

Universidade Federal de São Carlos
Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química

Avaliação de aspectos fluidodinâmicos e da
transferência de calor em leito fixo com
escoamento gás-líquido concorrente vertical

Marcos Flávio Pinto Moreira

São Carlos – SP
2004

Universidade Federal de São Carlos
Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química

Avaliação de aspectos fluidodinâmicos e da
transferência de calor em leito fixo com
escoamento gás-líquido concorrente vertical

Doutorando: Marcos Flávio Pinto Moreira
Orientador: Prof. Dr. José Teixeira Freire

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 Pesquisa e Desenvolvimento de Processos Químicos.

São Carlos – SP
2004

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

M838aa

Moreira, Marcos Flávio Pinto.

Avaliação de aspectos fluidodinâmicos e da
transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-
líquido concorrente vertical / Marcos Flávio Pinto Moreira . --
São Carlos : UFSCar, 2004.
162 p.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos,
2004.

1. Calor – transmissão. 2. Leito fixo. 3. Condutividade
térmica. 4. Escoamento ascendente e descendente. 5. Gás-
líquido. I. Título.

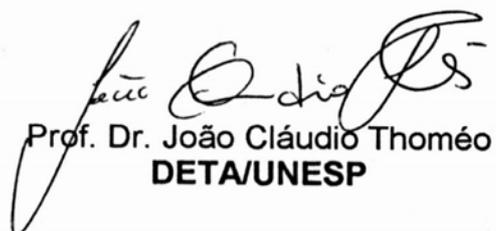
CDD: 660.28427 (20^a)

MEMBROS DA BANCA EXAMINADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **MARCOS FLÁVIO PINTO MOREIRA**, APRESENTADA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS, EM 02 DE MARÇO DE 2004.

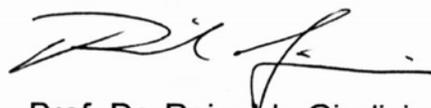
BANCA EXAMINADORA:



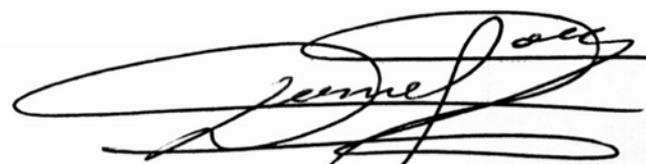
Prof. Dr. José Teixeira Freire
Orientador, PPG-EQ/UFSCar



Prof. Dr. João Cláudio Thoméo
DETA/UNESP



Prof. Dr. Reinaldo Giudici
DEQ/EPUSP



Prof. Dr. Dermeval José Mazzini Sartori
PPG-EQ/UFSCar



Profª Drª Ana Maria da Silveira
PPG-EQ/UFSCar

“Tudo posso naquele que me fortalece.”(Filipenses 4, 13)

DEDICATÓRIA

Dedico meu trabalho aos meus pais Derci Angelo Moreira e Gelma Pinto Moreira, aos meus irmãos queridos, Róbson Fabrício Pinto Moreira e Tiago Juliano Pinto Moreira; à minha esposa Fernanda e à minha filha Giovanna por todo o amor, carinho e compreensão.

Quero dedicar esse trabalho principalmente ao meu orientador e amigo, Prof. José Teixeira Freire, que me possibilitou esta oportunidade e sempre esteve muito presente durante todas as etapas deste trabalho, me ajudando e me incentivando.

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, Prof. Dr. José Teixeira Freire, por todos os ensinamentos e por todo o carinho com que me orientou.

Ao Prof. Dr. Dermeval José Mazzini Sartori pelas contribuições ao longo do trabalho.

Ao Prof. Dr. Ronaldo Guimarães Corrêa pela colaboração na resolução dos problemas numéricos.

À Prof^a Dra. Ana Maria da Silveira pelo auxílio durante toda essa caminhada.

À Prof^a Dra. Maria do Carmo Ferreira pela sua parceria nos trabalhos gerados a partir desta tese; parceria sem a qual não teríamos ido tão longe.

Ao Mano Oscar pelas brincadeiras, pelo carinho e pelo auxílio na construção dos equipamentos necessários para a realização deste trabalho.

À minha querida madrinha Dona Alzira pelo auxílio e carinho.

Ao Ademir pela colaboração na obtenção das partículas.

Ao Prof. Dr. Reinaldo Giudici pelas sugestões e pela participação na minha qualificação.

Ao Prof. Dr. João Cláudio Thoméo pelas valorosas discussões e pela co-autoria em um dos nossos artigos.

Ao Prof. Dr. Giulio Massarani pelas ajudas via o e-mail do professor Freire.

Ao Prof. Dr. Evaristo Biscaia pela resolução de um de nossos problemas.

Ao Prof. Dr. Michael Maunsell pelas valorosas contribuições.

Ao Prof. Dr. Sérgio Mergulhão pelas aulas sobre capacitores.

À Profa Dra. Rosemary pela indicação de caminhos.

Ao Dr. Washington Mello pelas dicas.

Ao Prof. Dr. Paulo Seleguin pelos conselhos sobre as técnicas de se medir temperatura.

Ao Hélio e ao Departamento de Engenharia Mecânica da EESC-USP por ceder os termopares utilizados neste trabalho.

À Profa. Susanne pelo carinho e pelos ensinamentos.

Ao meu querido Irmão Jorge pelas orações e mensagens.

Ao Sr. Adão Marques pelas orações e pelo carinho.

Aos meus sogros Ubirajara e Rosália pelo carinho e pelo auxílio.

Aos meus pais, aos meus irmãos, às minhas cunhadas, à minha afilhada, à minha esposa e à minha filha por todo o amor e carinho.

Aos meus queridos colegas de iniciação, mestrado e doutorado, em especial à minha querida amiga Cris pela força e pelo carinho.

Ao CNPq, PRONEX/FINEP pelo apoio financeiro a todo o nosso grupo de pesquisa.

À FAPESP pelo auxílio financeiro, concedendo-me uma bolsa, sem a qual eu não teria condições de me manter.

E não menos importante, a Deus, ao Nosso Senhor Jesus Cristo e à Sua Mãe que me acompanham a cada dia.

RESUMO

Neste trabalho foi estudada a transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-líquido concorrente vertical, avaliando-se a influência de fatores como a fluidodinâmica, o tamanho e a forma da partícula, o comprimento da seção térmica e o sentido do escoamento sobre os parâmetros térmicos.

Primeiramente realizou-se um estudo sobre o comportamento fluidodinâmico do leito, através da determinação dos regimes de escoamento e da saturação de líquido. Neste estudo verificou-se que há influência das vazões dos fluidos e das características do recheio sobre as características fluidodinâmicas avaliadas.

Para a obtenção dos parâmetros térmicos foram avaliados cinco modelos pseudo-homogêneos e optou-se pelo modelo tradicional a dois parâmetros por apresentar bons ajustes e parâmetros térmicos mais confiáveis.

Verificou-se que a transferência de calor foi mais intensa no escoamento ascendente onde inclusive foram obtidos perfis planos de temperatura.

O coeficiente de troca térmica na parede (h_p) foi influenciado pelo comprimento da seção térmica e principalmente, pela vazão de líquido em ambos sentidos de escoamento.

