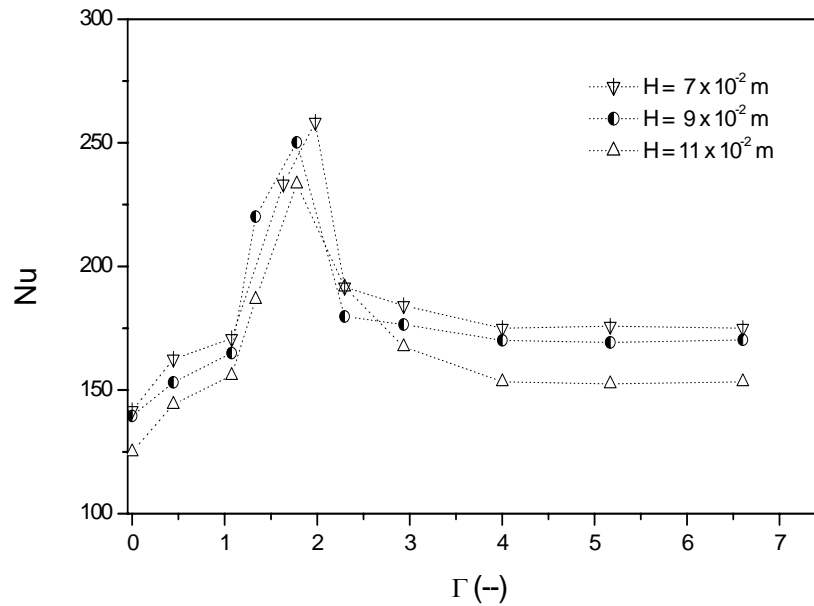


Figura 4.30 - Nu em função de Γ parametrizado em H para $Re = 538$ e $d_p = 1100 \mu\text{m}$

É importante ressaltar que foram realizadas réplicas dos pontos experimentais que não seguiam uma tendência clara para a curva, ou seja, os pontos nas regiões de pico das curvas. Assim utilizou-se apenas os dados com boa reprodutibilidade.

Quando a análise foi feita com relação ao diâmetro de partículas, verifica-se na Figura 4.31 para altura de leito de $7 \times 10^{-2} \text{ m}$ e $Re = 538$, que as partículas menores resultaram em maiores valores para o número de Nusselt, estando de acordo com o modelo de GUTMAN (1976) (Figura 2.6). Para o leito fluidizado

($\Gamma = 0$) verifica-se que as diferenças do número de Nusselt entre os três diâmetros de partículas é aproximadamente o mesmo e este comportamento se mantém até Γ próximo a 1. Verifica-se que para $1 < \Gamma < 4$ as curvas de todos os diâmetros de partículas tem aproximadamente a mesma tendência nas respectivas regiões. Porém para $\Gamma > 4$ a diferença no número de Nusselt entre os diâmetros de partícula não se mantêm aproximadamente igual como acontece para Γ até 1. As partículas de 500 e 700 μm apresentaram pequena diferença nos valores de Nusselt nesta região. Na região de pico das curvas ($1 < \Gamma < 2,5$), verifica-se, que a partícula maior apresentou um valor máximo numa intensidade vibracional diferente da obtida nas outras duas partículas. As partículas de 500 e 700 μm atingiram um máximo em Γ próximo a 1,8 enquanto que a partícula de 1100 μm precisou de uma intensidade vibracional maior para atingir o seu pico. Pode-se dizer que este fenômeno está relacionado com a taxa de circulação já que as partículas menores tendem a necessitar de uma intensidade vibracional menor (quando comparada com as maiores) para ter uma circulação mais vigorosa.

Objetivando-se conhecer o comportamento das taxas de transferência de calor também com relação a geometria e tamanho do corpo de testes em leitos fluidizados e vibro-fluidizados, obteve-se resultados para esferas, mantendo-se a altura de leito estático de 9 cm.

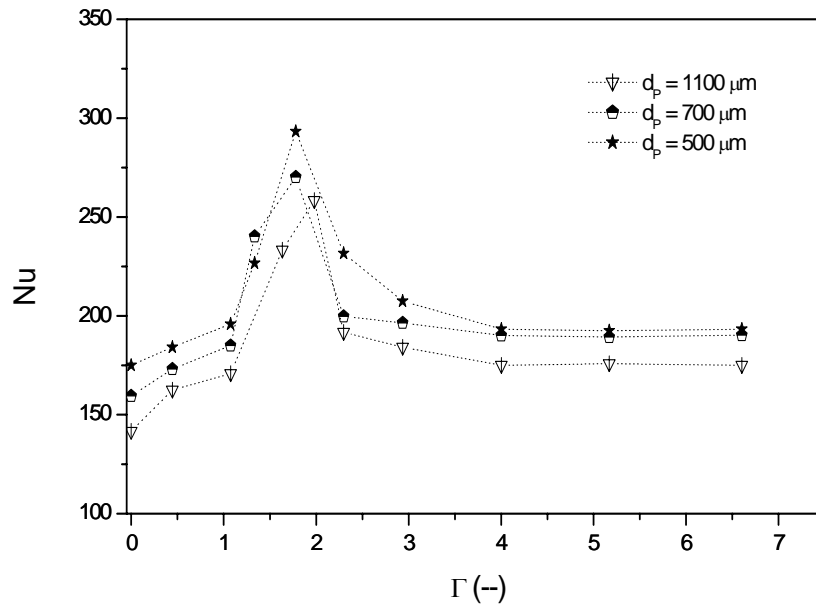


Figura 4.31 - Nu em função de Γ parametrizado em d_p para $H = 7 \times 10^{-2} \text{ m}$ e $Re = 538$

4.2.2.2 – ESFERAS

A partir deste ponto a análise será realizada em termos do coeficiente convectivo de transferência de calor e não no adimensional número de Nusselt já que pretende-se avaliar os resultados também em função dos diâmetros das corpos esféricos submersos.

Na Figura 4.32 verifica-se o comportamento do coeficiente convectivo de transferência de calor (h) para o leito fluidizado com relação ao diâmetro do corpo esférico.

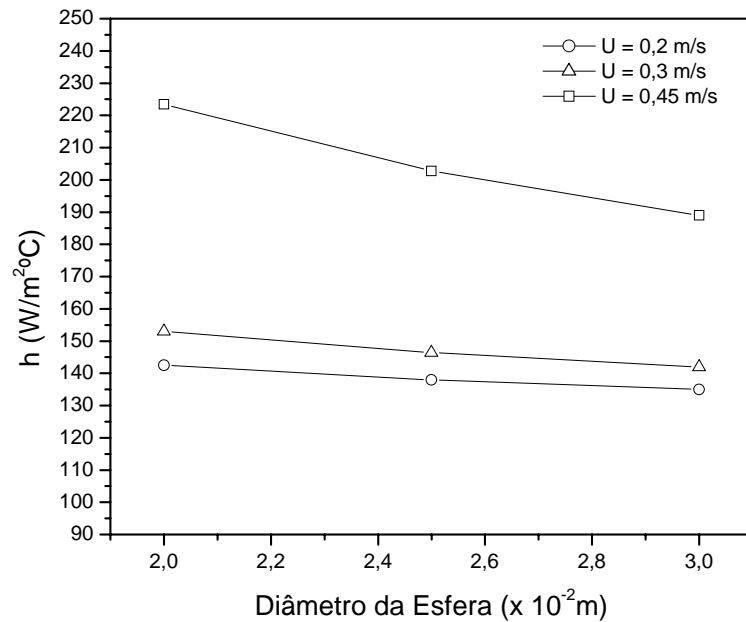


Figura 4.32 – h em função de d_{esf} parametrizado em U para $d_p = 700\ \mu\text{m}$ e $\Gamma = 0$

Para partículas de $700\ \mu\text{m}$ no leito fluidizado, verifica-se na Figura 4.32 a mesma tendência para o coeficiente com relação ao diâmetro da esfera para os três valores de velocidades do ar estudados, ou seja, valores decrescentes de h com o aumento do tamanho do aquecedor. Este comportamento de queda em h , no entanto, é mais acentuado para velocidade do ar maior, dentro da faixa de velocidades estudada; à medida que se diminui a velocidade do ar a diferença no valor de h obtido entre as esferas diminui. A componente convectiva passa a ter influência maior para velocidades de ar maiores resultando em maiores valores

para h , verificou-se este comportamento para todos os diâmetros de partículas estudados.

Vale ressaltar que a diferença entre as temperaturas do corpo de testes e a temperatura do leito foi fixada em 100°C para todos os diâmetros de esfera.

Quando a análise é feita para o leito vibro-fluidizado e para o valor máximo da velocidade do ar, portanto resultando em valores máximos para os números de Reynolds de cada esfera; verifica-se na Figura 4.33 que o comportamento do coeficiente convectivo de transferência de calor se mantêm o mesmo ou seja, maiores valores para maiores diâmetros de esfera, mesmo com a imposição da vibração e para as demais partículas (como neste caso, para partículas de $1100\ \mu\text{m}$).

Verifica-se nestas curvas que em todos os diâmetros de esfera obteve-se um máximo para o coeficiente no mesmo valor do adimensional de vibração o que significa que a diferença de tamanho entre as esferas utilizadas não chegou a interferir de forma intensa na dinâmica do leito.

Quando o comportamento da taxa de transferência de calor é analisado apenas com relação ao número de Reynolds para uma única esfera verifica-se a mesma tendência encontrada nos resultados obtidos para o cilindro.

Na Figuras 4.34 é apresentado o comportamento de h para a esfera de 3×10^{-2} m de diâmetro. O que difere uma condição experimental da outra é o valor obtido para o coeficiente que foi maior para menores diâmetros de esfera e

menores diâmetros de partícula. A Figura 4.35 apresenta os mesmos resultados porém para a esfera de 2×10^{-2} m de diâmetro.

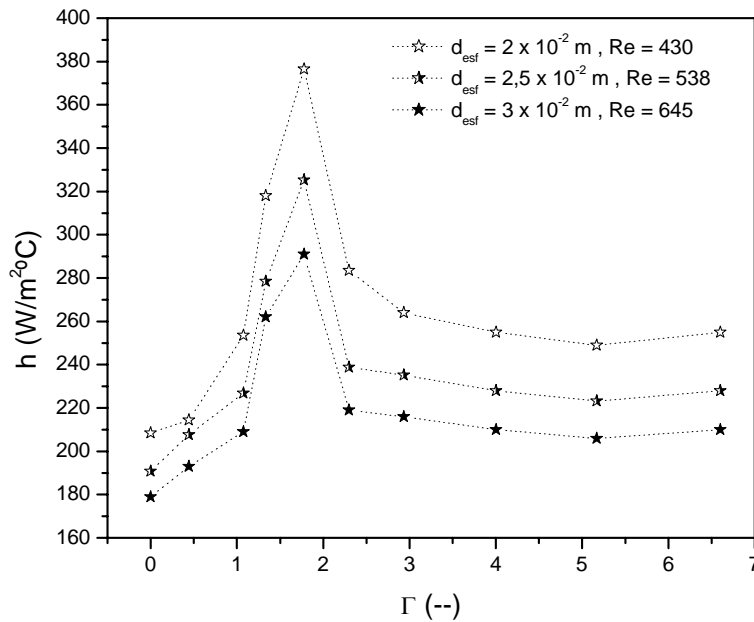


Figura 4.33 - h em função de Γ parametrizado no d_{esf} e nos valores máximos de Re para $d_p = 1100 \mu\text{m}$

Em uma comparação dos valores do coeficiente mostrados na Figura 4.34 e Figura 4.35 percebe-se que apesar de, no primeiro caso, o diâmetro de partícula ser menor, a maioria dos valores obtidos para o coeficiente são menores do que os da Figura 4.35. Com este resultado pode-se dizer que, para as condições experimentais estudadas neste trabalho, o diâmetro da esfera tem uma influência

maior no coeficiente de troca térmica quando comparado com a influência exercida pelo diâmetro de partícula.

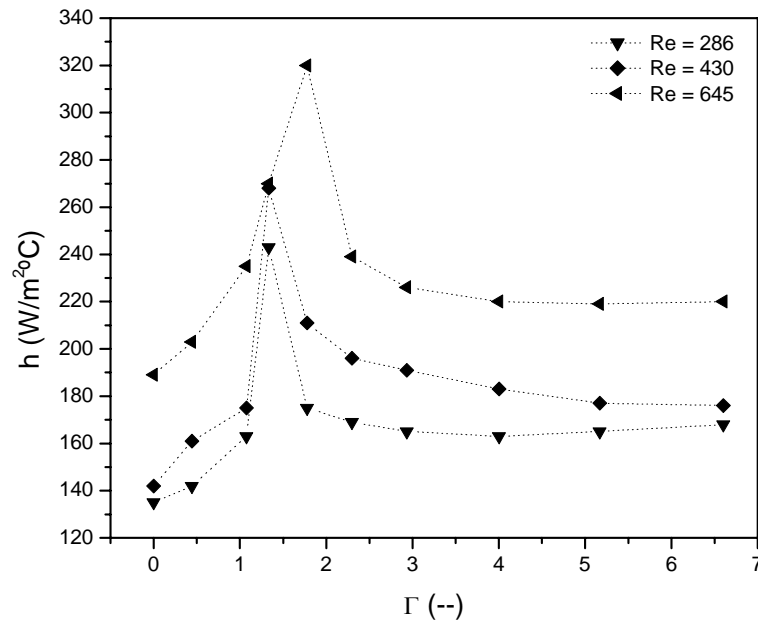


Figura 4.34 - h em função de Γ parametrizado em Re para $d_p = 700 \mu\text{m}$ e $d_{\text{esf}} = 3 \times 10^{-2} \text{m}$

Na Figura 4.36 verifica-se este comportamento de h apenas com o diâmetro de partícula.

Verifica-se que no sistema sem vibração o coeficiente de transferência de calor é maior para menores diâmetros de partículas como pode ser verificado para $\Gamma = 0$.

Este comportamento se mantém também para o leito vibro-fluidizado independente do adimensional de vibração.

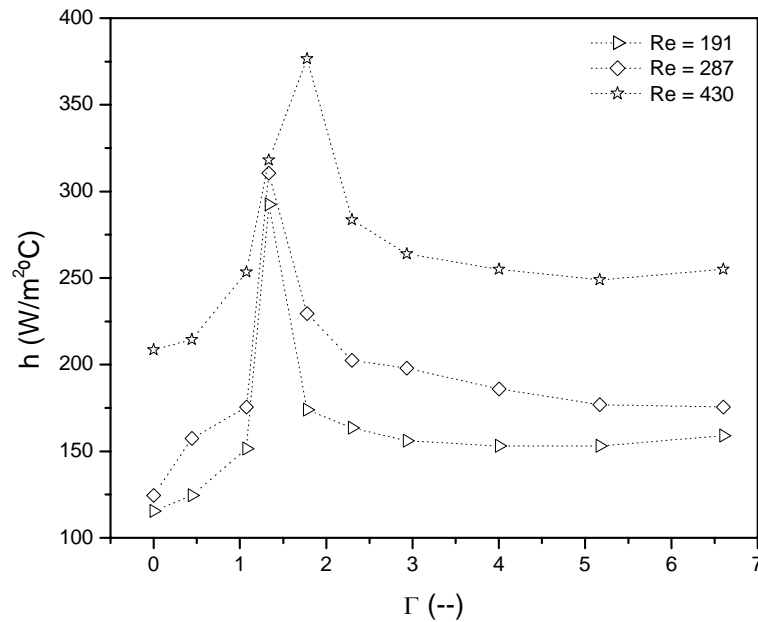


Figura 4.35 - h em função de Γ parametrizado em Re para $d_p = 1100 \mu\text{m}$ e $d_{\text{esf}} = 2 \times 10^{-2} \text{m}$

De uma forma geral verificou-se que os valores máximos obtidos para h variavam em função das condições impostas ao leito e que menores valores do coeficiente foram obtidos quando os experimentos estavam localizados próximos a região de queda de pressão proporcional a velocidade superficial do ar, ou seja baixos números de Reynolds. Os valores maiores ao contrário, estavam

localizados na região de queda de pressão constante (maiores velocidades). As Figuras 4.34 e 4.35 são características deste comportamento.

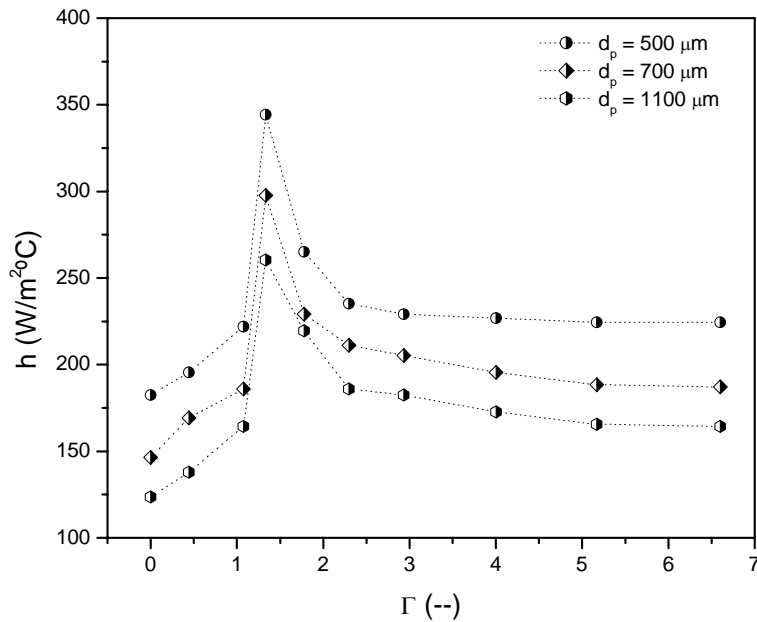


Figura 4.36 - h em função de Γ parametrizado em d_p para $d_{\text{esf}} = 2,5 \times 10^{-2}$ m e $Re = 358$

Segundo THOMAS et al. (1988), o comportamento do coeficiente de transferência de calor em um leito submetido à vibração depende de vários parâmetros experimentais, como: geometria do aquecedor (cilindro, esfera ou placa), posição do aquecedor dentro do leito (vertical ou horizontal), distância do aquecedor em relação à placa distribuidora, parâmetro vibracional, geometria do leito, tamanho e forma das partículas e velocidade do ar. Afirmam que a curva de

h em função de Γ é modelada pela taxa de circulação das partículas, e que esta circulação é o resultado do efeito conjunto de todos os parâmetros experimentais. Isto pode justificar porque o máximo para o coeficiente de troca térmica ocorre em valores diferentes do adimensional de vibração e do número de Reynolds quando varia-se pelo menos um dos parâmetros experimentais.

Todas estas variações fluidodinâmicas provocadas por mudanças em algumas das variáveis que regem o sistema, fizeram com que valores maiores do coeficiente fossem obtidos para os experimentos localizados próximos a região de queda de pressão constante do que para os localizados na região de leito fixo. Esta análise mostra que as variações em h estão amplamente relacionadas com as condições fluidodinâmicas do leito, que por sua vez é uma função decrescente da intensidade vibracional com o aumento da velocidade do ar, como foi detectado nas curvas de desvio padrão.

Na Figura 4.37 verifica-se o comportamento de Nusselt com relação a geometria do corpo de testes.

Verifica-se que em ambas as geometrias as curvas de Nusselt em função do adimensional de vibração tiveram aproximadamente a mesma tendência, ou seja, um pequeno acréscimo de Nu para Γ até 1, valores máximos para Γ entre 1 e 2,5 aproximadamente, e a partir de $\Gamma = 4$, todas as curvas apresentaram valores de Nu constantes com Γ . Pode-se dizer que a vibração no leito provoca comportamentos semelhantes em ambas as geometrias, o que diferencia uma da outra no entanto, é

o valor obtido para Nu quando a análise é feita para um número de Reynolds fixo. Para o leito fluidizado e $Re = 239$, o valor de Nu obtido para a geometria esférica foi 50% maior que na geometria cilíndrica. Na ausência de vibração a velocidade do ar é a única responsável pela taxa de mistura das partículas do leito e por isto tem um papel fundamental na dinâmica da troca térmica. Esta dinâmica resulta em variações nos espaços de ar ao redor do aquecedor submerso, e o fato dos resultados apresentarem menores valores de Nu para a geometria cilíndrica faz-se concluir que a geometria esférica resulta em menores vazios de ar em sua superfície.

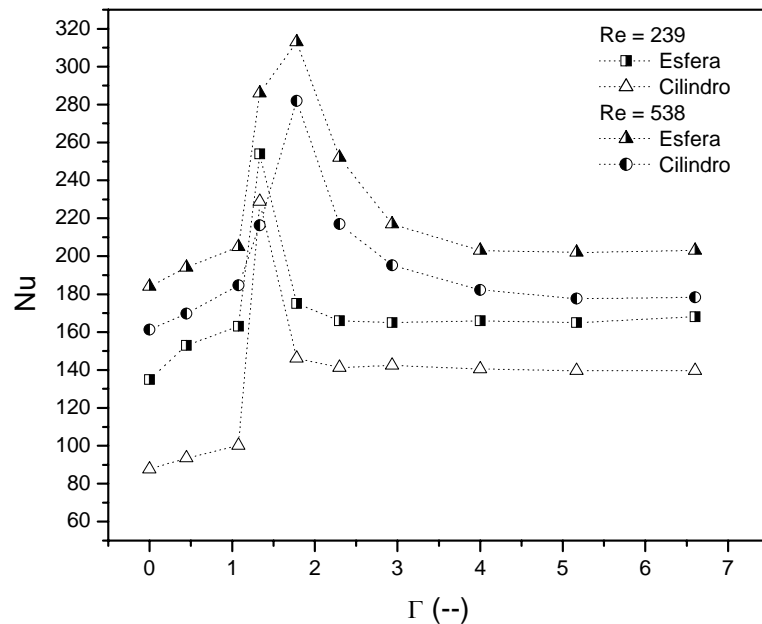


Figura 4.37 – Efeito da geometria dos corpos de diâmetro de $2,5 \times 10^{-2}$ m em Nu para $d_p = 500 \mu\text{m}$ e $H = 9 \times 10^{-2}$ m

Quando é aplicada a vibração no leito a movimentação das partículas é facilitada, fazendo com que o calor gerado pelo aquecedor (cilíndrico ou esférico) seja transferido para o meio de maneira mais eficiente devido a diminuição destes espaços de ar ao redor do aquecedor resultando no aumento do valor de Nu até um valor máximo. Um detalhe interessante é que para $Re = 538$, valores máximos de Nu foram obtidos para um Γ um pouco maior do que para $Re = 239$ para ambas as geometrias, ou seja, este comportamento independe da geometria do corpo submerso, sendo dependente apenas da velocidade do ar.

Através de uma análise mais global pode-se afirmar que, embora tenham ocorrido variações no coeficiente de troca térmica, somente o monitoramento da queda de pressão no leito e o levantamento das curvas de desvio padrão não são suficientes para a explicação completa destas variações. Para uma elucidação completa do fenômeno faz-se necessário um estudo mais detalhado das condições fluidodinâmicas do leito, tais como: tamanho e número de bolhas, taxa de circulação, distribuição das partículas na superfície do cilindro imerso no leito, porosidade e efeitos de ressonância, caso este esteja presente.

4.2.3 – COEFICIENTE LOCAL

Na obtenção dos dados do coeficiente local de transferência de calor as cinco posições angulares utilizadas estão mostradas na Figura 3.24.

A altura de leito estático foi mantida em 9 cm e a distância entre o eixo do cilindro e a placa distribuidora é exatamente a metade da altura do leito, ou seja, o cilindro encontra-se no meio da camada de sólidos.

Vale ressaltar que em todos os experimentos de transferência de calor, tanto no estudo do coeficiente global quanto no estudo do coeficiente local, o termopar que mede a temperatura do leito foi fixado sempre na mesma posição dentro do leito de partículas.

Para caracterizar os números de Reynolds e Nusselt na fluidização e na transferência de calor ao redor de um cilindro imerso em um leito fluidizado e vibro-fluidizado, utilizou-se como comprimento característico o diâmetro do cilindro.

O primeiro ensaio experimental realizado nesta parte do estudo, teve como objetivo, obter valores experimentais para Nusselt no leito fluidizado ($\Gamma = 0$).

Na Figura 4.38 são mostrados os resultados experimentais obtidos para Nu_Y no leito fluidizado tendo como parâmetro Re .

Em uma análise dos resultados obtidos neste trabalho, para a partícula de 500 μm , verifica-se na Figura 4.38 que o valor de Nu é fortemente influenciado pela posição angular no cilindro imerso no leito fluidizado revelando diferenças consideráveis na dinâmica local no que se refere à troca térmica. Neste tipo de leito, e para esta partícula, os maiores valores de Nu_Y ocorreram em posições

angulares distintas em função de Re . Para $Re = 239$ o valor máximo obtido para Nu foi em $\theta = 0^\circ$. Com o aumento do número de Reynolds ($Re = 358$) este máximo ocorre em $\theta = 90^\circ$, e com o máximo valor para o número de Reynolds usado neste estudo (534), o valor de Nu tem um máximo em $\theta = 135^\circ$. Para esta partícula estes três valores do número de Reynolds referem-se as velocidades na região de leito fixo, região próxima a velocidade de mínima fluidização e região de queda de pressão constante na curva característica do leito fluidizado, respectivamente.

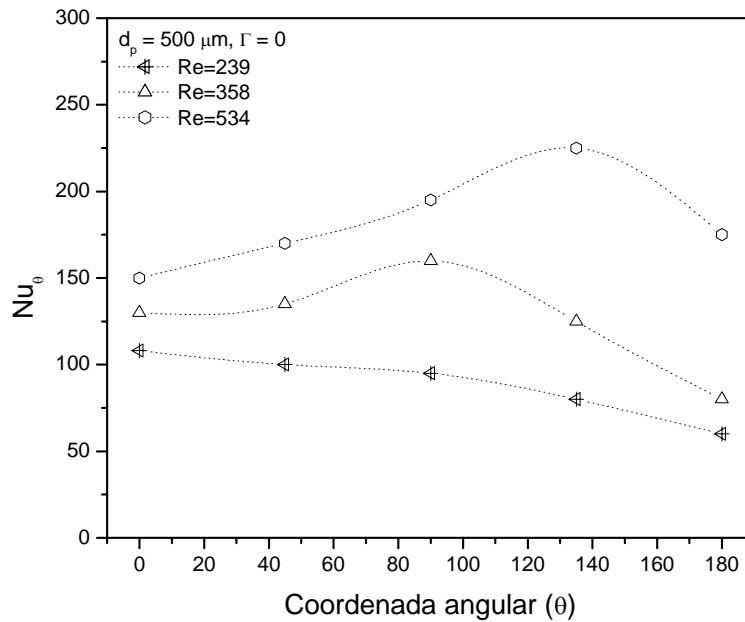


Figura 4.38 – Nusselt em função da posição angular do cilindro parametrizado em Re para o leito fluidizado e $d_p = 500 \mu\text{m}$

Pode-se dizer que para baixas velocidades, o valor máximo obtido para o coeficiente localiza-se no ponto de estagnação devido ao efeito convectivo de transferência de calor exercido pelo gás, já que nesta condição experimental não há movimento considerável das partículas, assim a troca térmica ocorre preferencialmente pela passagem de ar na região de estagnação resultando em uma componente convectiva maior nesta região, sendo assim o coeficiente tende a diminuir à medida que se desloca para $\theta = 180^\circ$. Quando a velocidade do ar é aumentada o valor do coeficiente é aumentado em toda a circunferência do cilindro. Nesta condição, bolhas começam a passar pela superfície do cilindro e as partículas começam a se movimentar de forma um pouco mais vigorosa. Pode-se afirmar que este movimento das partículas é que causa a mudança de posição do valor máximo do coeficiente do ponto de estagnação para a lateral. Supõe-se que isto ocorra devido ao efeito da mistura mais eficiente de partícula e gás, com a conseqüente movimentação destas. De acordo com esta análise supõe-se que esta movimentação ocorra de baixo para cima ou seja, para θ entre 0° e 90° , pois os resultados mostram que para valores de θ superiores a 90° o valor de Nu diminui para esta velocidade. Supõe-se que esta diminuição de Nu deve-se ao fato de haver partículas estagnantes nestas posições, ou seja, as bolhas que são geradas não são suficientes para deslocar estas partículas de forma tão eficiente quando comparada com a região inferior do cilindro ($\theta < 90^\circ$).

As bolhas geradas no distribuidor contribuem para o efeito de mistura e pode ser visualmente observado no leito (equipado com paredes de acrílico), como também pela medida da flutuação de pressão como verificado nas curvas de desvio padrão, onde verificou-se que esta flutuação é maior com o aumento da velocidade do ar.

Quando a velocidade do ar é aumentada para o valor máximo ($Re = 534$), verifica-se que o máximo para o coeficiente de troca térmica ocorre próximo a $\theta = 135^\circ$. Nesta condição o leito está fluidizado e as partículas se movimentam de forma bastante vigorosa. Acredita-se que nesta região ($\theta = 135^\circ$) ocorra um efeito conjunto de mistura e deslizamento das partículas na superfície do cilindro tornando esta região com um tempo de residência de partícula bastante pequeno, o que não ocorre no topo do cilindro pois nesta região o coeficiente foi menor quando comparado ao valor obtido em $\theta = 135^\circ$.

Na Figura 4.39 são apresentados os dados para as partículas de $700 \mu m$. Verifica-se que para esta partícula ($700 \mu m$) os maiores valores para Nu foram obtidos na lateral do cilindro, com exceção do menor valor para a velocidade do ar que refere-se ao leito fixo. De acordo com o que já foi mencionado, neste caso tem-se uma região de mistura maior na lateral do cilindro. Para o maior número de Reynolds verifica-se uma diferença com relação a partícula de $500 \mu m$ (Figura 4.38). Os resultados mostram que para a partícula de $700 \mu m$ o valor máximo de Nu nesta velocidade encontra-se em $\theta = 90^\circ$ enquanto que para a partícula de 500

μm encontra-se em $\theta = 135^\circ$. Isso parece estar relacionado com fato das partículas menores apresentarem um grau de circulação e agitação no leito maior quando comparado com as partículas maiores na mesma velocidade. Isto acarretaria uma maior movimentação das partículas na região de deslizamento do cilindro ($\theta = 135^\circ$) aumentando Nu nesta região. Para as partículas maiores (700 μm) esta mesma velocidade não seria suficiente para uma movimentação mais vigorosa nesta região de deslizamento do cilindro, fazendo com que o maior valor para Nu seja em $\theta = 90$, devido a passagem das bolhas com o conseqüente deslocamento das partículas nesta região, que teriam uma contribuição maior na troca térmica quando comparado à região próxima a $\theta = 135^\circ$. Verifica-se porém, que em ambas as partículas, no topo do cilindro o valor de Nu foi maior quando comparado com o valor obtido no ponto de estagnação, revelando que a diminuição do tempo de residência das partículas nesta região tem uma contribuição maior na troca térmica do que o aumento da componente convectiva de transferência de calor no ponto de estagnação.