A condutividade térmica efetiva radial (k_r) também foi influenciada pelo comprimento da seção térmica e pela vazão de líquido. A vazão de gás também apresentou-se importante sobre esse parâmetro no escoamento ascendente. Além disso, as características do recheio, forma e principalmente o tamanho da partícula, influenciaram este parâmetro.

ABSTRACT

In this work, the heat transfer in packed bed with gas-liquid co-current downflow and upflow was investigated. The influence of hydrodynamic factors, of the size and shape of particles, of the length of the thermal section and of the direction of flow on thermal parameters were evaluated.

At first, a study about the hydrodynamic behavior (flow regimes and liquid saturation) were carried out. It was verified that flow regimes and liquid saturation were affected by gas and liquid flow rates and particle characteristics (shape and size).

Five pseudo-homogeneous models were evaluated in order to obtain the thermal parameters. The traditional model to two-parameters was chosen because it presented good fits and more reliable parameters.

The heat transfer was higher in upflow than in downflow. The temperature profiles obtained were flat in some conditions in upflow.

The wall-heat transfer coefficient (h_w) was affected by the length of the thermal section and mainly, by liquid flow rate in both downflow and upflow.

The radial effective thermal conductivity (k_r) also was affected by the length of the thermal section and liquid flow rate. The gas flow rate affected this parameter in upflow. Besides, the particle characteristics, shape and mainly size, affected k_r .

SUMÁRIO

RESUMO.....	i
ABSTRACT.....	ii
LISTA DE FIGURAS.....	vii
LISTA DE TABELAS.....	xiii
LISTA DE QUADROS.....	xv
NOMENCLATURA.....	xvi
CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	4
2.1 Formulação do problema de transferência de calor em leito fixo com escoamento bifásico.....	4
2.2 Aspectos da transferência de calor em meios porosos com escoamento bifásico.....	14
2.2.1 Estudo fluidodinâmico.....	14
2.2.1.1 Regimes de escoamento.....	14
2.2.1.2 Saturação total de líquido.....	20
2.2.2 Estudo térmico.....	25
2.2.2.1 Medidas de temperatura.....	25
2.2.2.2 Parâmetros térmicos.....	26
2.3 Estimativa dos parâmetros térmicos.....	31

CAPÍTULO 3 – MATERIAIS E MÉTODOS.....	37
3.1 Materiais.....	37
3.1.1 Fluidos e partículas.....	37
3.1.2 Equipamento para o estudo fluidodinâmico.....	40
3.1.3 Equipamento para o estudo térmico.....	42
3.2 Métodos.....	46
3.2.1 Homogeneidade e empacotamento do leito.....	46
3.2.2 Identificação dos regimes de escoamento.....	47
3.2.3 Medidas de saturação.....	47
3.2.4 Medidas de capacitância.....	48
3.2.5 Medidas de temperatura no leito.....	48
3.2.6 Tratamento dos dados.....	49
CAPÍTULO 4 – RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	50
4.1 Regimes de escoamento.....	50
4.1.1 Escoamento descendente.....	50
4.1.1.1 Influência do tamanho da partícula.....	55
4.1.1.2 Influência da forma da partícula.....	56
4.1.1.3 Correlações para as interfaces no escoamento descendente.....	58
4.1.2 Escoamento ascendente.....	60
4.1.2.1 Influência do tamanho da partícula.....	63
4.1.2.2 Influência da forma da partícula.....	64
4.1.2.3 Correlações para as interfaces no escoamento ascendente.....	66
4.2 Saturação total de líquido.....	68

4.2.1	Escoamento descendente.....	68
4.2.2	Escoamento ascendente.....	72
4.2.3	Previsões fornecidas por correlações da literatura.....	76
4.2.3.1	Análise da linearidade da saturação total em relação aos parâmetros.....	82
4.2.3.2	Correlações propostas nesse trabalho.....	83
4.3	Análise de modelos pseudo-homogêneos para o estudo da transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-líquido concorrente vertical...	86
4.3.1	Ajuste dos perfis teóricos (obtidos dos modelos pseudo-homogêneos) aos perfis experimentais de temperatura e o número de termos necessários aos modelos para a minimização de F.....	86
4.3.2	Valores obtidos para os parâmetros térmicos a partir dos diferentes modelos.....	91
4.3.3	Intervalos de confiança dos parâmetros.....	93
4.3.4	Qualidade das estimativas dos parâmetros térmicos (medidas de vício dos parâmetros) e comportamento da temperatura em função dos parâmetros térmicos (medidas de curvatura IN e EP).....	95
4.3.5	Escolha do modelo para obtenção dos parâmetros térmicos.....	98
4.4	Análise da transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-líquido concorrente vertical.....	100
4.4.1	Perfis de temperatura na entrada da seção térmica.....	101
4.4.2	Coefficiente de troca térmica na parede (h_p).....	107

4.4.2.1 Escoamento descendente.....	107
4.4.2.2 Escoamento ascendente.....	110
4.4.3 Condutividade térmica efetiva radial (k_r).....	112
4.4.3.1 Escoamento descendente.....	112
4.4.3.2 Escoamento ascendente.....	116
4.4.4 Correlações para os parâmetros térmicos.....	124
CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES.....	131
CAPÍTULO 6 – SUGESTÕES.....	134
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	135
APÊNDICE A.....	142
A.1 Resultados preliminares obtidos através das medidas de capacitância.....	143
A.2 Artigos gerados a partir desta tese.....	162

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 -	Esquema da configuração de leito fixo.....	1
Figura 3.1 -	Foto dos bastões de vidro colados.....	39
Figura 3.2 -	Foto de um “favo” de cilindros de vidro.....	39
Figura 3.3 -	Esquema do leito de acrílico utilizado para o estudo fluidodinâmico.....	40
Figura 3.4 -	Esquema do equipamento utilizado para as medidas de capacitância.....	41
Figura 3.5 -	Esquema do equipamento para o estudo térmico.....	42
Figura 3.6 -	Esquema do separador ar-água para o estudo térmico com escoamento ascendente.....	43
Figura 3.7 -	Esquema dos sensores anelares adaptados a uma haste.....	44
Figura 3.8 -	Esquema dos sensores anelares adaptados a uma flange.....	45
Figura 4.1 -	Características visuais dos regimes no escoamento gás- líquido descendente.....	51
Figura 4.2 -	Localização genérica dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para o escoamento descendente.....	52
Figura 4.3 -	Localização dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para as esferas de 1,9; 3,1 e 4,4 mm no escoamento descendente.....	55

Figura 4.4 -	Localização dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para as esferas de 4,4 mm, para os cilindros e para os paralelepípedos no escoamento descendente.....	57
Figura 4.5 -	Vazão de ar predita em função da vazão de ar experimental parametrizada nas interfaces entre os regimes de escoamento.....	59
Figura 4.6 -	Características visuais dos regimes no escoamento gás-líquido ascendente.....	60
Figura 4.7 -	Localização genérica dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para o escoamento ascendente.....	61
Figura 4.8 -	Localização dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para as esferas de 1,9; 3,1 e 4,4 mm no escoamento ascendente.....	63
Figura 4.9 -	Localização dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para as esferas de 4,4 mm, os cilindros e os paralelepípedos no escoamento ascendente.....	65
Figura 4.10 -	Vazão de ar predita em função da vazão de ar experimental parametrizada nas interfaces entre os regimes de escoamento.....	67
Figura 4.11 -	Saturação total no escoamento descendente em função da vazão de ar parametrizada na vazão de água e no diâmetro das esferas.....	69

Figura 4.12 - Saturação total no escoamento descendente em função da vazão de ar parametrizada na vazão de água e na forma da partícula.....	70
Figura 4.13 - Saturação total no escoamento ascendente em função da vazão de ar parametrizada na vazão de água e no diâmetro das esferas.....	73
Figura 4.14 - Saturação total no escoamento ascendente em função da vazão de ar parametrizada na vazão de água e na forma da partícula.....	75
Figura 4.15 - Saturação total predita em função da saturação total medida para o escoamento descendente.....	77
Figura 4.16 - Saturação total predita em função da saturação total medida para o escoamento ascendente.....	78
Figura 4.17 - Saturação total predita pelas correlações propostas neste trabalho em função da saturação total medida para os escoamentos descendente e ascendente.....	85
Figura 4.18 - Temperaturas medidas e calculadas pelos modelos 1 e 2 em função da posição radial no escoamento ascendente (esferas de 1,9 mm, $L = 20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $G = 0,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$).....	87
Figura 4.19 - Temperaturas medidas e calculadas pelos modelos 3, 4 e 5 em função da posição radial no escoamento ascendente (esferas de 1,9 mm, $L = 20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $G = 0,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$).....	88

Figura 4.20 - Adimensional de temperatura em função da posição radial para as réplicas nos escoamentos descendente e ascendente.....	100
Figura 4.21 - Adimensional de temperatura em função da posição radial...	102
Figura 4.22 - A em função de G parametrizado no diâmetro de partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$	103
Figura 4.23 - A em função de G parametrizado na forma da partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$	104
Figura 4.24 - A em função de G parametrizado no comprimento da seção térmica e nos regimes de escoamento para as esferas de 4,4 mm e $L=20 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$	105
Figura 4.25 - A em função de G parametrizado na vazão de água e nos regimes de escoamento para esferas de 4,4 mm e $h=200 \text{ mm}$	106
Figura 4.26 - A em função de G parametrizado na vazão de água e nos regimes de escoamento para as esferas de 1,9 mm e $h=200 \text{ mm}$	107
Figura 4.27 - h_p em função de G parametrizado no diâmetro e forma da partícula, no comprimento da seção térmica, na vazão de água e nos regimes de escoamento.....	108

Figura 4.28 - h_p em função de G parametrizado no diâmetro e forma da partícula, no comprimento da seção térmica e nos regimes de escoamento.....	111
Figura 4.29 - h_p em função de G parametrizado na vazão de água e nos regimes de escoamento para as esferas de 1,9 mm e $h=200$ mm.....	112
Figura 4.30 - k_r em função de G parametrizado no diâmetro de partícula, no comprimento da seção térmica, na vazão de água e nos regimes de escoamento.....	113
Figura 4.31 - k_r em função de G parametrizado na forma da partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $h=200$ mm.....	115
Figura 4.32 - k_r em função de G parametrizado no diâmetro de partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $h=200$ mm.....	118
Figura 4.33 - k_r em função de G parametrizado na vazão de água, no comprimento da seção térmica e nos regimes de escoamento para as esferas de 1,9 mm.....	121
Figura 4.34 - k_r em função de G parametrizado na forma da partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $h=300$ mm.....	123
Figura 4.35 - k_r em função de G parametrizado na forma da partícula para $h=200$ mm e $L=0 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$	124

Figura 4.36 - Nusselt predito em função de Nusselt experimental.....	125
Figura 4.37 - k_r predito em função de k_r experimental.....	126
Figura 4.38 - Nusselt predito em função de Nusselt experimental para os escoamentos descendente e ascendente.....	127
Figura 4.39 - k_r predito em função de k_r experimental para o escoamento descendente.....	128
Figura 4.40 - k_r predito em função de k_r experimental para o escoamento ascendente.....	129
Figura 4.41 - h_p^* predito em função de h_p^* experimental.....	130
Figura A.1 - Capacitância em função do tempo para esferas de 4,4 mm no sentido ascendente em $r=0$ com $L=20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $G=0,04 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ para 1 cm de distância entre as placas do capacitor.....	143
Figura A.2 - Capacitância em função do tempo para $L=2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ para esferas de 4,4 mm no escoamento ascendente e sua localização relativa aos regimes de escoamento.....	145
Figura A.3 - Capacitância média em função do tempo de amostragem para esferas de 4,4 mm no escoamento ascendente, parametrizada na vazão de água.....	145
Figura A.4 - Capacitância média em função da saturação total para esferas de 4,4 mm no escoamento ascendente.....	146

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 -	Características das partículas.....	38
Tabela 4.1 -	F_{\min} ($\times 10^3$) para os modelos 1, 2, 3, 4 e 5 no escoamento bifásico ascendente ar-água para as esferas de 1,9 mm e $L=20 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	89
Tabela 4.2 -	Número de termos necessários aos modelos 1, 2, 3, 4 e 5 para a obtenção de F mínimo no escoamento ar-água descendente para esferas de vidro de 1,9 mm.....	90
Tabela 4.3 -	Valores de k_r para esferas de 1,9 mm nos escoamentos de ar e ar-água para os modelos 1, 2, 3, 4 e 5.....	91
Tabela 4.4 -	Intervalo de confiança dos parâmetros para $d_p=1,9 \text{ mm}$ e $L=20 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	94
Tabela 4.5 -	Condições experimentais de aparecimento dos perfis planos de temperatura na saída da seção térmica.....	117
Tabela A.1 -	Interfaces entre os regimes no escoamento descendente.....	148
Tabela A.2 -	Interfaces entre os regimes no escoamento ascendente.....	150
Tabela A.3 -	Saturação total para as esferas de 4,4 mm.....	152
Tabela A.4 -	Saturação total para as esferas de 3,1 mm.....	153
Tabela A.5 -	Saturação total para as esferas de 1,9 mm.....	154
Tabela A.6 -	Saturação total para os cilindros.....	155
Tabela A.7 -	Saturação total para os paralelepípedos.....	156
Tabela A.8 -	Parâmetro A.....	157

Tabela A.9 - h_p no escoamento descendente.....	158
Tabela A.10 - k_r no escoamento descendente.....	159
Tabela A.11 - h_p no escoamento ascendente.....	160
Tabela A.12 - k_r no escoamento ascendente.....	161

LISTA DE QUADROS

Quadro 2.1 - Soluções analíticas para algumas formulações pseudo-homogêneas.....	13
Quadro 2.2 - Localização dos regimes de escoamento.....	18
Quadro 2.3 - Correlações para a saturação total de líquido.....	23
Quadro 2.4 - Correlações para o coeficiente de troca térmica na parede para o escoamento bifásico.....	27
Quadro 2.5 - Correlações para a condutividade térmica efetiva radial no escoamento bifásico.....	30
Quadro 4.1 - Correlações reotimizadas para a previsão da saturação total de líquido.....	80
Quadro 4.2 - Medidas de curvatura EP e IN para as correlações (\square - medida de curvatura não excedente, \blacksquare - medida de curvatura excedente).....	82
Quadro 4.3 - Medidas de curvatura e vício dos parâmetros para as esferas de 1,9 mm e $L=20 \text{ kg.m}^{-2}\text{s}^{-1}$ (\square - medida não excedente, \blacksquare - medida excedente).....	96