Objetivando uma verificação dos resultados deste trabalho com os da literatura, selecionou-se alguns trabalhos cujas condições experimentais fossem semelhantes. Esta verificação tem o intuito apenas de dar uma noção do comportamento e dos valores obtidos, não podendo ser feita uma comparação dos resultados já que as condições experimentais não são idênticas.

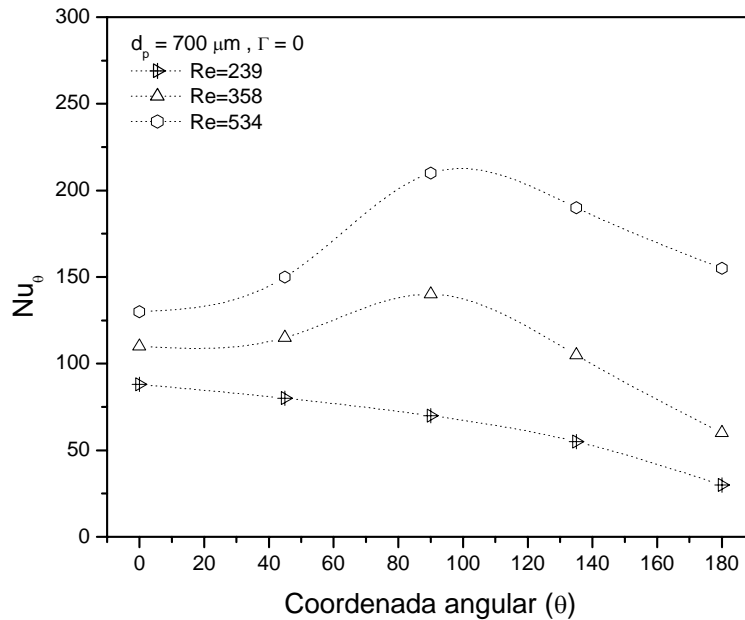


Figura 4.39 - Nusselt em função da posição angular do cilindro parametrizado em Re para o leito fluidizado e $d_p = 700 \mu m$.

Nas Figuras 4.40 e 4.41 são apresentados os resultados obtidos por SUNDERESAN e CLARK (1995) e KUROSAKI et. al. (1988) respectivamente. Estes resultados não puderam ser incluídos em uma mesma figura devido ao fato dos referidos autores apresentarem seus resultados em diferentes nomenclaturas e não fornecendo informações suficientes para as devidas transformações.

SUNDERESAN e CLARK (1995) utilizaram partículas de vidro de diâmetros médios de $467 \mu m$ e altura de leito estático de 20 cm. Nos resultados verifica-se que os maiores valores de h_Y , encontram-se em $\theta = 135^\circ$. Este

comportamento, no entanto, não se repetiu em todos os experimentos realizados por estes pesquisadores, que trabalharam com diferentes tipos e tamanhos de partículas em um leito fluidizado quadrado de 30,5 cm de lado e alturas de leito de 20 a 26 cm. Em outros resultados de seus experimentos os máximos ocorreram também em $\theta = 90^\circ$.

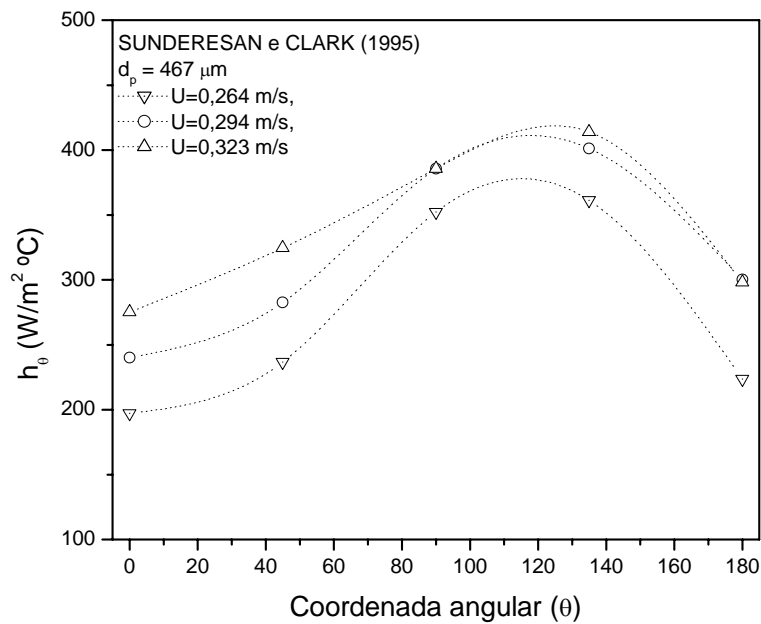


Figura 4.40 - h em função da posição angular do cilindro para o leito fluidizado e $d_p = 467 \mu\text{m}$ (SUNDERESAN e CLARK, 1995)

KUROSAKI et. al. (1988) utilizaram partículas esféricas de vidro, e obtiveram valores de Nu local entre um cilindro de 4 cm de diâmetro

horizontalmente imerso em um leito fluidizado retangular (25 x 9 x 100 cm) com altura de leito estático de 16 cm. Verifica-se que para $Re = 393$ o máximo valor de Nu obtido por estes pesquisadores encontra-se na lateral do cilindro e o valor obtido no topo do cilindro foi maior que no ponto de estagnação inversamente do que ocorreu para $Re = 213$.

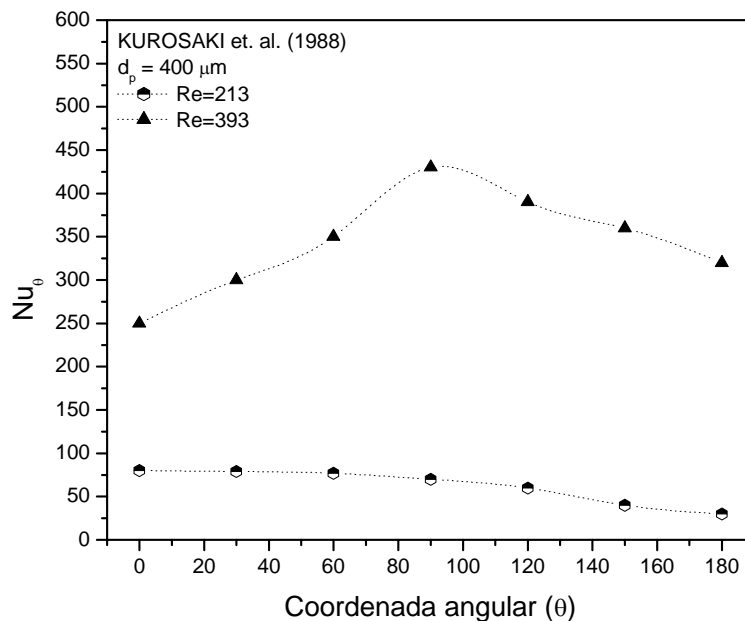


Figura 4.41 - Nusselt em função da posição angular do cilindro parametrizado em Re para o leito fluidizado e $d_p = 467 \mu\text{m}$ (KUROSAKI et. al., 1988)

De um modo geral verifica-se que os resultados obtidos por estes pesquisadores e os obtidos neste trabalho apresentam comportamentos

qualitativos parecidos, para uma análise quantitativa não é possível uma comparação pois segundo SUNDERESAN e CLARK (1995) as variações encontradas nos resultados dos diferentes autores não são apenas devido à velocidade superficial do ar e diâmetro de partículas, mas também são influenciadas por uma variedade de parâmetros fluidodinâmicos e geométricos específicos para cada caso.

Considerando que os dados obtidos no presente trabalho têm a mesma qualidade dos poucos apresentados na literatura passou-se para a etapa seguinte que é a determinação de Nu_{θ} agora para leitos vibro-fluidizados ($\Gamma \neq 0$).

Os resultados mostram um comportamento semelhante nas diversas condições experimentais para o coeficiente local de transferência de calor com o aumento do adimensional de vibração. Como no caso do coeficiente global, observou-se nos resultados, que Nu teve um aumento significativo com Γ , apresentando um valor máximo na maioria dos resultados. O que diferencia uma condição experimental da outra é a região angular do cilindro na qual acontece esta tendência de máximo para o coeficiente.

Na Figura 4.42 são apresentados os resultados de Nusselt local para um adimensional de vibração igual a 1. Verifica-se nesta condição experimental aproximadamente a mesma tendência observada no leito fluidizado convencional (Figura 4.39), ou seja, os maiores valores de Nu foram obtidos na lateral do cilindro para as duas velocidades maiores. No entanto, observa-se que as

diferenças entre os valores no topo do cilindro e no ponto de estagnação dependem da velocidade do ar, ou seja, para o menor valor da velocidade do ar, o valor de Nu em $\theta = 0^\circ$ é maior do que em $\theta = 180^\circ$, inversamente do que acontece para a maior velocidade do ar estudada ($Re = 534$).

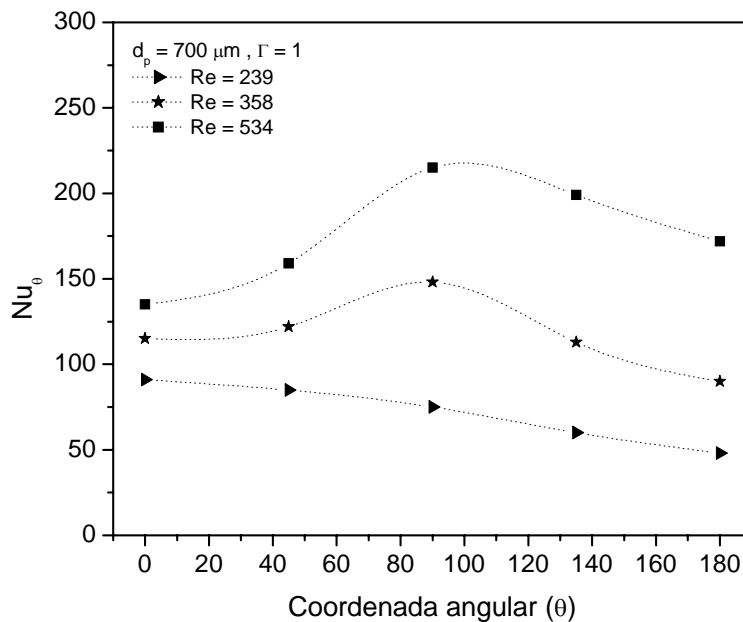


Figura 4.42 – Nusselt em função da posição angular do cilindro parametrizado em Re para o leito fluidizado, $d_p = 700 \mu\text{m}$ e $\Gamma = 1$

Como no caso do leito sem vibração, isto está relacionado ao fato de que para velocidades baixas há um efeito maior da transferência de calor convectiva do gás no ponto de estagnação, e à medida que a velocidade do ar aumenta, a

maior movimentação das partículas passa a ser o processo dominante na troca térmica, já que no topo do cilindro as partículas tendem a ter um menor tempo de residência com altas velocidades. Este tempo de residência passa a ser menor com uma circulação mais vigorosa das partículas no leito, e fixando a velocidade, a única variável dominante no processo passa a ser a intensidade vibracional. Esta explicação é reforçada pelo fato dos valores de Nusselt em $\theta = 180^\circ$ com o sistema com vibração terem tido uma tendência de queda um pouco menor do que o observado para o leito sem vibração, ou seja a vibração proporcionou uma maior mistura das partículas no topo do cilindro.

Demais resultados experimentais para o coeficiente local de transferência de calor, para o leito fluidizado e vibro-fluidizado são apresentados no Apêndice F.

Na Figura 4.43 verifica-se o comportamento do coeficiente em função do adimensional de vibração, tendo como parâmetro as cinco posições angulares estudadas. Estão incluídos na figura os valores de Nu obtidos no leito fluidizado, o qual corresponde à condição do adimensional de vibração igual a 0.

Verifica-se que em todas as posições angulares a vibração provocou um aumento no coeficiente local de transferência de calor quando comparado com o leito sem vibração. Este aumento é exclusivamente devido à vibração a qual o leito está submetido. Uma importante constatação para esta partícula ($d_p = 1100 \mu\text{m}$), é que nesta velocidade, em todos os valores do adimensional de vibração

estudados, percebe-se aproximadamente o mesmo comportamento de Nu ao redor do cilindro, ou seja, valores máximos para $\theta = 90^\circ$ e mínimos para $\theta = 0^\circ$.

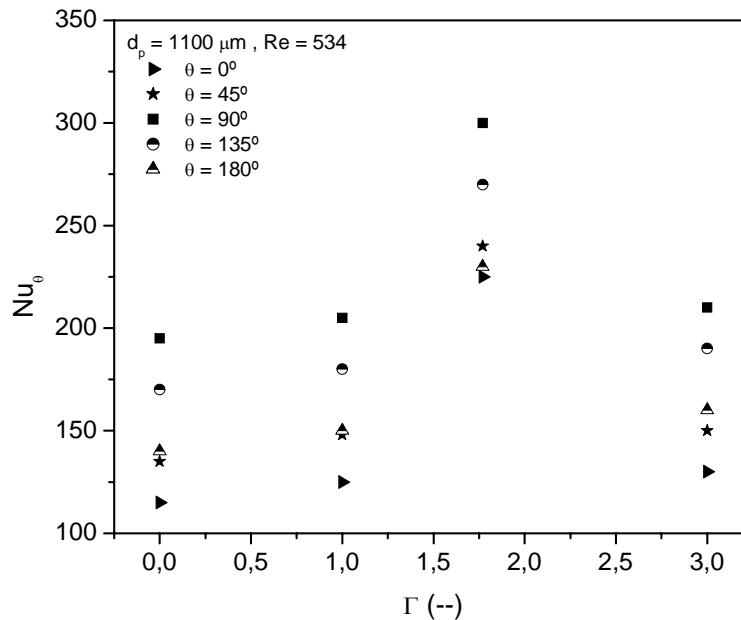


Figura 4.43 – Nu_θ em função de Γ para diferentes posições angulares $d_p = 1100 \mu\text{m}$, $Re = 534$

Este comportamento pode ser atribuído à intensa movimentação das partículas no leito nesta condição experimental, que faz com que a parte superior do cilindro esteja mais sujeita a regiões favoráveis à troca térmica. Como já mencionado, fisicamente espera-se que o comportamento do coeficiente de transferência de calor em um leito submetido à vibração dependa de vários parâmetros experimentais, como: geometria do aquecedor (cilindro, esfera ou

placa), posição do aquecedor dentro do leito (vertical ou horizontal), distância do aquecedor em relação à placa distribuidora, parâmetro vibracional, geometria do leito, tamanho e forma das partículas e velocidade do ar. A forma da curva do coeficiente em função de Γ é influenciada pela taxa de circulação das partículas, e que esta circulação é o resultado do efeito conjunto de todos os parâmetros experimentais. Isto pode justificar porque ocorrem diferentes valores para o coeficiente de troca térmica nas diferentes posições angulares do cilindro quando varia-se pelo menos um dos parâmetros experimentais.