NOMENCLATURA

a_p	área específica da partícula, (área/volume) _{partícula} , m^2/m^3
A_p	área da partícula, m^2
C	capacitância, F
C_o	capacitância padrão, F
C_p	calor específico, $J(kg.K)^{-1}$
d_p	diâmetro da esfera de mesmo volume da partícula, mm
d_p'	diâmetro da esfera de mesmo volume da partícula, m
D	diâmetro interno do leito, mm
D'	diâmetro interno do leito, m
F	função residual, $\sum_{i=1}^N (var_{exp_i} - var_{cal_i})^2$
F^*	vazão mássica superficial de fluido, $kg.m^{-2}s^{-1}$
g	aceleração da gravidade, $m.s^{-2}$
G	vazão mássica superficial de gás, $kg.m^{-2}s^{-1}$
h	comprimento da seção térmica, mm
h'	comprimento da seção térmica, m
h_{sf}	coeficiente de transferência de calor entre sólido e fluido, $WK^{-1}m^{-5}$
h_p	coeficiente de transferência de calor na parede do leito, $WK^{-1}m^{-2}$
h_p^*	coeficiente de transferência de calor na parede do leito, $WK^{-1}m^{-2}$
H	altura do leito, mm
k	condutividade térmica, $W(mK)^{-1}$

k^*	permeabilidade, $(\phi \cdot d_p')^2 \cdot \varepsilon^3 / [150 \cdot (1 - \varepsilon)^2]$, m^2
k_a	condutividade térmica efetiva axial, $W(mK)^{-1}$
k_r	condutividade térmica efetiva radial, $W(mK)^{-1}$
k_o	condutividade térmica de estagnação, $W(mK)^{-1}$
K_D	tensor dispersão térmica, $W(mK)^{-1}$
K_{eff}	tensor condutividade térmica efetiva, $W(mK)^{-1}$
K_{eff}^T	tensor condutividade térmica efetiva total, $W(mK)^{-1}$
L	vazão mássica superficial de líquido, $kgm^{-2}s^{-1}$
m	taxa de evaporação por unidade de volume, $kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-3}$
N	número de observações
p	número de parâmetros
q	densidade de fluxo de calor, Wm^{-2}
Q	calor trocado, $W \cdot m^{-2}$
r	coordenada radial, m
R	raio do leito, m
s	desvio padrão amostral, unidade do parâmetro
t	tempo, s
\bar{T}	temperatura média, K
T	temperatura, K
u	velocidade superficial, $m \cdot s^{-1}$
v	velocidade intersticial, $m \cdot s^{-1}$
V	volume, m^3
V_c	volume interno total da coluna, m^3
V_p	volume da partícula, m^3

V_v	volume de vazios do leito com partículas, m^3
\dot{V}	matriz das primeiras derivadas
\ddot{V}	matriz das segundas derivadas
z	coordenada axial, m

Números Adimensionais

$D\%$ desvio absoluto relativo médio percentual,

$$\frac{100}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{|\beta_{t,exp_i} - \beta_{t,cal_i}|}{\beta_{t,exp_i}}$$

F' estatística de Fisher

J_0 função de Bessel de primeira espécie e ordem zero

J_1 função de Bessel de primeira espécie e ordem um

Nu número de Nusselt, $h_p \cdot d_p' / k_l$

Pe número de Péclet, $Re_f \cdot Pr_f$

Pr número de Prandtl, $\mu_f \cdot C_{p_f} / (k_f)$

Re número de Reynolds, $F d_p' / \mu_f$

r^2 variância explicada

t' distribuição t-student

U umidade

We número de Weber, $F^{*2} d_p' / \rho_f \sigma_f$

X_g parâmetro modificado de Lockhart-Martinelli, $G/L \sqrt{\rho_l / \rho_g}$

Letras Gregas

α	nível de significância
β_e	saturação de líquido estática
β_d	saturação de líquido dinâmica
β_t	saturação de líquido total, $\beta_e + \beta_d$
Δh_{vap}	calor latente de vaporização do líquido, J.kg^{-1}
ε	porosidade média do leito, V_v/V_c
ϕ	esfericidade, $6V_p/(d_p A_p)$
Φ	taxa de geração de calor por radiação eletromagnética, Wm^{-3}
φ	adimensional de temperatura, $\frac{T(r, z) - T_p}{T_o - T_p}$
λ	parâmetro do escoamento, $[(\rho_g/\rho_{\text{ar}})(\rho_l/\rho_{\text{água}})]^{0,5}$
μ	viscosidade, $\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$
ρ	massa específica, kgm^{-3}
σ	tensão superficial do líquido, Nm^{-1}
ξ	vetor dispersão térmica, Wm^{-2}
ψ	parâmetro do escoamento, $(\sigma_{\text{água}}/\sigma_l)[(\mu_l/\mu_{\text{água}})(\rho_{\text{água}}/\rho_l)^2]^{1/3}$

Subscritos

cal	calculado
exp	experimental
E	seção de entrada
f	fluido

g	gás
l	líquido
o	início da seção térmica
o,o	posição $r=0$, $z=0$
p	parede
RAI	regime de alta interação
RBI	regime de baixa interação
s	sólido
t	total

CAPÍTULO 1

Introdução

O leito fixo é uma configuração muito utilizada nas operações de engenharia, em indústrias químicas e petroquímicas entre outras.

Essa configuração pode ser representada pela Figura 1.1, onde o leito fixo é formado por uma coluna preenchida por partículas que não se movimentam, através da qual cruzam substâncias nas fases sólida, líquida e gasosa, havendo ou não reação química e a entrada ou a saída de calor do sistema.

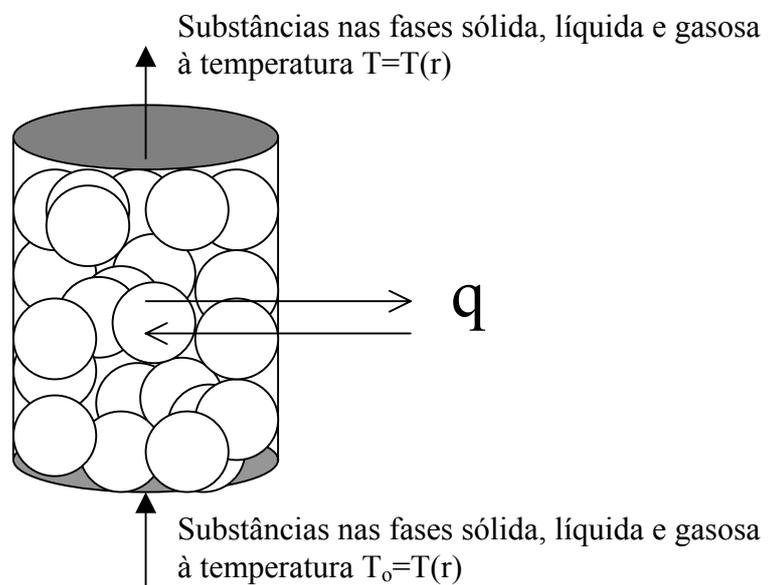


Figura 1.1. Esquema da configuração de leito fixo.

São várias as reações realizadas em leito fixo, entre elas a hidrogenação, a hidrodessulfurização e reações microbiológicas.

A fim de prever o comportamento das operações em leito fixo, torna-se necessária a realização de um estudo sobre os perfis de velocidade, temperatura e concentração no interior do leito. Estes estudos estão interligados na representação dos fenômenos de transferência que ocorrem dentro do leito.

Muito se tem estudado a respeito do perfil de temperatura em leito fixo, ou seja, a respeito da transferência de calor nesta configuração. Em nível nacional pode-se destacar as pesquisas realizadas na COPPE/UFRJ, na Poli/USP, no DEQ/UFSCar e no DETA/UNESP Campus de Rio Preto.

Em nível internacional relativo ao escoamento gás-líquido pode-se citar o grupo francês de Nancy (Lamine, Wild), o grupo japonês (Hashimoto, Nakamura, Wakao) entre outros.

A maioria dos trabalhos realizados no estudo da transferência de calor em leito fixo tem sido com escoamento monofásico, sendo poucos os trabalhos com escoamento bifásico gás-líquido.

Os estudos nesse escoamento geralmente se dão no sentido descendente. Na maioria dos trabalhos sobre a transferência de calor no escoamento bifásico em leito fixo utiliza-se o modelo a dois parâmetros (k_r e h_p), não havendo a preocupação em se testar outros modelos para a representação deste fenômeno. Quanto à influência nos parâmetros térmicos, nota-se que os trabalhos utilizam quase sempre partículas esféricas e as influências dos regimes de escoamento, do tamanho e da forma da partícula e do comprimento da seção térmica não são bem exploradas, principalmente no escoamento ascendente.

Em vista da necessidade de mais informações, o objetivo desse trabalho é verificar a influência de variáveis como o tamanho e a forma da partícula e a altura da seção térmica no fenômeno da transferência de calor em leito fixo com escoamento bifásico de um gás e de um líquido, tanto no escoamento descendente quanto no escoamento ascendente, através da obtenção dos parâmetros térmicos. Para isso, parte-se de um estudo fluidodinâmico a respeito dos regimes de escoamento e da saturação de líquido (fatores que afetam a transferência de calor) e depois de uma análise a respeito de diferentes modelos pseudo-homogêneos a fim de se avaliar o mais adequado para a obtenção dos parâmetros térmicos.

CAPÍTULO 2

Revisão Bibliográfica

Neste capítulo apresenta-se uma revisão sobre os estudos da transferência de calor em leito fixo com escoamento bifásico.

A primeira parte deste capítulo refere-se às formulações do problema; na segunda parte, abordam-se os aspectos experimentais; na terceira, quarta e quinta partes abordam-se o cálculo dos parâmetros térmicos, a escolha da melhor formulação e as correlações para os parâmetros térmicos, respectivamente.

2.1 Formulação do problema de transferência de calor em leito fixo com escoamento bifásico

A formulação do problema sobre transferência de calor em leito fixo pode ser vista de duas formas; a duas fases (modelo heterogêneo) ou a uma fase (modelo-pseudo homogêneo).

A respeito da modelagem a duas fases pode-se citar o trabalho de Vortmeyer e Schaefer (1974). Neste tipo de enfoque faz-se um estudo completo para a fase fluida e outro para a fase sólida. Os estudos são unidos através de um elo a fim de representarem o todo.

Este elo é o coeficiente de transferência de calor entre a fase sólida e a fase fluida. As seguintes equações por exemplo podem representar a modelagem a duas fases:

$$\varepsilon\rho_f C_{p_f} \frac{\partial T_f}{\partial t} = -FC_{p_f} \frac{\partial T_f}{\partial z} + h_{sf} A_p (T_s - T_f) + \varepsilon k_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial z^2} \quad (2.1)$$

$$(1 - \varepsilon)\rho_s C_{p_s} \frac{\partial T_s}{\partial t} = h_{sf} A_p (T_f - T_s) + (1 - \varepsilon)k_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \quad (2.2)$$

Nessas equações tem-se que ε é a porosidade, C_{p_f} e C_{p_s} são os calores específicos do fluido e do sólido respectivamente, k_f e k_s são as condutividades térmicas do fluido e do sólido respectivamente, T_f e T_s são as temperaturas do fluido e do sólido respectivamente, ρ_f e ρ_s são as massas específicas do fluido e do sólido respectivamente, F é a vazão mássica superficial do fluido, h_{sf} é o coeficiente de troca térmica entre as fases, A_p é a área da partícula, t é a variável tempo e z é uma coordenada espacial.

A utilização desta modelagem a duas fases esbarra normalmente na grande dificuldade de se medir a temperatura puntual de cada fase, notadamente para partículas menores que 5 mm, o que faz com que a modelagem pseudo-homogênea passe a ser mais utilizada pelos pesquisadores (Sartori, 1978; Freire, 1979, Lopes, 1985; Giudici, 1990; Silveira 1991, Oliveira, 1993 e Thoméo, 1995).

A formulação pseudo-homogênea pode ser obtida através de teorias como por exemplo, a Teoria de Whitaker (Whitaker, 1977). Partindo-se desta teoria e considerando-se equilíbrio térmico local chega-se a:

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle C_p \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \left[\sum_{i=1}^n \rho_i C_{p_i} \langle v_i \rangle \right] \cdot \nabla \langle T \rangle + \Delta h_{vap} \langle m \rangle = \\ = \nabla \cdot (\mathbf{K}_{eff} \cdot \nabla \langle T \rangle) - \nabla \cdot \langle \xi \rangle + \langle \Phi \rangle \quad (2.3) \end{aligned}$$

onde v_i é a velocidade superficial do fluido i , Δh_{vap} é o calor latente de vaporização, m é a taxa de evaporação por unidade de volume, K_{eff} é o tensor condutividade térmica efetiva, ξ é o vetor dispersão térmica e Φ é a taxa de geração de calor por radiação eletromagnética.

A definição para $\langle T \rangle$, média espacial da temperatura, é dada pela equação:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{V} \int_V (T) \cdot dV \quad (2.4)$$

onde V é o volume de controle e uma estrutura similar à dessa equação serve para definir a média espacial de qualquer variável. A variável temperatura é integrada em todo o volume de controle estabelecido, contendo as fases sólida e fluida(s).

Pode-se interpretar a dispersão através de um modelo de difusão onde:

$$\langle \xi \rangle = -K_D \cdot \nabla \langle T \rangle \quad (2.5)$$

sendo K_D o tensor dispersão térmica. Desta forma a Equação 2.3 torna-se:

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle C_p \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \left[\sum_{i=1}^n \rho_i C_{p_i} \langle v_i \rangle \right] \cdot \nabla \langle T \rangle + \Delta h_{\text{vap}} \langle m \rangle = \\ = \nabla \cdot (K^T_{\text{eff}} \cdot \nabla \langle T \rangle) + \langle \Phi \rangle \quad (2.6) \end{aligned}$$

onde
$$K^T_{\text{eff}} = K_{\text{eff}} + K_D \quad (2.7)$$

O tensor condutividade térmica efetiva total (K^T_{eff}) leva em conta todos os mecanismos envolvidos na transferência de calor que, segundo Argo e Smith (1953), podem ser divididos em mecanismos de condução, radiação e convecção.

Mecanismos de Condução:

- condução de calor pelas partículas sólidas;
- condução de calor através do fluido nos poros;

- condução através do fluido estagnado na região do contato entre as partículas, e
- condução pela região de contato entre as partículas.