Na Figura 4.44 pode-se observar o comportamento de Nu no topo do cilindro em função do adimensional de vibração para os diâmetros de partículas estudados. Verifica-se que a vibração proporcionou um aumento na taxa de transferência de calor no topo do cilindro para todas as partículas estudadas. Este aumento porém, ocorreu em taxas diferentes em função do diâmetro de partícula.

Para o Γ entre 0 e 1 verifica-se que o aumento de Nusselt é maior para menores diâmetros de partículas. Isto significa que com o início da vibração as partículas que estão no topo do cilindro tendem a se movimentam de forma diferente em função de seu tamanho. A combinação da velocidade do ar com a vibração tem um efeito maior nas partículas menores, o que é fisicamente consistente pois por serem mais leves tendem a ter uma circulação mais vigorosa quando comparada com as maiores, para os mesmos valores de Re e Γ .

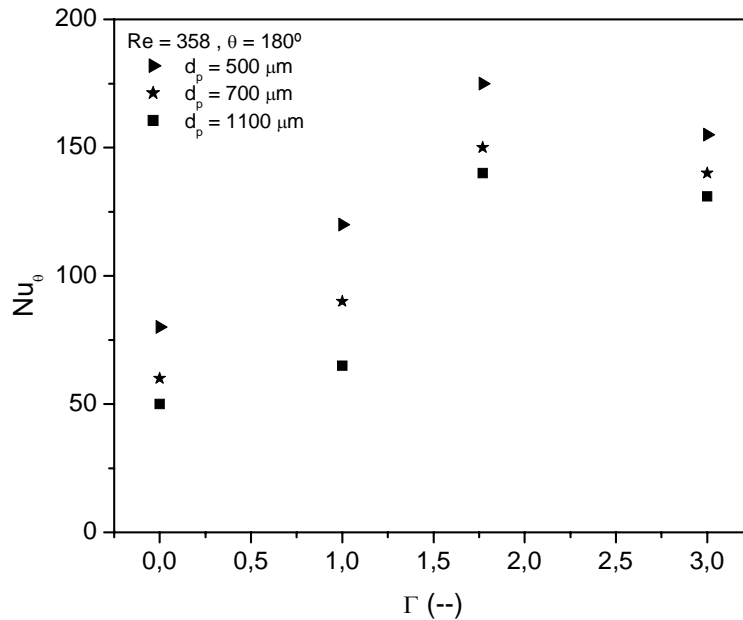


Figura 4.44 – Nu_θ em função de Γ para os diferentes diâmetros de partículas, $Re = 358$, $\theta = 180^\circ$

Para todas as partículas os maiores valores obtidos para Nu localizam-se em $\Gamma = 1,77$ concordando com os resultados para o coeficiente global obtidos com o cilindro equipado com termopares. Para o valor máximo de intensidade vibracional utilizado nesta parte do trabalho verifica-se que os valores obtidos no topo do cilindro, para as três partículas, não apresentam muita diferença.

Quando a análise é realizada com relação a uma região de deslizamento das partículas no cilindro ($\theta = 135^\circ$), verifica-se na Figura 4.45 que a vibração passa a ter um papel maior nas taxas de transferência de calor nesta região do

cilindro, pois verifica-se nos resultados que os maiores valores de Nu foram obtidos para os maiores valores de Γ (1,77 e 3).

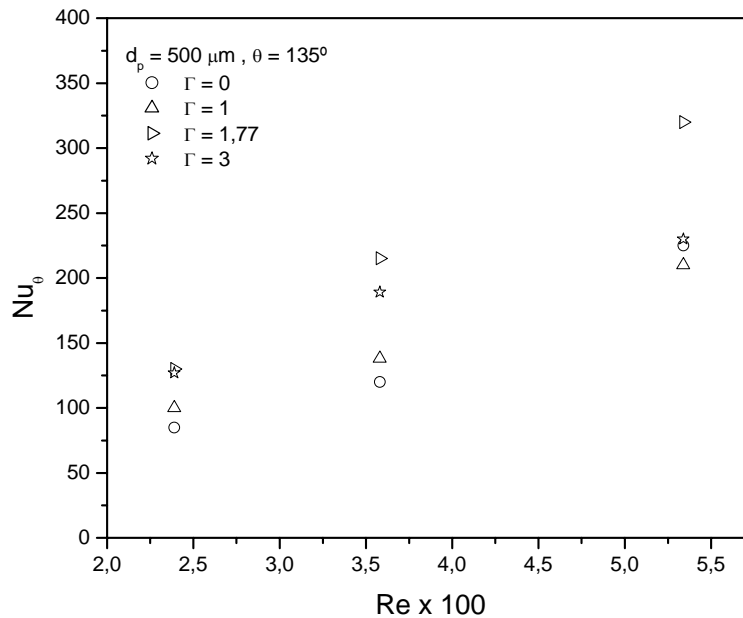


Figura 4.45 – Nu em função de Re para diferentes valores do adimensional de vibração, $d_p = 500 \mu\text{m}$, $\theta = 135^\circ$

Observa-se, ainda, que os maiores valores de Nu nesta posição do cilindro são obtidos para $\Gamma = 1,77$. Uma constatação interessante é que a medida que a velocidade do ar é aumentada a diferença entre os valores de Nu obtidos para $\Gamma = 1,77$ e $\Gamma = 3$ torna-se maior, ou seja para valores de intensidade vibracional acima de 1,77 a contribuição da vibração para o aumento de Nusselt torna-se menor a medida que a velocidade do ar aumenta. Isto significa que, nesta posição do

cilindro, o deslizamento das partículas ou o contato térmico destas com a superfície do cilindro ocorre de maneira mais eficiente (no contexto da troca de calor) para esta intensidade vibracional. Quando a vibração é aumentada para $\Gamma = 3$, as partículas ficam num estado de agitação maior ficando mais sustentadas pelo fluxo de ar, fazendo com que o deslizamento destas, nesta região do cilindro, seja menor no que diz respeito ao contato térmico, ou seja o leito nesta condição fica mais aerado e as partículas tendem a ficar em um “colchão de ar” e, conseqüentemente, o cilindro passa a ter um filme de ar maior em sua superfície, agindo como uma resistência ao fluxo de calor, diminuindo o valor de Nu.

Os resultados mostram que as variações em Nu estão amplamente relacionadas com as condições fluidodinâmicas do leito, que por sua vez é uma função da intensidade vibracional. Através de uma análise mais geral pode-se afirmar que, o monitoramento somente das variáveis d_p , Re e Γ não é suficiente para uma explicação completa das variações de Nu ao redor do cilindro submerso em um leito vibro-fluidizado. Uma análise mais detalhada deste fenômeno requer um estudo específico com relação a medições de taxas de circulação de partículas, tamanho e número de bolhas na superfície do aquecedor e determinação de porosidade local. Pela dificuldade intrínseca na determinação de cada um desses parâmetros eles foram deixados para trabalhos futuros, quando várias das afirmações apresentadas neste trabalho poderão ser melhor interpretadas.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

Os estudos descritos neste trabalho relacionados com a fluidodinâmica e a transferência de calor em leitos fluidizado e vibro-fluidizado permitiram, dentro do intervalo das variáveis estudadas, obter as conclusões descritas a seguir.

5.1 – FLUIDODINÂMICA

As curvas características obtidas neste trabalho (que são semelhantes às encontradas na literatura) tiveram seu comportamento relacionado não só com o adimensional de vibração como também com a altura do leito. Para os valores do adimensional de vibração estudado, verificou-se uma diminuição no valor da queda de pressão, ou seja, uma expansão do leito quando comparado com o leito sem vibração.

Através das curvas de desvio padrão pôde-se obter uma boa representação das mudanças fluidodinâmicas que ocorrem no leito. Na ausência de vibração, a oscilação de pressão representada pelas curvas de desvio padrão foi independente da altura do leito de partículas. Para o leito vibro-fluidizado, os maiores valores para o desvio padrão foram obtidos para maiores alturas de leito e baixas velocidades de ar.

A flutuação de pressão no leito independe do valor do adimensional de vibração para altos valores de velocidade do ar. No leito vibro-fluidizado, o aumento da velocidade do ar resultou na diminuição do desvio padrão e para o leito fluidizado resultou inicialmente no aumento do desvio padrão (até aproximadamente 0,45 m/s) e depois este valor tornou-se aproximadamente constante.

Através das curvas de desvio padrão, pôde-se determinar as condições nas quais a vibração imposta é predominante em relação à força exercida pelo escoamento de ar através do leito de partículas.

5.2 – TRANSFERÊNCIA DE CALOR

5.2.1 – COEFICIENTE GLOBAL DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Cilindro

Com relação ao coeficiente global de transferência de calor entre o corpo cilíndrico submerso e o leito de partículas, verificou-se que em leitos fluidizados, menores diâmetros de partículas resultaram em maiores coeficientes térmicos. E nos leitos vibro-fluidizados, para um adimensional de vibração constante, maiores velocidades de ar resultaram em maiores coeficientes de transferência de calor. Verificou-se que baixas velocidades de ar provocaram uma maior dependência do coeficiente de troca térmica com o adimensional de vibração. Na faixa do adimensional de vibração estudado o acréscimo do coeficiente foi

comparável com os encontrados na literatura para condições experimentais semelhantes.

Efeito da geometria dos corpos

Os resultados experimentais de convecção natural e convecção forçada obtidos neste trabalho para o cilindro e as esferas construídas, estão em concordância com as correlações da literatura, isto é, respeitaram os desvios máximos previstos para cada correlação.

Em convecção natural, independente da geometria dos corpos, os valores do coeficiente térmico obtidos aumentaram com a diferença de temperatura entre o corpo de testes e do ar ambiente.

No que se refere aos corpos com diâmetros iguais (cilíndrico e esférico) no leito vibro-fluidizado, verificou-se que o corpo de geometria esférica apresenta maiores valores para o coeficiente térmico com relação ao corpo de geometria cilíndrica, porém, neste tipo de leito, a vibração provocou tendências semelhantes nas curvas para ambas as geometrias.

Efeito do tamanho das esferas

Com relação ao diâmetro das esferas estudadas, verificou-se que para convecção natural a esfera menor apresentou coeficiente térmico maior. No leito vibro-fluidizado os valores máximos obtidos para o coeficiente de transferência de calor, para os diferentes diâmetros de esferas, foi para o mesmo valor de intensidade vibracional. E este coeficiente térmico foi maior para menores

diâmetros de esferas e menores diâmetros de partícula. Verificou-se que o diâmetro da esfera tem uma influência maior no coeficiente térmico quando comparado com a influência exercida pelo diâmetro de partícula.

5.2.2 – COEFICIENTE LOCAL DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Para o coeficiente local de transferência de calor em convecção forçada e natural verificou-se que o coeficiente térmico diminui à medida que se distancia do ponto de estagnação. No leito fluidizado, este coeficiente foi maior para menores diâmetros de partícula e aumentou em toda a circunferência do cilindro com o aumento da velocidade do ar. Para a menor partícula, os maiores valores para o coeficiente térmico ocorreram para $\theta = 0^\circ$, $\theta = 90^\circ$ e $\theta = 135^\circ$ para as velocidades de 0,2 ; 0,3 e 0,45 m/s, respectivamente, e para a partícula de 700 μm os máximos para o coeficiente térmico ocorreram na lateral do cilindro no leito fluidizado e vibro-fluidizado. No leito vibro-fluidizado verificou-se um aumento no coeficiente local em toda a circunferência do cilindro com o aumento da intensidade vibracional. Para baixas velocidades do ar (0,2 m/s) o valor do coeficiente local no ponto de estagnação foi maior que no topo do cilindro, e para altas velocidades (0,45 m/s) esta situação foi invertida para todos os diâmetros de partícula estudados.

CONCLUSÃO FINAL DESTE TRABALHO

O modelo de leito vibro-fluidizado circular projetado e construído, após extensas revisões e testes técnicos resultou, em sua configuração final, em um equipamento capaz de desenvolver altas intensidades vibracionais (Γ até 15) com condições de segurança adequada, substituindo o leito existente de geometria retangular que com sérias restrições técnicas não permitia o desenvolvimento de pesquisas com adimensionais de vibração acima de 2. Desta forma, este trabalho permitiu dotar o Centro de Secagem de um equipamento que poderá ser utilizado em diversas pesquisas futuras na linha de leitos fluidizados submetidos a altas intensidades vibracionais.

A soldadora de termopares construída, permitirá a confecção de junções pré-dimensionadas para vários diâmetros de fios de termopares que poderão ser confeccionados no próprio Centro de Secagem.

Os “softwares” de monitoração, assim como, o aparato elétrico experimental na qual inclui-se o sensor de platina mostrou-se um importante instrumento para pesquisas diversas. O sensor de platina desenvolvido após extensa revisão da literatura e os inúmeros testes com relação à funcionalidade da solução líquida de platina depositada na peça de quartzo, permitiu o conhecimento de técnicas que servirão de base para a confecção de outros sensores térmicos que utilizarão o mesmo conceito.

Sendo assim, as técnicas e equipamentos desenvolvidos poderão ser utilizados em estudos futuros em diversos tipos de leitos utilizados no Centro de Secagem de Pastas Suspensões e Sementes do DEQ / UFSCar.