Mecanismos de Radiação:

- radiação entre as superfícies das partículas e
- absorção de radiação pelo fluido.

Mecanismos de Convecção:

- convecção forçada (transferência de calor entre o sólido e o fluido) e
- dispersão térmica na fase fluida.

Verifica-se que são muitos os mecanismos envolvidos e em vista disso os parâmetros térmicos efetivos advindos da formulação pseudo-homogênea são influenciados de diversas maneiras.

Fazendo-se as seguintes considerações:

- regime permanente;
- dissipação viscosa desprezível;
- trabalho de compressão desprezível;
- sem reação química;
- sem mudança de fase, e
- sem fonte de radiação eletromagnética

chega-se a:

$$\left[\sum_{i=1}^n \rho_i C_{p_i} \langle v_i \rangle \right] \nabla \langle T \rangle = \nabla \cdot (K^T_{\text{eff}} \cdot \nabla \langle T \rangle) \quad (2.8)$$

Considerando ainda geometria cilíndrica, variação de temperatura angular desprezível, adotando K_{eff}^T formado apenas por k_r e k_a e considerando que

$$\langle v_i \rangle = u_i = \varepsilon_i \beta_i v_i \quad (2.9)$$

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{poros}}}{V_{\text{total}}} \quad (2.10)$$

$$\beta_i = \frac{V_i}{\sum_{i=1}^n V_i} \quad (2.11)$$

$$\sum_{i=1}^n \beta_i = 1 \quad (2.12)$$

$$\langle T \rangle = T \quad (2.13)$$

onde β_i é a saturação da fase fluida i e v_i é a velocidade intersticial do fluido i , tem-se:

$$\left[\sum_{i=1}^n \varepsilon \beta_i \rho_i C_{p_i} v_i \right] \frac{\partial T}{\partial z} = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot k_r \frac{\partial T}{\partial r}) \right] + \frac{\partial}{\partial z} (k_a \frac{\partial T}{\partial z}) \quad (2.14)$$

ou

$$\left[\sum_{i=1}^n F_i C_{p_i} \right] \frac{\partial T}{\partial z} = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot k_r \frac{\partial T}{\partial r}) \right] + \frac{\partial}{\partial z} (k_a \frac{\partial T}{\partial z}) \quad (2.15)$$

onde k_r e k_a são as condutividades térmicas efetivas radial e axial respectivamente.

Essas duas últimas equações são as mais utilizadas na formulação da transferência de calor em leito fixo tanto no escoamento monofásico quanto no escoamento bifásico.

Considerações nas formulações e modelos pseudo-homogêneos

Tomando-se a Equação 2.15 como base de toda formulação pseudo-homogênea na transferência de calor em leito fixo, verifica-se de acordo com a literatura (Sartori, 1978; Freire, 1979; Giudici, 1990; Silveira, 1991) que são várias as considerações que podem ser utilizadas para a complementação da formulação com respeito ao perfil de velocidade, às condutividades térmicas utilizadas, à condição de contorno na parede, às condições de contorno na entrada e na saída da seção térmica.

- Quanto ao perfil de velocidade

Os modelos podem ser “pistonados” quando a velocidade das fases é admitida constante devido a uma porosidade assumida constante, ou modelos não “pistonados” que levam em conta a variação da porosidade dentro do leito, criando assim um perfil de velocidade e por conseqüência, uma variação da condutividade térmica efetiva com a posição. Embora seja grande a utilização dos modelos “pistonados”, estudos mostram que existe a dependência da porosidade com relação à posição radial (Zotin, 1985; Giese et al., 1998). Os valores de porosidade partem próximos à unidade junto à parede e vão caindo oscilatoriamente até o centro. Somente para altas razões de diâmetro do tubo/diâmetro da partícula (D/d_p) ($D/d_p > 30$, segundo Zotin, 1985) a porosidade tende a ser constante. Giese et al. (1998) estudaram o perfil de porosidade e de velocidade, com uma razão D/d_p próxima a 10, do escoamento de um líquido para vários tipos de partículas (esferas, cilindros, esferas deformadas e anéis Raschig).

Eles verificaram perfis de porosidade para todos os tipos de partículas, assim como o surgimento de perfis de velocidade.

- Quanto às condutividades térmicas

Os modelos podem ser radiais quando utilizam apenas a condutividade térmica radial na formulação ou radiais-axiais quando utilizam as condutividades térmicas radial e axial na formulação. Geralmente as condutividades térmicas são consideradas como sendo constantes, mas alguns trabalhos como o de Kwong e Smith (1957) por exemplo, consideram que a condutividade térmica radial varia com a posição radial.

- Quanto à condição de contorno na parede

Os modelos podem ser com condição de contorno constante quando a temperatura em $r = R$ é considerada constante, com condição de contorno convectiva quando levam em conta h_p (coeficiente de troca térmica na parede) na condição de contorno na parede ou com fluxo de calor constante, ou seja, respectivamente

$$\text{em } r=R; \quad T=T_p, \quad (2.16)$$

$$-k_r \frac{\partial T}{\partial r} = h_p (T_{r=R} - T_p) \quad (2.17)$$

$$-k_r \frac{\partial T}{\partial r} = q \quad (2.18)$$

onde T_p é a temperatura na parede e $T_{r=R}$ é a temperatura dentro do leito na posição radial $r=R$.

- Quanto à condição de contorno na entrada da seção térmica

Os modelos podem ter como condição de contorno em $z=0$ um valor constante para a temperatura,

$$T=T_o, \quad (2.19)$$

ou uma função que represente uma possível variação,

$$\text{(Borkink e Westerterp, 1992)} \quad \frac{T-T_p}{T_o-T_p} = f(r) = 1 - A \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (2.20)$$

$$\text{(Olbrich e Potter, 1972)} \quad \frac{T-T_p}{T_{o,o}-T_p} = A' [1 - J_o(2,4048 \frac{r}{R})], \quad (2.21)$$

A condição na entrada pode ser ainda determinada por um balanço térmico na seção de entrada (Dixon et al., 1978), ou seja,

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial T_E}{\partial z} \quad (2.22)$$

$$e \quad T = T_E \quad (2.23)$$

onde T_o é a temperatura na entrada da seção térmica e T_E é a temperatura na seção de entrada. Como condições na seção de entrada tem-se:

$$z \rightarrow -\infty \quad T_E \rightarrow T_o \quad (2.24)$$

$$z=0 \quad \frac{\partial T_E}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.22)$$

$$r=0 \quad \frac{\partial T_E}{\partial r} = 0 \quad (2.25)$$

$$r=R \quad -k_r \frac{\partial T_E}{\partial r} = h_p (T_E - T_o) \quad (2.26)$$

- Quanto à condição de contorno na saída da seção térmica

Os modelos podem ser com condição de contorno no infinito quando considera-se que a temperatura dentro do leito tende ao equilíbrio com a parede quando se caminha para o infinito,

$$z \rightarrow +\infty \quad T \rightarrow T_p \quad (2.27)$$

ou com condição de contorno num espaço finito quando a condição de contorno na saída do leito é a de que a temperatura atinge um máximo ou um mínimo no final da seção térmica,

$$\text{em } z=L \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (2.28)$$

Em relação à última condição, ou seja, em $r = 0$, os modelos costumam ser obtidos com a seguinte condição:

$$\text{em } r=0 \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (2.29)$$

Algumas formulações com base na Equação 2.15 têm soluções analíticas. As soluções se complicam à medida que as condições de contorno e as considerações são mais complexas. O Quadro 2.1 apresenta algumas soluções analíticas para formulações pseudo-homogêneas com base na Equação 2.15.