CAPÍTULO 6

SUGESTÕES

Para um estudo mais completo do comportamento do coeficiente de transferência de calor em função da intensidade vibracional, sugere-se para trabalhos futuros:

- a realização de um estudo detalhado sobre a transferência de calor no que se refere às medidas de taxas de circulação de partículas, espaços de ar ao redor do aquecedor, frequência e formação de bolhas no leito, porosidade e geometria do leito;

- o desenvolvimento de novas técnicas e de instrumentações que permitam medidas de coeficientes locais de transferência de massa no leito vibro-fluidizado construído, e

- a realização de um estudo objetivando a análise da similaridade entre os coeficientes de transferência de calor obtidos neste trabalho e o coeficiente de transferência de massa no leito vibro-fluidizado construído.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AKIYAMA, T.; NAITO, T.; KANO, T. Vibrated beds of wet particles. Powder Technology, v. 45, p. 215-222, 1986.
- AL-ARABI, M.; SALMAN, Y. K. Laminar natural convection heat transfer from an inclined cylinder. Int. J. Heat Mass Transfer, v. 23, p. 45-51, 1980
- BASKAKOV, A. P.; FILIPPOVSKIY N. F.; ZHAKOV A.; KOTOVA, L. V. Investigation of fluctuation of the heat transfer coefficients in fluidized and pulsed beds. Heat transfer - Sov. Res., v. 14, p. 102-106, 1982
- BRATU, E.; JINESCU, G. I. Effect of vertical vibration on the pressure drop in a fluidized layer. British Chemical Engineering, v. 6, n. 18, p. 691-695, 1971.
- BRENNEN, C. E.; GHOSH, S.; WASSGREN, C. Vertical oscillation of a bed of granular material. Powders & Grains 93, C. Thornton, ed., Balkema Publishing, Rotterdam, p. 247-252, 1993.
- BUKAREVA, M. F.; CHLENOV, V. A.; MIKHAILOV, N. V. Investigation of heat transfer between heating surfaces and a vibrofluidized bed. Int. Chem. Eng., v. 9, n. 1, p. 119-121, 1969.
- CAMARGO, C. F. S. Determinação do coeficiente global de transferência de calor de um cilindro submerso em um leito vibro-fluidizado. São Carlos - SP, PPG-EQ/UFSCar, 1998, 146p. (Dissertação)
- CATIPOV, N. M. Heat transfer to horizontal tubes in fluidized bed: Experiment and Theory. Corvallis, Oregon, EUA, Oregon State University, 1979. (Ph.D. Thesis)
- CHLENOV, V. A.; MIKHAILOV, N. V. Some properties of a vibrating fluidized bed. J. of Eng. Phys., v. 9, p. 137-139, 1965
- CHURCHILL, S. W., Free convection around immersed bodies, in E. U. Schulunder, Heat Exchange Design Handbook, Section 2.5.7, Hemisphere Publishing, New York, 1983.
- CHURCHILL, S. W.; BERNSTEIN, M. J. Heat Transfer, 99, 300, 1977

- CHURCHILL, S. W.; CHU, H. H. S. Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder. Int. J. Heat Mass Transfer, v. 18, p. 1049, 1975.
- ECCLES, E. R. A. Flow and heat transfer phenomena in aerated vibrated beds. Montreal, McGill University, 202 p., 1990 (Ph.D. Thesis)
- ECCLES, E. R. A.; MUJUMDAR, A. S. Cylinder-to-bed heat transfer in aerated vibrated beds of small particles. Drying Technology, v. 10, n. 1, p. 139-164, Jan 1992
- ERDÉSZ, K. Vibrational thermal processing equipment design and application, 1991, 132p. (Monografia)
- FITZGERALD, T. J.; CATIPOV, N. M.; JOVANOVIĆ, G. N. Instrumented cylinder for studying heat transfer to immersed tubes in fluidized beds. Ind. Eng. Chem. Fundam., v. 20, p. 82-88, 1981.
- GARIM, M.M.; FREIRE, J. T., Leito vibro-fluidizado aerado: estudos relacionados a determinação de U_{mvf} e ΔP_{mvf} . Anais do 10º COBEQ - Congresso Brasileiro de Engenharia Química, São Paulo, SP, Brasil, v.1, p. 295-300, 1994.
- GARIM, M. M.; FREIRE, J. T., Uma Análise das Curvas características de leitos fluidizados e vibro-fluidizados utilizando curvas de desvio padrão das medidas realizadas, Anais do XXVI ENEMP - Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados, Teresópolis, RJ, Brasil, v.1, p. 253-259, 1998.
- GLOSKI, D.; GLICKSMAN L.; DECKER N. Thermal resistance at a surface in contact with fluidized bed particles. J. Heat Mass Transfer, v. 27, p. 599-610, 1984.
- GRAY, W.A.; RHODES, G.T. Energy transfer during vibratory compaction of powders. Powder Technology. v.6, p. 271-281, 1972.
- GUPTA, R.; MUJUMDAR, A. S. Aerodynamic of a vibrated fluid bed. The Canadian Journal of Chemical Engineering, v. 58, p. 332-338, 1980a.

- GUPTA, R.; MUJUMDAR, A. S. Aerodynamic and thermal characteristics of vibrated fluid beds - A Review. Drying'80: development in drying., Ed. A. S. Mujumdar. Hemisphere Publishing Corp., New York, v. 1, p. 141-150, 1980b.
- GUTMAN, R. G. - Vibrated beds of powders. University of Cambridge, Inglaterra, 1974 (Ph.D. Thesis).
- GUTMAN, R. G. Vibrated beds of powders: part II Heat transfer in and energy dissipation of a vibrated bed. Trans. Inst. Chem. Eng., v. 54, p. 251-257, 1976.
- HILPERT, R., Forsch. Geb. Ingenieurwes., 4, 215, 1933
- HOLMAN, J. P. Transferência de Calor , 2º Ed., São Paulo, McGraw-Hill do Brasil, 639 p., 1983
- HUNT, M. L.; HSIAU, S. S.; HONG, K. T. Particle mixing and volumetric expansion in a vibrated granular bed. Journal of Fluids Engineering, v. 116, p. 785-791, 1994.
- INCROPERA, F. P.; DeWitt, D. P. Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa, 4ª Ed., São Paulo, LTC, 494 p., 1998
- KAYS, W. M.; CRAWFORD, M. E., Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill, New York, 1980
- KALTMAN, I. I.; TAMARIN, A. I. Investigating the transfer of heat between a vibration-fluidized bed of a disperse material and a body that is being cooled within this material. Inzh. Fiz. Zh. , v. 16, n. 4, p. 630-638, 1969.
- KHAN, T.; TURTON, R. The measurement of instantaneous heat transfer coefficients around the circumference of a tube immersed in a high temperature fluidized bed. Int. J. Heat Mass Transfer, v. 35, n. 12, p. 3397-3406, 1992.
- KROLL, W. Forsch. auf dem gebiete des ingenierwissens, v. 20, n. 1, 1954.
- KROLL, W. Fliesserscheinungen na haufwerken in schwingenden gafassen. Chemie. Ing Techn., v. 27, n. 1, p. 33-38, 1955.

- KUROSAKI, Y.; ISHIGURO, H.; TAKAHASHI, K. Fluidization and heat transfer characteristics around a horizontal heated circular cylinder immersed in a gas fluidized bed. Int. J. Heat Mass Transfer, v. 31, n. 2, p. 349-358, 1988
- KUROSAKI, Y.; SATOH, I.; ISHIZE, T. Mechanisms of heat transfer enhancement of gas-solid fluidized bed: Estimation of direct contact heat exchange from heat transfer surface to fluidized particles using an optical visualization technique. Journal of Heat Transfer , 117 , p. 104-112, 1995.
- LI, H. S.; QIAN, R. Z.; HUANH, W. D.; BI, K. J. An investigation coefficients in high temperature fluidized beds – I. Experimental results. Int. J. Heat Mass Transfer, v. 36, n. 18, p. 4389-4395, 1993
- MALHOTRA, K.; LAW, R. L. K. C.; MUJUMDAR, A. S. Pressure drop characteristics for vibrated beds of dry and sticky particles. Powder Technology, v. 39, p. 101-104, 1984.
- MALHOTRA, K.; MUJUMDAR, A. S. Flow patterns for cylinders immersed in an aerated vibrated bed. Canadian Journal of Chemical Engineering, v. 63, p. 22-28, 1985
- MCADAMS, W. H. Heat Transmission, 3^o Ed., McGraw-Hill, NewYork, 1954
- MICKLEY, H. S.; FAIRBANKS, D. F.; HAWTHORN R. D. The relation between the transfer coefficient and thermal fluctuations in fluidized-bed heat transfer. Chem. Eng. Prog. Symp. Ser., v. 57, n.32, p.51 -60, 1961.
- MUCHOWSKI, E. Heat transfer from heated surfaces to spherical packing of spheres at atmospheric pressure and under vacuum. Int. Chem. Eng., v. 20, n. 4 , p. 630-638, 1980.
- OLSSON, S. E.; ALMSTEDT, A. E. Local instantaneous and time-averaged heat transfer in a pressurized fluidized bed with horizontal tubes: influence of pressure, fluidization velocity and tube-bank geometry. Chem. Eng. Science, v. 50, n. 20, p. 3231-3245, 1995
- PAKOWSKI, Z.; MUJUMDAR, A. S.; STRUMILLO, C. Theory and application of vibrated fluid beds and vibrated fluid beds for drying process. Advances in Drying. Washington. Hemisphere Publishing Corp., v. 3, p. 245-306, 1984.

- PERRY, R. H., CHILTON, C. H. Manual de Engenharia Química, McGraw-Hill book, 5° Ed., 1980
- RYZHKOVA, A. F.; BASKAKOV, A. P.; MUNTZ, V. A. Heat transfer from a hot surface to a vibrated fluidized Bed. Heat Transfer – Soviet Research., v. 8., n. 5 , p. 136, 1976.
- RYZHKOVA, A.F.; TOLMACHOV, E.M. - Selection of optimal height of a vibrofluidized bed. Theo. Osn. Fisz. Khim. v. 17. n. 2, p. 206-213. 1983.
- SAMOGIN, M. S. Estudo da fluidodinâmica em leito vibro-fluidizado. São Carlos - SP, DEQ/UFSCar ,1997, 118p. (Trabalho de Graduação)
- SAVAGE, S. B. Streaming motions in a bed of vibrationally fluidized dry granular material. Journal of Fluids Mechanics, v. 194, p. 457–478, 1988.
- SPRUNG, R. - Studies in vibrofluidized beds and synthesis of silica catalysts. EUA, Virginia Tech., 1987, 223 p. (Ph.D. Thesis)
- STRUMILLO, C.; PAKOWSKI, Z. Drying of granular products in vibrofluidized beds. Drying'80: development in drying., Ed. A. S. Mujumdar, Hemisphere Publishing Corp., New York, v. 1, p. 211-226, 1980.
- SUNDERESAN, S. R.; CLARK, N. N. Local heat transfer coefficients on the circumference of a tube in a gas fluidized bed. Int. J. Multiphase Flow, v. 21, n. 6, p. 1003-1024, 1995.
- THOMAS, B.; LIU, Y. A.; CHAN, R.; SQUIRES, A.M. Vibrated beds: new tools for heat transfer. Chem. Eng. Prog., p. 65-75, Junho, 1988.
- TUOT, J.; CLIFT, R. Heat transfer around single bubbles in a two-dimensional fluidized bed. AIChE Symposium Series , v. 69, n. 128, p. 78-84 , 1973.
- VERNON, J.B. - Linear vibration theory. John Wiley & Sons Inc., New York, 1967.
- WHITAKER, S., Heat transfer from spheres in cross flow, AIChE Journal, 18, 361, 1972

- WU, R. L.; LIM, C. J.; GRACE, J. R. Measurement of instantaneous local heat transfer coefficients in a circulating fluidized bed. Canadian Journal of Chemical Engineering, v. 67, n. 2, p. 301-307, Apr 1989.
- WU, R. L.; LIM, C. J.; GRACE, J. R.; BRERETON, C. M. H. Instantaneous local heat transfer and hydrodynamics in a circulating fluidized bed. International Journal of Heat and Mass Transfer, v 34, n. 8, p. 2019-2027, Aug 1991
- YAMAZAKI, R.; KANAGAWA, Y.; JIMBO, G. - Heat transfer in vibro-fluidized bed - Effect of pulsated gas flow. J. Chem. Eng. of Japan. v.7, n. 5, p. 373-378, 1974
- YUGE, T. Experiments on heat transfer from spheres including combined natural and forced convection, J. Heat Transfer, ser. C, vol. 82, p. 214, 1960
- ZABRODSKII, S. S.; ZAMNIUS, I. L.; MNLYUKOVICH, S. A.; TAMARIN, A. I. The transfer of heat from a finely dispersed material fluidized by a stream of gas or through application of vibrations. J. Eng. Physics, v. 14 , p. 235-238, 1968.
- ZAITSEV, E.D.; REDEKOP, V.I; SHEVTSOV, V.V. Pharm Chem. Journal. v. 11,n. 35, 1976.
- ZHUKAUSKAS, A. Heat transfer from tubes in cross flow. , in J. P. Hartnett and T. F. Irvine, Jr., Eds., Advances in Heat Transfer, Vol 8, Academic Press, New York, 1972

APÊNDICE A

TERMOPARES

TERMOPARES

O número total de termopares usados foi de 32, sendo 7 em cada esfera, 8 no cilindro para obtenção do h global, 1 no cilindro para obtenção do h local, 1 para o ambiente e 1 para medir a temperatura do leito.

Com objetivo de obter alta precisão nos dados de transferência de calor, tentou-se diminuir ou eliminar os fatores externos responsáveis por causar erros na medida da temperatura. Com isto todos os termopares foram cuidadosamente confeccionados, utilizou-se fios da marca alemã Degussa os quais apresentam alta qualidade com respeito à uniformidade das ligas.

Devido ao procedimento de montagem e fixação dos termopares nos locais de medida, estes termopares tiveram que ser confeccionados sob medida, ou seja, era de absoluta importância a obtenção dos diâmetros desejados para as junções esféricas destes termopares, pois montagem e fixação bem sucedidas resultaram em bom contato térmico e conseqüentemente, em diminuição na contribuição para o erro na medida de temperatura.

Para isto projetou-se e construiu-se um sistema para a soldagem destes fios.

SOLDADORA DE TERMOPARES

Descrição

A Figura A.1 mostra o esquema do sistema de confecção dos pares termoelétricos que foi construído.

De uma forma geral este sistema é constituído de um depósito de argônio (1), manômetro de Bourdon (2), registro de carga (3), registro de descarga (4), tubulações e câmara de vidro com eletrodo (5), eletrodo de solda com avanço manual (6), eletrodo para implante do par no local de medida (7), sistema de armazenagem e descarga de energia (8).

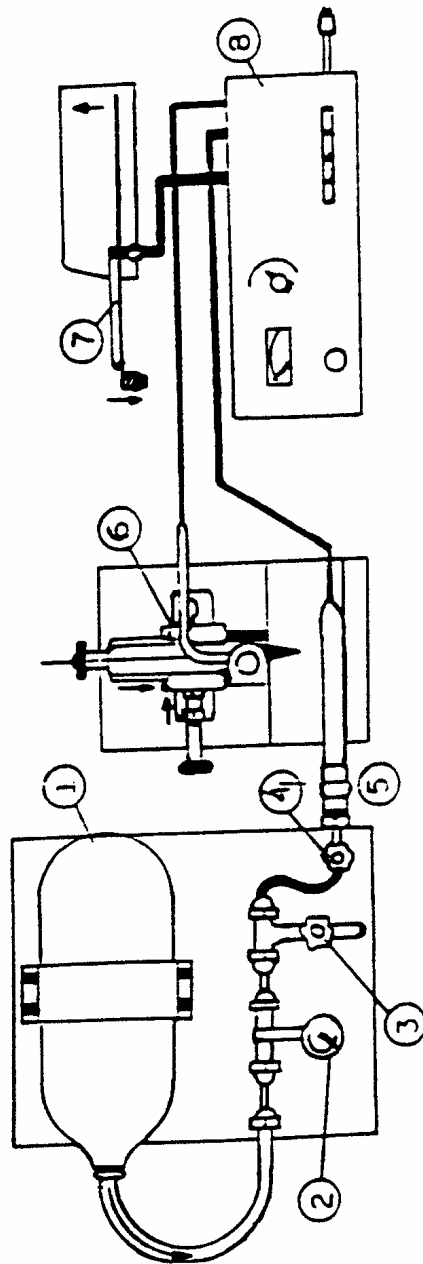
Sistema de Atmosfera Neutra

Este sistema produz uma atmosfera de argônio destinada a proteger a região de formação da junção do par, evitando a oxidação dos componentes de liga dos fios.

Eletrodo de Solda com Avanço Manual

No processo de soldagem, o próprio par constitui-se num dos eletrodos e o outro é feito de material idêntico a um dos fios que formam o par.

Este procedimento restringe os componentes de liga da junção, a aqueles já existentes nos próprios fios, otimizando problemas associados à uniformidade de composição nesse local.



- 1 - DEPÓSITO PARA ARGÔNIO
- 2 - MANÔMETRO
- 3 - REGISTRO DE CARGA
- 4 - REGISTRO DE DESCARGA
- 5 - CAMARA DE VIDRO COM ELETRODO
- 6 - ELETRODO DE SOLDA COM AVANÇO MANUAL
- 7 - ELETRODO PARA IMPLANTE DO PAR NO LOCAL DE MEDIDA
- 8 - SISTEMA DE ARMAZENAMENTO E DE DESCARGA DE ENERGIA

Figura A.1 – Sistema de Confeção dos Pares termoeletricos

O par é preso em uma pinça, com abertura máxima de 2 mm construída em latão, que através de contato metálico na estrutura, está ligada a um fio de cobre (Figuras A.2 e A.3). Esta pinça está parafusada a um dispositivo de avanço milimétrico fixado em uma base circular em aço inox de 15,5 cm de diâmetro. Este dispositivo desliza em um guia cilíndrico e é acionado por movimento rotativo manual de uma manivela. Esse dispositivo dirige o par para a superfície do outro eletrodo, que se encontra interno a um tubo de vidro onde no instante da solda, é provocado o escoamento de argônio. Este tubo de vidro mede 5 cm de comprimento e tem um furo de 5 mm em sua parede. É tampado em suas extremidades por peças de teflon sendo que uma delas possui dois furos, um para a entrada do tubo de argônio e o outro para o eletrodo.

Sistema Elétrico de Armazenagem e Descarga de Energia

Este sistema constitui-se em um circuito elétrico formado basicamente por 26 capacitores de 4700 μF cada, interligados em paralelo através de quatro chaves e fiação para alta amperagem.

O processo de comutação viabiliza a conexão, em paralelo, do número adequado de capacitores, pré-fixando a quantidade de energia a ser liberada para a soldagem dos fios e conseqüentemente para a formação da junção do par.

O esquema elétrico com detalhe dos diversos componentes é dado na Figura A.4.

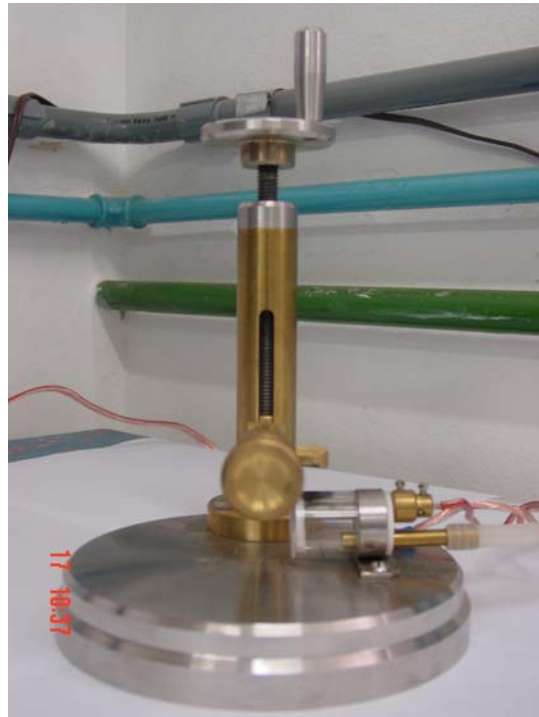


Figura A.2 – Vista frontal do dispositivo



Figura A.3 – Vista superior do dispositivo

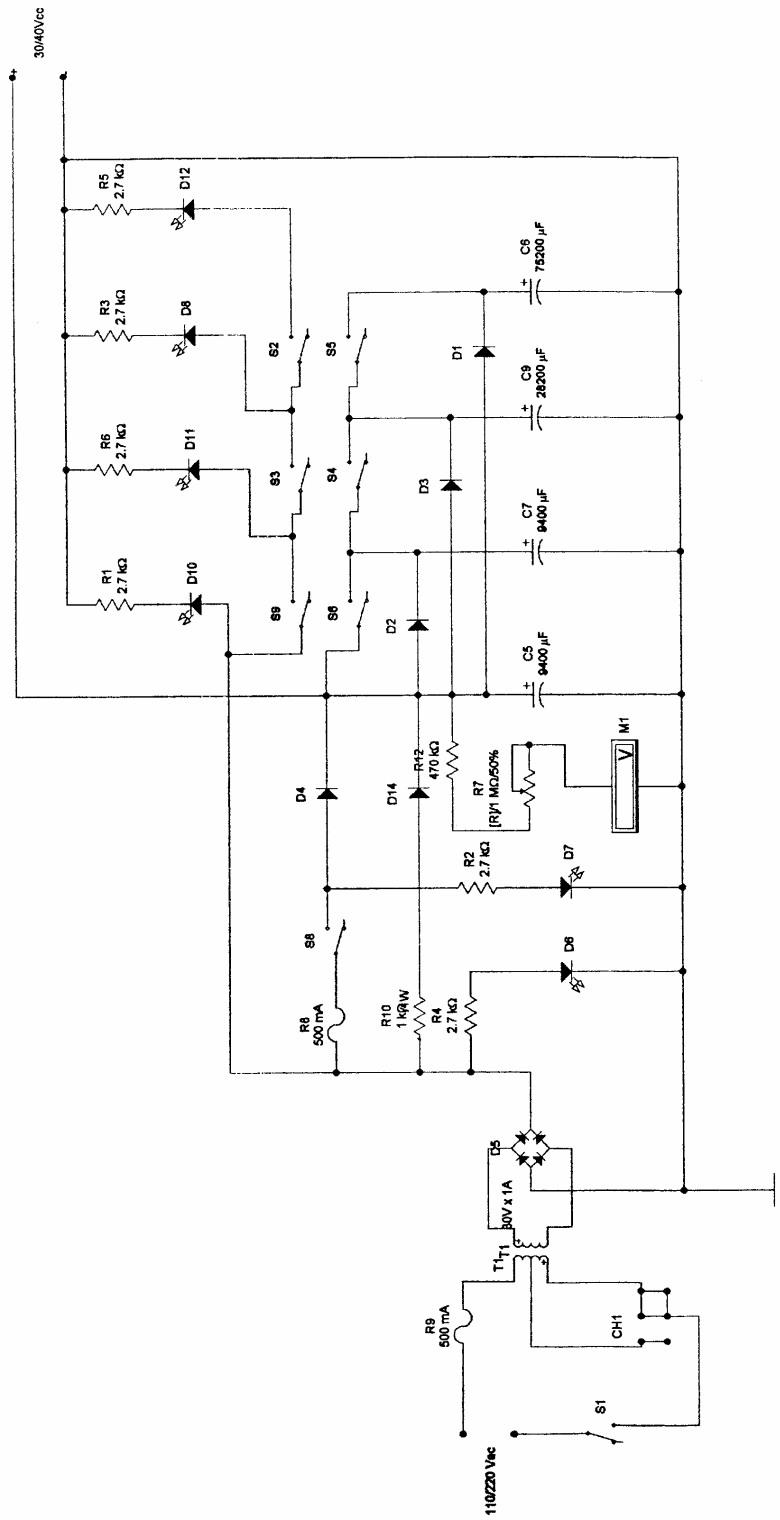


Figura A.4 – Circuito elétrico da Bancada de Capacitores

A descarga de energia armazenada nos capacitores é feita através de um triac. Esse tipo de disparo é essencial por evitar faiscamento com conseqüente liberação de parte da energia em lugar outro que aquele onde se realiza a formação da junção do par.

A soldadora de termopares construída em gabinete plástico, mostrada na Figura A.5, possibilita a soldagem de fios nas bitolas de 0,1 mm até 1 mm através da seleção de um banco capacitivo por meio de uma combinação de chaves gangorra (A, B, C, D) associadas seqüencialmente e com indicação por led. Um galvanômetro com indicação de porcentagem de carga foi colocado para um acompanhamento da carga cujo carregamento pode ser acelerado com o acionamento de um Push Botton o qual resulta num tempo total de 20 segundos para o carregamento total do sistema.

Confecção dos Pares Termoelétricos

A preparação adequada dos fios é fator de importância na formação da junção do par durante o processo de soldagem. O procedimento baseia-se em primeiramente queimar as extremidades dos fios em chama redutora. Isto além de facilitar a remoção do esmalte e outros contaminantes, melhores à uniformidade geométrica da solda.



Figura A.5 – Soldadora de termopares

Em seguida estas extremidades queimadas devem ser limpas com lixa fina. O resultado dessa etapa deve ser aprovado por inspeção ao microscópio. Utilizando-se de garras de pressão de boca chata, enrolar os dois fios um no outro e cortá-los a uma distância de 2 mm da garra. Esse tamanho influi na qualidade da solda da junção e na sua uniformidade. Estes fios devem ser presos na pinça da mesa de soldagem e através do dispositivo com manivela posicioná-lo dentro da câmara de soldagem. Com o chaveamento correto em função do material, do diâmetro dos fios e do diâmetro da junção do par que se deseja, adiciona-se uma

vazão de 8 L/min de argônio na câmara de soldagem e desce-se o conjunto até fechar o circuito resultando em uma descarga elétrica nos fios que formará, por fusão dos fios, a junção do par.

Este sistema propicia um aumento na precisão de medidas de temperatura destes termopares, porque produz excelente uniformidade geométrica da junção e permite o pré-dimensionamento do diâmetro da junção esférica do par, através de ajustes nos capacitores para a liberação da energia necessária para a fusão dos fios.

Através de um microscópio monitora-se a qualidade da junção esférica do termopar e, por intermédio de um micrômetro, mede-se o diâmetro das junções dos fios selecionados.

AFERIÇÃO DO SISTEMA

Após a confecção dos termopares, realizou-se experimentos para aferição destes pares termoelétricos no sistema de aquisição de dados. A placa de condicionamento de sinais foi usada na amplificação da tensão em milivolts gerada pelos termopares, permitindo a leitura das temperaturas pelo “software” de aquisição de dados utilizado. Os canais desta placa foram calibrados por gerador de tensão (Wahl Termocouple Calibration Standard) com resolução de 1microvolt (0,001 mV).

Esta aferição consiste em conectar o gerador de tensão a um canal da placa através de fios de termopares do tipo a ser utilizado neste referido canal. Seleciona-se no gerador de tensão, o tipo do termopar e ajusta-se uma dada temperatura. O gerador envia para o canal a força eletromotriz correspondente a esta temperatura, para este tipo de termopar. Este sinal é amplificado e lido pelo “software”, na qual faz corresponder no “software” a temperatura lida no gerador de tensão. Fez-se isto para várias temperaturas e para todos os canais. Finalmente, com os termopares ligados nos devidos canais, fez-se a verificação dos desvios entre eles. Para isto utilizou-se um calibrador de termopares (DB-35L Block Calibrator) com resolução de $0,1^{\circ}\text{C}$ e precisão de $0,5^{\circ}\text{C}$. As junções de todos os pares foram colocadas no poço de calibração, ajustou-se uma temperatura para o poço, esperou-se entrar em equilíbrio térmico e comparou-se com a temperatura obtida e armazenada pelo sistema de aquisição de dados. Através deste procedimento obteve-se um desvio máximo das temperaturas utilizadas nos cálculos de 2% na faixa de temperatura utilizada.

APÊNDICE B

LISTAGEM DO PROGRAMA DO SENSOR DE PLATINA

LISTAGEM DO PROGRAMA DO SENSOR DE PLATINA

Apresenta-se neste Anexo apenas os procedimentos principais de trabalho do programa.

Procedure TMain.Timer2Timer(Sender: TObject)

O primeiro procedimento, Procedure TMain.Timer2Timer(Sender: TObject), verifica se o sistema de aquisição está ativado e mostra na tela o tempo decorrido de processo e, testa se o tempo programado para o processo já se esgotou. Caso o tempo programado já tenha se esgotado esse procedimento salva as últimas coletas de dados feitas e cria a partir de um arquivo de dados outro arquivo, onde nesse segundo arquivo já tem o valor de **h** calculado. Caso o tempo programado ainda não tenha sido esgotado esse procedimento salva as coletas de dados que estão sendo executadas.

```
procedure TMain.Timer2Timer(Sender: TObject);
```

```
  Var      i: Byte;  
          f, g: TextFile;  
          stcap, st: String;  
          hora: string[8];  
          data: string[17];  
          h, v, c, tl: Real;  
          c1, c2, c3, c4, c5: string[7];  
begin
```



```
If Ativado
Then
  Begin
    LDHInic.Caption := DateTimetoStr(DHInic);
    Decorrido := Now - DHInic;
    LDecorrido.Caption := TimetoStr(Decorrido);
    if Decorrido > produto
      Then
        begin
          if qtdcoletas > 0
            Then
              Begin
                AssignFile(f, NomeArq8x1);
                Append(f);
                for i:= 1 to qtdcoletas do
                  Begin
                    Str(Deposito_de_Leituras[1,i]:5:2,c1);//tensão
                    Str(Deposito_de_Leituras[2,i]:5:1,c2);//corrente
                    Str(Deposito_de_Leituras[3,i]:5:1,c3);//temperatura do leito
                    Str(Ts:5:1,c4);
                    st := Deposito_de_Horarios_de_Leituras[i];
                    st := st+' '+c1+' '+c2+' '+ c3+' '+c4;
                    Writeln(f,st);
                  End;
                CloseFile(f);
              End;
            Timer1.Enabled:=TRUE;
            Timer3.Enabled:=FALSE;
            StartBut.Glyph:= BulbOff;
```

```
StartBut.Caption:= 'Start';
Ativado:= FALSE;
deunome:= FALSE;
LabSalvar.Caption:= NomeArq8x1;
LabTemp.Font.Color := clGray;
LabTens.Font.Color := clGray;
LabCor.Font.Color := clGray;
LabPot.Font.Color := clGray;
LabTS.Font.Color := clGray;
TemArq:= False;
AssignFile(f,NomeArq8x1);
AssignFile(g,Copy(NomeArq8x1,1,Pos('.',NomeArq8x1))+'.txt');
Reset(f); Rewrite(g);
Readln(f,stcap); Writeln(g,stcap);
Readln(f,st); Writeln(g,st);
Readln(f,st); Writeln(g,st);
while not eof(f) do
  Begin
    Readln(f,hora,v,c,tl,ts);
    //data := Copy(stcap,Pos('-',stcap)+2,8)+' ';
    //data:= data+hora;
    //      (V)  (mA)  (°C) (°C) (W/m2°C)
    //19:06:11  0.72  143.0  23.7  70.0  14825.0
    h:=(c*v)/(area*(ts-tl));
    Str(v:5:2,c1);//tensão
    Str(c:5:1,c2);//corrente
    Str(tl:5:1,c3);//temperatura do leito
    Str(ts:5:1,c4);//temperatura do sensor
    Str(h:7:3,c5);//coef. local (h)
```

```

        st := hora+ ' +c1+' ' +c2+' ' + c3+' ' +c4+' ' +c5;
        Writeln(g,st);
    End;
    CloseFile(f);
    CloseFile(g);
    Erase(f);
end;
End;
End;
```