Quadro 2.1. Soluções analíticas para algumas formulações pseudo-homogêneas.

Mod	Condições	Soluções analíticas	Equações auxiliares
1	$r=R: T = T_p ; \quad r=0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0 ;$ $z=0: T = T_o ; k_a \text{ desprezível}$	$\frac{T - T_p}{T_o - T_p} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_o(a_n \frac{r}{R}) \exp[\frac{-k_r a_n^2 z}{R^2 (GCp_g + LCp_1)}]}{a_n J_1(a_n)} \quad (2.30)$	$J_o(a_n) = 0 \quad (2.31)$
2	$z \rightarrow +\infty: T = T_p ; \quad r=R: T = T_p ;$ $r=0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0 ;$ $z=0: T = T_o$	$\frac{T - T_p}{T_o - T_p} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_o(a_n \frac{r}{R}) \exp\left[\frac{(GCp_g + LCp_1)(1 - B_n)z}{2k_a}\right]}{J_1(a_n)} \quad (2.32)$	$B_n = \left[1 + \frac{4a_n^2 k_r k_a}{R^2 (GCp_g + LCp_1)}\right]^{1/2} \quad (2.33)$ $J_o(a_n) = 0$
3	$r=R: -k_r \frac{\partial T}{\partial r} = h_p (T_{r=R} - T_p) ;$ $r=0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0 ; z=0: T = T_o ;$ $k_a \text{ desprezível}$	$\frac{T - T_p}{T_o - T_p} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\frac{h_p \cdot R}{k_r}) \cdot J_o(a_n \frac{r}{R}) \exp[\frac{-k_r a_n^2 z}{R^2 (GCp_g + LCp_1)}]}{[(\frac{h_p \cdot R}{k_r})^2 + a_n^2] J_o(a_n)} \quad (2.34)$	$(\frac{h_p \cdot R}{k_r}) \cdot J_o(a_n) - a_n J_1(a_n) = 0 \quad (2.35)$
4	$r=R: -k_r \frac{\partial T}{\partial r} = h_p (T_{r=R} - T_p) ;$ $r=0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0 ; k_a \text{ desprezível};$ $z=0: \frac{T - T_p}{T_o - T_p} = 1 - A \left(\frac{r}{R}\right)^2$ Borkink e Westertep (1992)	$\frac{T - T_p}{T_o - T_p} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{[(\frac{h_p \cdot R}{k_r}) \cdot (a_n^2 + 4A - A \cdot a_n^2) - 2A a_n^2] J_o(a_n r/R)}{a_n^3 [a_n J_o(a_n) + (\frac{h_p \cdot R}{k_r}) \cdot J_1(a_n)]} \cdot \exp[\frac{-a_n^2 z \cdot k_r}{R^2 (GCp_g + LCp_1)}] \right\} \quad (2.36)$	$(\frac{h_p \cdot R}{k_r}) \cdot J_o(a_n) - a_n J_1(a_n) = 0$
5	$r=R: -k_r \frac{\partial T}{\partial r} = h_p (T_{r=R} - T_p) ;$ $r=0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0 ;$ $z \rightarrow +\infty: T = T_p ; T_o \rightarrow \text{determinado}$ por balanços térmicos na seção de entrada (Dixon et al., 1978)	$\frac{T - T_p}{T_o - T_p} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\frac{h_p \cdot R}{k_r}) \cdot (1 + B_n) J_o(a_n \frac{r}{R}) \exp\left[\frac{(GCp_g + LCp_1)(1 - B_n)z}{2k_a}\right]}{B_n [(\frac{h_p \cdot R}{k_r})^2 + a_n^2] J_o(a_n)} \quad (2.37)$	$B_n = \left[1 + \frac{4a_n^2 k_r k_a}{R^2 (GCp_g + LCp_1)}\right]^{1/2}$ $(\frac{h_p \cdot R}{k_r}) \cdot J_o(a_n) - a_n J_1(a_n) = 0$

2.2 Aspectos da transferência de calor em meios porosos com escoamento bifásico

O estudo da transferência de calor em leito fixo com escoamento bifásico é muito parecido com o estudo em escoamento monofásico em vários pontos, como por exemplo, na formulação do problema, nas informações estruturais do leito e nos métodos de cálculo para a obtenção dos parâmetros. Apesar dos pontos em comum com o escoamento monofásico, o escoamento bifásico apresenta uma particularidade muito importante, o comportamento fluidodinâmico gás-líquido. Essa nova variável tem fundamental importância na transferência de calor. Para melhor revisar o escoamento bifásico, este item será subdividido em estudo fluidodinâmico e estudo térmico.

2.2.1 Estudo fluidodinâmico

O estudo fluidodinâmico faz-se muito importante quando se trabalha com o escoamento bifásico, pois a interação entre os fluidos influencia na transferência de calor. Entre os fatores mais importantes desse estudo estão os regimes de escoamento e a saturação de líquido, entre outros.

2.2.1.1 Regimes de escoamento

Muitos são os estudos sobre os regimes de escoamento que se apresentam no escoamento bifásico. Estes regimes são estudados, pois influenciam de formas

diferentes a transferência de calor à medida que promovem diferentes tipos de contato entre as fases fluidas e entre estas com as partículas que preenchem o leito.

Os mapas dos regimes de escoamento são apresentados de formas diferentes pelos pesquisadores, utilizando-se sempre as vazões mássicas superficiais dos fluidos, alguns apresentam os gráficos de $G \times L$ (Weekman e Myers, 1964; Rao et al., 1983; Rode et al. 1994), outros $L/G \times G$ (Turpin e Huntington, 1967; Gianetto e Specchia, 1992, Kuznetsov e Saltanov, 1997) ou $L\lambda\psi/G \times G/\lambda$ (Charpentier e Favier, 1975; Specchia e Baldi, 1977) ou ainda $L\lambda\psi/G \times G/\lambda\epsilon$ (Gianetto et al., 1978). Esses mapas dos regimes de escoamento são obtidos de várias formas (Herskowitz e Smith, 1983) como através de oscilações nas medidas de pressão, das mudanças nos coeficientes de transferência de massa e das variações na condutividade elétrica aparente. Outra forma de identificação dos regimes de escoamento é através da análise de imagens obtidas por sensores capacitivos (Reinecke e Mewes, 1997), mas apesar dessas várias formas de se identificar os regimes de escoamento tanto no sentido descendente quanto no sentido ascendente a observação visual é a maneira mais utilizada pelos pesquisadores para identificar os regimes em leito fixo.