Procedure TMain.Timer3Timer(Sender: TObject)

O procedimento procedure TMain.Timer3Timer(Sender: TObject) é a parte do programa que faz as leituras e controla a corrente do sistema. A função SendRcvComS, chamada dentro desse procedimento, é a responsável pela comunicação com o instrumento de aquisição. Esse procedimento também atualiza a tela do programa com todas as suas variáveis. A cada 50 leituras, que foram armazenadas em um *buffer* de dados, esse é descarregado em um arquivo que posteriormente será usado no procedimento procedure TMain.Timer2Timer(Sender: TObject) para cálculo do **h**.

```

procedure TMain.Timer3Timer(Sender: TObject);
var
dado_st, s, hora, ch1, ch2, ch3: string;
        ok1: Boolean;
        cod, Vez, i: Integer;
```

```
        mux: Byte;
        f: TextFile;
    c1, c2, c3, c4: string[7];
        m, k, j: Byte;
        P1: PChar;
        rx, dado: Real;

begin
ok1 := SendRcvComS(5,1,0,Rec[Vez],P1); // rotina de comunicação com o
instrumento
if (ok1)
Then
Begin
    s:=String(P1);
    for i := 1 to 3 do
        Begin
            dado_st:=Copy(s,2,4);
            Delete(s,1,5);
            Val(dado_st,Rec[i],cod);
            if i=2 Then Rec[i]:=Rec[i]
                Else Rec[i]:=Rec[i]/10;
            if i=1 Then Rec[i]:=Rec[i]/10;
            if cod<>0 Then Rec[i]:= -1001;
            Str(Rec[1]:5:2,c1);
            LabTens.Caption:= c1;
            Str(Rec[2]:5:0,c1);
            LabCor.Caption:= c1;
            Str(Rec[3]:5:1,c1);
            LabTemp.Caption:= c1;
            if Rec[2]<>0
```

```
Then
  Begin
    rx := (Rec[1]/Rec[2]*1000);
    Str(rx:5:2,ch1);
    LabPot.Caption:= ch1;
  end
  else LabPot.Caption:= '-';
if (coefa<>0) and (Rec[2]<>0)
  Then
    Begin
      rx := (Rec[1]/Rec[2]*1000);
      TSensor := (rx-coefb)/coefa;
      Str(TSensor:5:1,ch1);
      LabTS.Caption:= ch1;
    end
  else LabTS.Caption:= '-';
end;
Inc(qtdcoletas);
Str(qtdcoletas:3,c1);
LabColeta.Caption := c1;
hora:= FormatDateTime('hh:mm:ss',Now);
Deposito_de_Horarios_de_Leituras[qtdcoletas]:= hora;
Deposito_de_Leituras[1,qtdcoletas]:= rec[1];
Deposito_de_Leituras[2,qtdcoletas]:= rec[2];
Deposito_de_Leituras[3,qtdcoletas]:= rec[3];
Labcoleta.Caption:= IntToStr(qtdcoletas);
If TemArq8x1
  Then
    Begin
```

```
if qtdcoletas >= 50
  Then
    Begin
      corrente := coefa*TS + Coefb;
      if corrente > CorMax
        Then corrente := CorMax;
      SendRcvCom(1,1,corrente,rx);//envia a corrente
      Str(corrente:5:1,c1);
      Labcorenv.Caption:=c1;
      AssignFile(f,NomeArq8x1);
      Append(f);
      for m:= 1 to qtdcoletas do
        Begin
          Str(Deposito_de_Leituras[1,m]:5:2,c1);//tensão
          Str(Deposito_de_Leituras[2,m]:5:1,c2);//corrente
          Str(Deposito_de_Leituras[3,m]:5:1,c3);//temperatura do leito
          Str(Ts:5:1,c4);
          s := Deposito_de_Horarios_de_Leituras[m];
          s := s+ ' '+c1+ ' '+c2+ ' '+ c3+ ' '+c4;
          Writeln(f,s);
        End;
      CloseFile(f);
      qtdcoletas:=0;
    End;
  End;
End;
end;
```

APÊNDICE C

DADOS EXPERIMENTAIS DA QUEDA DE PRESSÃO NO
LEITO E DO SEU DESVIO PADRÃO EM FUNÇÃO DA
VELOCIDADE SUPERFICIAL DO AR

Tabela C1 – Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 7 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 0$ e $\Gamma = 1,9$

$\Gamma = 0$			$\Gamma = 1,9$		
Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)	Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)
0,77	607,89	72,91	0,78	462,55	194,62
0,74	595,73	80,36	0,76	487,64	195,60
0,71	595,55	77,12	0,73	499,90	219,12
0,68	580,59	73,40	0,69	529,32	207,17
0,64	649,64	74,97	0,66	460,10	227,16
0,60	618,70	74,67	0,62	495,60	253,62
0,54	741,93	84,57	0,56	628,04	261,26
0,46	885,70	84,57	0,52	592,15	287,63
0,40	898,02	68,69	0,46	627,57	316,24
0,37	804,88	65,56	0,41	616,50	315,75
0,32	694,03	44,00	0,35	620,71	328,59
0,26	614,58	27,83	0,28	564,16	430,22
0,20	518,150	30,08	0,21	469,87	495,09
0,13	389,98	15,09	0,14	400,73	575,84
0,07	203,06	12,64	0,08	241,13	524,49

Tabela C2 – Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 7 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 4,4$ e $\Gamma = 6,6$

$\Gamma = 4,4$			$\Gamma = 6,6$		
Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)	Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)
0,78	504,69	176,89	0,77	605,93	161,89
0,75	563,12	185,31	0,75	564,11	164,64
0,72	583,18	193,84	0,70	675,05	171,5
0,68	633,96	208,93	0,68	571,52	191,29
0,64	580,26	221,97	0,64	612,48	213,64
0,61	575,31	236,37	0,60	621,26	233,92
0,56	596,54	266,56	0,56	629,92	261,36
0,51	638,95	284,69	0,51	630,39	284,29
0,46	656,00	261,5	0,45	670,08	249,50
0,39	671,10	223,24	0,39	682,86	185,71
0,34	616,42	217,26	0,34	601,88	153,56
0,27	591,86	288,31	0,29	527,50	144,25
0,22	466,12	354,95	0,23	425,11	378,28
0,10	445,62	414,05	0,15	371,26	357,40
0,03	244,15	446,09	0	289,78	412,67

Tabela C3 – Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 9 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 0$ e $\Gamma = 1,9$

$\Gamma = 0$			$\Gamma = 1,9$		
Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)	Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)
0,74	849,57	64,58	0,75	719,78	237,35
0,72	813,83	63,40	0,73	736,01	232,06
0,69	793,54	77,51	0,69	783,26	280,96
0,64	908,96	86,82	0,66	727,26	280,08
0,59	922,13	82,12	0,61	773,81	288,80
0,55	918,64	78,49	0,57	840,85	324,38
0,48	1030,88	84,67	0,52	804,42	312,52
0,43	1036,58	99,66	0,48	778,00	337,90
0,38	966,14	63,21	0,43	756,47	344,96
0,33	896,45	52,03	0,37	792,06	391,60
0,28	832,89	48,70	0,30	742,50	476,08
0,24	664,62	29,20	0,25	646,75	552,03
0,21	489,69	21,16	0,20	554,33	613,97
0,14	364,47	17,54	0,14	377,75	645,03
0,09	182,98	10,48	0,10	237,47	571,34

Tabela C4 – Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 9 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 4,4$ e $\Gamma = 6,6$

$\Gamma = 4,4$			$\Gamma = 6,6$		
Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)	Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)
0,73	926,76	218,63	0,74	837,84	204,52
0,71	844,87	227,75	0,71	873,30	218,34
0,68	861,82	242,25	0,68	839,83	235,29
0,63	919,36	259,30	0,65	826,19	257,44
0,60	873,00	298,9	0,60	858,24	283,80
0,56	850,45	325,94	0,57	791,97	309,87
0,52	795,43	311,73	0,53	768,27	345,64
0,49	719,34	348,48	0,50	663,43	345,74
0,42	803,06	312,91	0,42	810,56	254,21
0,37	692,35	321,63	0,36	816,02	200,9
0,31	698,94	338,78	0,30	727,88	181,39
0,26	624,81	381,12	0,25	637,26	403,95
0,17	559,02	446,39	0,20	521,48	415,22
0,085	433,43	513,52	0,10	423,42	467,558
0,08	265,53	512,54	0	290,08	454,72

Tabela C5 – Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 11 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 0$ e $\Gamma = 1,9$

$\Gamma = 0$			$\Gamma = 1,9$		
Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)	Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)
0,68	1255,70	69,18	0,70	1120,14	277,34
0,65	1277,542	71,63	0,67	1150,56	290,66
0,62	1227,84	77,12	0,64	1109,51	311,44
0,58	1225,06	90,84	0,59	1160,54	349,66
0,52	1353,86	77,02	0,55	1173,19	358,09
0,50	1200,85	72,71	0,49	1231,25	385,92
0,42	1322,55	99,47	0,48	1053,85	399,84
0,39	1207,33	89,86	0,44	955,61	393,27
0,36	1078,53	72,32	0,40	918,73	399,84
0,33	895,98	51,84	0,35	881,22	451,38
0,27	853,15	36,65	0,27	844,79	565,26
0,26	627,96	29,69	0,24	685,04	661,10
0,23	446,32	22,93	0,23	447,70	711,38
0,20	254,21	16,95	0,15	393,89	706,87
0,11	164,74	10,19	0,14	213,31	613,48

Tabela C6 – Queda de pressão no leito e desvio padrão para cada velocidade superficial do ar, $H = 11 \times 10^{-2}$ m, $\Gamma = 4,4$ e $\Gamma = 6,6$

$\Gamma = 4,4$			$\Gamma = 6,6$		
Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)	Velocidade do ar (m/s)	Queda de Pressão (N/m ²)	Desvio Padrão (N/m ²)
0,68	1303,04	271,55	0,69	1207,61	246,86
0,66	1258,22	278,41	0,66	1185,39	267,63
0,62	1267,51	318,40	0,63	1159,93	298,50
0,58	1227,66	341,62	0,60	1129,21	326,83
0,55	1170,89	365,14	0,57	1074,94	367,99
0,52	1055,73	387,49	0,55	921,84	385,72
0,49	986,89	445,9	0,51	869,98	391,70
0,47	848,79	462,56	0,50	683,76	436,98
0,42	787,97	387,1	0,42	804,50	393,17
0,36	832,85	371,71	0,36	802,60	356,52
0,28	841,08	423,55	0,31	737,08	419,83
0,21	743,18	480,00	0,23	741,84	499,01
0,17	561,55	541,94	0,16	575,97	451,48
0,14	404,36	573,3	0,17	363,14	514,99
0,11	257,53	552,72	0,04	302,58	482,35

APÊNDICE D

DADOS EXPERIMENTAIS DA VERIFICAÇÃO DOS DESVIOS
DOS TERMOPARES DO SISTEMA

Tabela D1 – Verificação dos desvios dos termopares do cilindro utilizado para a obtenção do coeficiente global de transferência de calor

Temperatura do poço de calibração (°C)	Temperatura registrada pelo sistema de aquisição de dados (°C)								Maior Desvio (%)
	Termopares								
	Tipo J				Tipo K				
	1	2	3	4	5	6	7	8	
10	10,3	10,3	10,2	10,3	10,1	10,1	10,3	10,3	2,9
20	19,9	20,2	20,1	19,9	19,8	20,2	20,1	20,1	1,0
30	29,9	30,2	30,2	30,3	30,3	30,2	30,4	29,9	1,3
40	40,3	40,5	40,5	40,6	40,2	39,8	40,2	40,1	1,4
50	50,4	50,6	49,8	50,8	50,6	50,4	50,3	50,5	1,1
60	60,3	60,4	60,5	60,8	60,6	60,4	60,8	60,5	1,3
65	65,5	65,4	65,5	65,7	64,8	65,8	65,6	65,5	1,2
70	70,6	70,4	70,6	70,8	70,9	69,7	70,8	70,6	1,2
75	75,8	75,5	75,6	75,8	75,9	75,6	75,5	75,8	1,1
80	80,4	79,7	80,3	80,3	80,3	80,4	80,5	80,7	0,8
85	85,8	85,5	85,7	85,8	85,8	85,8	85,8	85,7	0,9
90	90,2	90,9	90,8	89,6	90,6	90,5	90,4	90,3	0,9
95	95,3	95,5	94,6	95,4	95,6	95,7	95,8	95,5	0,8
100	99,7	100	100,9	99,4	99,5	100,8	99,5	99,6	0,7

Tabela D2 – Verificação dos desvios dos termopares da esfera de 2×10^{-2} m de diâmetro

Temperatura do poço de calibração (°C)	Temperatura registrada pelo sistema de aquisição de dados (°C)							Maior Desvio (%)
	Termopares							
	Tipo J				Tipo K			
	9	10	11	12	13	14	15	
10	10,2	10,3	10,2	10,1	10,2	10,3	10,3	2,9
20	20,3	20,6	20,5	20,3	19,6	20,1	20,2	2,9
30	30,5	30,3	30,2	30,3	30,2	30,1	30,0	1,6
40	40,0	40,3	39,7	40,6	40,2	40,1	40,2	1,4
50	50,2	50,5	50,3	50,2	50,6	50,1	50,2	1,1
60	60,3	59,2	60,6	60,5	60,5	60,2	60,3	1,3
65	65,2	65,3	64,3	65,4	65,6	65,5	65,5	1,0
70	70,3	70,5	70,4	70,4	70,3	70,5	70,3	0,7
75	75,3	75,5	75,6	75,2	75,2	75,3	74,6	0,7
80	80,3	80,5	79,2	80,5	80,6	80,4	80,4	1,0
85	85,2	85,3	85,3	85,3	85,5	85,6	85,6	0,7
90	90,2	90,5	90,3	90,6	90,1	90,2	90,5	0,6
95	95,9	95,4	95,2	95,6	95,2	95,5	95,3	0,9
100	99,6	100,8	100,5	99,2	100,6	100,8	100,9	0,8

Tabela D3 – Verificação dos desvios dos termopares da esfera de $2,5 \times 10^{-2}$ m de diâmetro

Temperatura do poço de calibração (°C)	Temperatura registrada pelo sistema de aquisição de dados (°C)							Maior Desvio (%)
	Termopares							
	Tipo J				Tipo K			
	16	17	18	19	20	21	22	
10	10,2	10,3	10,2	10,2	10,3	10,2	10,2	2,9
20	20,3	20,2	20,5	20,3	20,1	20,4	20,2	1,9
30	30,3	30,5	30,1	30,5	30,5	30,3	30,2	1,6
40	39,4	40,5	40,6	39,5	40,5	39,4	40,2	1,5
50	50,3	50,5	50,2	50,6	50,1	50,2	50,6	1,1
60	60,3	59,6	60,5	60,3	60,2	60,5	60,3	0,7
65	65,3	65,2	65,5	64,1	65,2	65,5	65,3	1,4
70	70,3	70,5	70,1	69,5	70,3	70,2	70,5	0,7
75	75,3	75,5	75,1	75,5	75,3	75,6	75,5	0,7
80	80,3	80,6	80,2	80,5	80,9	80,8	80,1	1,1
85	84,2	85,6	85,2	85,5	85,9	85,8	85,5	0,9
90	90,3	89,5	90,5	90,6	89,6	90,5	90,6	0,5
95	95,3	95,5	95,6	95,2	95,5	95,3	95,6	0,6
100	99,5	100,2	100,9	99,1	100,6	99,1	100,9	0,9

Tabela D4 – Verificação dos desvios dos termopares da esfera de 3×10^{-2} m de diâmetro

Temperatura do poço de calibração (°C)	Temperatura registrada pelo sistema de aquisição de dados (°C)							Maior Desvio (%)
	Termopares							
	Tipo J				Tipo K			
	23	24	25	26	27	28	29	
10	10,2	10,3	10,2	10,2	10,2	10,2	10,2	2,9
20	20,3	19,6	20,6	20,2	20,2	20,3	20,3	2,9
30	30,3	30,6	30,2	30,1	30,1	29,8	30,5	1,9
40	40,3	40,5	40,6	40,2	40,2	40,5	40,6	1,4
50	50,3	50,5	50,6	49,3	50,3	50,6	50,6	1,4
60	60,3	60,5	60,6	60,2	60,3	60,4	60,5	0,9
65	64,3	65,6	65,4	65,5	65,2	65,4	65,5	1,0
70	69,5	70,5	70,5	70,4	69,5	70,6	69,5	0,8
75	75,3	75,5	75,2	75,9	75,3	75,5	75,5	1,1
80	80,3	80,5	79,2	80,5	80,6	80,2	80,3	1,1
85	85,3	85,5	85,4	85,6	85,1	85,5	85,1	0,7
90	90,3	90,5	90,6	90,4	89,5	90,6	90,6	0,6
95	94,6	95,5	95,1	95,6	95,8	95,1	95,1	0,8
100	99,4	100,6	100,1	99,5	100,5	100,8	100,9	0,8

Tabela D5 – Verificação dos desvios do termopar utilizado para medir a temperatura ambiente (30), termopar para medir a temperatura do leite (31) e do termopar do cilindro utilizado para a obtenção do coeficiente local de transferência de calor (32)

Temperatura do poço de calibração (°C)	Temperatura registrada pelo sistema de aquisição de dados (°C)			Maior Desvio (%)
	Termopares			
	Tipo J		Tipo K	
	30	31	32	
10	10,2	10,2	10,2	1,9
20	20,1	20,2	19,9	0,9
30	30,3	30,3	29,9	0,9
40	40,3	40,1	40,1	0,7
50	50,3	50,5	49,7	0,9
60	60,2	60,1	60,1	0,3
65	65,3	65,5	65,1	0,7
70	70,2	70,5	69,9	0,7
75	75,2	75,3	75	0,3
80	80,2	80,5	80,1	0,6
85	85,2	85,4	84,8	0,6
90	90,3	90,5	89,9	0,5
95	95,2	95,5	94,9	0,5
100	99,8	100,1	99,8	0,2

APÊNDICE E

DADOS EXPERIMENTAIS DO COEFICIENTE GLOBAL DE
TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM FUNÇÃO DO
ADIMENSIONAL DE VIBRAÇÃO PARA AS CONDIÇÕES
EXPERIMENTAIS ESTUDADAS

Tabela E1 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 7 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do Γ ar	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	125,2	152,2	209,5
0,44	129,2	182,3	220,5
1,07	139,2	192,3	234,6
1,33	295,3	300,5	271,2
1,77	192,2	246,5	351,7
2,29	185,3	218,6	277,6
2,93	185,3	219,5	248,2
4,00	184,1	199,2	231,4
5,16	183,8	193,5	230,2
6,60	182,8	193,6	231,6

Tabela E2 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 9 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do Γ ar	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	105,3	135,2	193,5
0,44	112,3	165,3	203,6
1,07	120,3	175,3	221,6
1,33	274,6	282,3	259,6
1,77	175,3	230,6	338,4
2,29	169,5	201,6	260,3
2,93	170,9	203,5	234,3
4,00	168,5	180,2	218,6
5,16	167,5	179,3	213,2
6,60	167,6	178,6	213,9

Tabela E3 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 500 \mu\text{m}$, $H = 11 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	$U = 0,2 \text{ m/s}$	$U = 0,3 \text{ m/s}$	$U = 0,45 \text{ m/s}$
0	95,3	119,6	180,3
0,44	135,3	135,3	210,5
1,07	211,2	157,3	220,6
1,33	269,2	253,2	258,6
1,77	180,9	197,6	310,2
2,29	135,2	165,3	264,3
2,93	136,8	174,3	235,3
4,00	137,2	163,2	220,6
5,16	138,5	159,3	218,3
6,60	137,9	158,6	218,3

Tabela E4 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 7 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	$U = 0,2 \text{ m/s}$	$U = 0,3 \text{ m/s}$	$U = 0,45 \text{ m/s}$
0	110,2	135,2	191,3
0,44	115,0	163,5	207,7
1,07	125,6	179,3	221,9
1,33	270,5	280,6	288,2
1,77	173,2	221,3	324,2
2,29	161,2	196,5	239,6
2,93	162,2	196,8	235,7
4,00	161,2	175,3	228,1
5,16	162,0	172,3	227,0
6,60	163,2	173,2	228,3

Tabela E5 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 9 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do Γ ar	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	96,3	118,6	179,3
0,44	99,5	145,6	195,6
1,07	108,6	162,3	208,6
1,33	254,3	263,5	276,3
1,77	159,6	206,3	313,5
2,29	145,3	179,5	225,6
2,93	145,3	179,9	223,5
4,00	146,2	159,6	215,6
5,16	146,8	158,6	214,3
6,60	146,1	158,7	214,8

Tabela E6 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $H = 11 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	78,5	97,5	168,7
0,44	117,5	120,6	193,4
1,07	194,3	139,5	203,5
1,33	250,3	238,2	240,6
1,77	160,5	179,6	300,9
2,29	118,6	149,6	247,4
2,93	119,5	156,3	219,3
4,00	119,9	140,3	201,6
5,16	118,9	139,6	200,3
6,60	118,5	139,5	200,5

Tabela E7 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 1100 \mu\text{m}$, $H = 7 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	90,2	112,3	169,5
0,44	95,3	142,2	194,2
1,07	103,2	154,2	204,3
1,33	249,2	254,8	279,4
1,77	155,3	200,9	309,4
2,29	141,3	172,3	229,6
2,93	142,5	174,3	220,4
4,00	145,6	168,6	209,4
5,16	143,5	158,9	210,6
6,60	144,5	158,2	209,1

Tabela E8 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 1100 \mu\text{m}$, $H = 9 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	$U = 0,2 \text{ m/s}$	$U = 0,3 \text{ m/s}$	$U = 0,45 \text{ m/s}$
0	81,2	99,2	167,3
0,44	99,7	121,5	183,7
1,07	98,2	138,3	197,9
1,33	246,9	237,7	264,2
1,77	128,3	182,0	300,2
2,29	121,8	151,8	215,6
2,93	125,6	158,2	211,7
4,00	122,8	148,0	204,1
5,16	122,6	140,4	203,0
6,60	127,3	141,0	204,3

Tabela E9 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para o cilindro, $d_p = 1100 \mu\text{m}$, $H = 11 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	$U = 0,2 \text{ m/s}$	$U = 0,3 \text{ m/s}$	$U = 0,45 \text{ m/s}$
0	61,5	79,1	149,9
0,44	99,2	101,2	172,5
1,07	179,9	118,1	186,9
1,33	245,9	216,9	223,4
1,77	147,9	161,9	279,9
2,29	101,2	130,9	229,9
2,93	105,1	137,8	200,6
4,00	102,2	127,8	183,9
5,16	102,1	120,2	182,6
6,60	107,1	121,1	183,9

Tabela E10 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	187,5	213	261
0,44	199,5	214,5	261
1,07	214,5	232,5	277,5
1,33	351	385,5	399
1,77	232,5	301,5	439,5
2,29	219	264	348
2,93	217,5	256,5	295,5
4,00	219	268,5	274,5
5,16	217,5	265,5	273
6,60	222	265,5	274,5

Tabela E11 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	162	182,4	220,8
0,44	183,6	195,6	232,8
1,07	195,6	222	246
1,33	304,8	344,4	343,2
1,77	210	265,2	375,6
2,29	199,2	235,2	302,4
2,93	198	229,2	260,4
4,00	199,2	226,8	243,6
5,16	198	224,4	242,4
6,60	201,6	224,4	243,6

Tabela E12 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 500 \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 3 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	$U = 0,2 \text{ m/s}$	$U = 0,3 \text{ m/s}$	$U = 0,45 \text{ m/s}$
0	155	172	204
0,44	153	183	214
1,07	153	195	225
1,33	274	297	306
1,77	195	241	333
2,29	186	216	272
2,93	185	211	237
4,00	186	209	223
5,16	185	207	222
6,60	188	207	223

Tabela E13 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	142,5	153	223,5
0,44	153	181,5	244,5
1,07	169,5	202,5	262,5
1,33	304,5	342	345
1,77	202,5	256,5	390
2,29	193,5	234	298,5
2,93	187,5	226,5	294
4,00	184,5	214,5	270
5,16	187,5	205,5	268,5
6,60	192	204	270

Tabela E14 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	$U = 0,2 \text{ m/s}$	$U = 0,3 \text{ m/s}$	$U = 0,45 \text{ m/s}$
0	138	146,4	202,8
0,44	146,4	169,2	219,6
1,07	159,6	186	234
1,33	267,6	297,6	300
1,77	186	229,2	336
2,29	178,8	211,2	262,8
2,93	174	205,2	247,2
4,00	171,6	195,6	240
5,16	174	188,4	238,8
6,60	177,6	187,2	240

Tabela E15 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 3 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	135	142	189
0,44	142	161	203
1,07	163	175	235
1,33	243	268	270
1,77	175	211	320
2,29	169	196	239
2,93	165	191	226
4,00	163	183	220
5,16	165	177	219
6,60	168	176	220

Tabela E16 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 1100 \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	115,5	124,5	208,5
0,44	124,5	157,5	214,5
1,07	151,5	175,5	253,5
1,33	292,5	310,5	318
1,77	174	229,5	376,5
2,29	163,5	202,5	283,5
2,93	156	198	264
4,00	153	186	255
5,16	153	177	249
6,60	159	175,5	255

Tabela E17 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 1100 \text{ } \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 2,5 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	$U = 0,2 \text{ m/s}$	$U = 0,3 \text{ m/s}$	$U = 0,45 \text{ m/s}$
0	116,4	123,6	190,8
0,44	123,6	138	207,6
1,07	133,2	164,4	226,8
1,33	270	260,4	278,4
1,77	163,2	219,6	325,2
2,29	154,8	186	238,8
2,93	148,8	182,4	235,2
4,00	146,4	172,8	228
5,16	146,4	165,6	223,2
6,60	151,2	164,4	228

Tabela E18 – Valores experimentais para o coeficiente global de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) para a esfera, $d_p = 1100 \mu\text{m}$, $d_{\text{esf}} = 3 \times 10^{-2} \text{ m}$

Velocidade do ar Γ	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
0	117	123	179
0,44	123	145	193
1,07	131	157	209
1,33	245	257	262
1,77	156	193	291
2,29	149	175	219
2,93	144	172	216
4,00	142	164	210
5,16	142	158	206
6,60	146	157	210

APÊNDICE F

DADOS EXPERIMENTAIS DO COEFICIENTE LOCAL DE
TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM FUNÇÃO DO
ADIMENSIONAL DE VIBRAÇÃO PARA AS CONDIÇÕES
EXPERIMENTAIS ESTUDADAS

Tabela F1 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$) na metade inferior do cilindro, $d_p = 500 \text{ } \mu m$

Posição angular (θ)	Velocidade do ar	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
	Γ			
0°	0	129,6	156	180
	1	162	162	174
	1,77	198	192	312
	3	195,6	162	216
45°	0	120	162	204
	1	152,4	174	198
	1,77	180	228	330
	3	172,8	207,6	231,6
90°	0	108	192	228
	1	141,6	202,8	288
	1,77	168	294	360
	3	158,4	237,6	258

Tabela F2 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) na metade superior do cilindro e valores dos coeficientes globais ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) calculados a partir dos locais, $d_p = 500 \text{ } \mu\text{m}$

Posição angular (θ)	Velocidade do ar	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
	Γ			
135°	0	102	144	270
	1	120	165,6	252
	1,77	156	258	384
	3	152,4	226,8	276
180°	0	72	96	210
	1	99,6	144	230,4
	1,77	138	210	336
	3	132	186	240
Valores globais calculados	0	108	156	223,2
	1	135,6	172,8	234
	1,77	168	244,8	349,2
	3	160,8	211,2	248,4

Tabela F3 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) na metade inferior do cilindro, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$

Posição angular (θ)	Velocidade do ar	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
	Γ			
0°	0	105,6	132	156
	1	121,2	138	162
	1,77	162	168	288
	3	156	144	204
45°	0	96	138	180
	1	114	146,4	190,8
	1,77	144	204	300
	3	126	180	216
90°	0	84	168	252
	1	102	177,6	270
	1,77	132	264	336
	3	120	216	252

Tabela F4 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) na metade superior do cilindro e valores dos coeficientes globais ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) calculados a partir dos locais, $d_p = 700 \text{ } \mu\text{m}$

Posição angular (θ)	Velocidade do ar	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
	Γ			
135°	0	66	126	228
	1	84	135,6	238,8
	1,77	120	240	360
	3	114	204	270
180°	0	36	72	186
	1	69,6	108	206,4
	1,77	102	180	312
	3	96	168	228
Valores globais calculados	0	79,2	133,2	207,6
	1	98,4	148,8	220,8
	1,77	132	217,2	324
	3	121,2	188,4	237,6

Tabela F5 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) na metade inferior do cilindro, $d_p = 1100 \text{ } \mu\text{m}$

Posição angular (θ)	Velocidade do ar			
	Γ	$U = 0,2 \text{ m/s}$	$U = 0,3 \text{ m/s}$	$U = 0,45 \text{ m/s}$
0°	0	102	114	138
	1	114	126	150
	1,77	138	162	270
	3	132	126	156
45°	0	93,6	120	162
	1	106,8	132	177,6
	1,77	132	174	288
	3	120	156	180
90°	0	81,6	144	234
	1	93,6	162	246
	1,77	126	198	360
	3	114	204	252

Tabela F6 – Valores experimentais para o coeficiente local de transferência de calor ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) na metade superior do cilindro e valores dos coeficientes globais ($\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) calculados a partir dos locais, $d_p = 1100 \text{ } \mu\text{m}$

Posição angular (θ)	Velocidade do ar	U = 0,2 m/s	U = 0,3 m/s	U = 0,45 m/s
	Γ			
135°	0	69,6	102	204
	1	78	108	216
	1,77	108	186	324
	3	102	200,4	228
180°	0	45,6	60	168
	1	54	78	180
	1,77	90	168	300
	3	84	157,2	192
Valores globais calculados	0	79,2	111,6	187,2
	1	90	126	200,4
	1,77	120	180	313,2
	3	110,4	175,2	207,6