No **sentido descendente** vários trabalhos são encontrados na literatura a respeito dos regimes de escoamento (Weekman e Myers, 1964; Sato et al., 1973; Satterfield, 1975; Specchia e Baldi, 1977; Gianetto et al., 1978; Herskowitz e Smith, 1983; Rao et al., 1983; Sai e Varma, 1988; Larachi et al., 1991a; Gianetto e Specchia, 1992; Rode et al., 1994; Lamine et al., 1996; Reinecke e Mewes, 1997; Attou e Ferschneider, 2000), havendo a separação dos regimes em baixa e

alta interações (Herskowitz e Smith, 1983) ou, de maneira mais detalhada como Weekman e Myers (1964), em regimes gás contínuo, pulsante e entre esses uma região chamada de transição ou ainda como Satterfield (1975), que cita a existência dos escoamentos gás contínuo, pulsante e bolha às vezes, segundo ele, chamado de bolha dispersa. Rode et al. (1994) consideraram os regimes bolha e bolha dispersa independentes, pois verificaram que no regime bolha dispersa as bolhas são mais alongadas e suas formas são irregulares. Sato et al. (1973) dividem o regime gás contínuo, que ocorre em vazões baixas de líquido, em regime gotejante em baixas vazões de ar e regime “spray” em altas vazões de ar. Também encontraram os regimes pulsante (em vazões médias e altas de gás e de líquido) e bolha dispersa (vazões altas de líquido e baixas, médias e altas de gás) e propuseram limites bem determinados entre os regimes sem a inclusão de regiões de transição entre os regimes. Assim como eles, outros pesquisadores (Sai e Varma, 1988; Lamine et al., 1996) se preocuparam em detalhar as interfaces entre os regimes, também não se utilizando de regiões de transição. Esse detalhamento permite uma comparação melhor dos resultados obtidos, sendo neste caso, fácil de observar por exemplo a discordância entre os resultados de Lamine et al. (1996) e Sai e Varma (1988) para os limites das interfaces no escoamento descendente. Além disso, Lamine et al. (1996) apresentaram os regimes gotejante, pulsante e bolha e trabalhando com esferas de vidro de 2 a 6 mm verificaram que o mapa de regimes não se altera com o tamanho da partícula enquanto que Sai e Varma (1988), assim como Sato et al. (1973), verificaram justamente o contrário, ou seja, há a influência do tamanho das partículas sobre o mapa de regimes havendo alterações nas interfaces entre os regimes quando se modifica o diâmetro da

partícula, além disso verificaram a presença do regime bolha dispersa no lugar onde Lamine et al. (1996) apresentaram o regime bolha. Além da influência do tamanho da partícula Sato et al. (1973), assim como Sai e Varma (1988) também verificaram que as interfaces entre os regimes se alteram com a forma das partículas.

No escoamento em **sentido ascendente** os trabalhos são em número reduzido, mas de uma forma geral seguem o mesmo caminho percorrido no estudo do sentido descendente, ou seja, a identificação dos regimes e seus limites. Gianetto e Specchia (1992) apresentaram em seu mapa de regimes, os regimes bolha (em baixas vazões de ar), pulsante (em vazões médias e altas de gás) e “spray” (em vazões elevadas de gás em baixas vazões de líquido), assim como Turpin e Huntington (1967) haviam constatado. O regime gotejante não foi relatado no escoamento ascendente, sendo característica apenas do escoamento descendente. Lamine et al. (1992) também verificaram os mesmos regimes encontrados por Gianetto e Specchia (1992) para partículas de 4 e 6 mm e verificam um regime chamado de separado para partículas de 1 e 2 mm onde o gás e o líquido parecem fluir separadamente. Colli-Serrano e Midoux (2000) trabalhando também com esferas de vidro de 2 mm não citaram a presença do regime separado, relataram em seu lugar os regimes bolha, pulsante e um regime chamado de transição entre esses dois regimes. O regime “spray” não foi alcançado por esses autores, pois não trabalharam com altas vazões de gás onde se localiza esse regime segundo Gianetto e Specchia (1978). Colli-Serrano e Midoux (2000) verificaram que a transição entre bolha e pulsante para ar e água e esferas de vidro de 2 mm ocorre em vazões de gás próximas a $0,05 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ para vazões

de líquido de 1 a 10 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ enquanto Lamine et al. (1992) relataram que essa transição ocorreu entre vazões de gás de 0,1 a 0,15 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

O Quadro 2.2 apresenta a localização dos regimes encontrados por diversos autores no estudo dos escoamentos descendente e ascendente.

Quadro 2.2. Localização dos regimes de escoamento.

Autores	Escoamento	Características	Regimes	Vazão ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)
Weekman e Myers (1964)	descendente	D = 100 mm	“spray” e gotejante	$0 < G < 1,4$ $0 < L < 7$
		$d_p = 4,7$ mm	transição	$0 < G < 0,14$ $14 < L < 28$
		esferas de vidro	pulsante	$0,14 < G < 1,4$ $7 < L < 28$
		H = 1220 mm		
Sato et al. (1973)	descendente	D = 92,4 mm	“spray”	$G > 1$ $1 < L < 15$
		$d_p = 4$ mm	gotejante	$0,1 < G < 1$ $1 < L < 15$
		esferas de cerâmica	pulsante	$0,1 < G < 2$ $4 < L < 80$
			bolha dispersa	$0,1 < G < 2$ $15 < L < 100$
Tosun (1984)	descendente	D = 51 mm	“spray” e gotejante	$0,01 < G < 1$ $1 < L < 7$
		$d_p = 1,9$ mm	bolha	$0,01 < G < 0,03$ $7 < L < 25$
		esferas de vidro	pulsante	$0,04 < G < 1$ $7 < L < 40$
		H = 910 mm	bolha dispersa	$0,02 < G < 0,4$; $20 < L < 50$
Sai e Varma (1988)	descendente	D = 25 mm	“spray”	$G > 1$ $2 < L < 10$
		$d_p = 4,32$ mm	gotejante	$G < 1$ $2 < L < 10$
		esferas de vidro	pulsante	$0,2 < G < 2$ $5 < L < 80$
		H = 508 mm	bolha dipersa	$0,1 < G < 0,5$ $10 < L < 100$
Larachi et al. (1991a)	descendente	D = 23 mm	“spray”	$0,7 < G < 4$ $1 < L < 10$
		$d_p = 1,4$ mm	gotejante	$0,001 < G < 0,3$ $1 < L < 10$

		esferas de vidro	pulsante	$0,01 < G < 1$ $10 < L < 100$
		H = 1000 mm		
Rode et al. (1994)	descendente	D = 50 mm	“spray”	$0,1 < G < 1$ $1 < L < 4$
		$d_p = 5$ mm	gotejante	$0,01 < G < 0,1$ $1 < L < 10$
		esferas de vidro	pulsante	$0,05 < G < 1$ $5 < L < 40$
		H = 1300 mm	bolha	$0,01 < G < 0,03$ $10 < L < 100$
			bolha dispersa	$0,03 < G < 0,2$ $20 < L < 100$
Iliuta et al. (1996)	descendente	$d_p = 3$ mm	gotejante	$0,06 < G < 1,25$ $3 < L < 14$
		esferas de vidro	pulsante	$0,06 < G < 1,5$ $3 < L < 13$
Lamine et al. (1996)	descendente	D = 100 mm	gotejante	$0 < G < 0,4$ $0 < L < 10$
		$d_p = 4$ mm	bolha	$0 < G < 0,25$ $10 < L < 50$
		esferas de vidro	pulsante	$0,05 < G < 0,5$ $0 < L < 50$
		H = 2700 mm		
Lamine et al. (1992)	ascendente	D = 100 mm	bolha	baixas velocidades de gás
		$d_p = 4$ mm	transição	$0,1 < G < 0,15$
		esferas de vidro	pulsante	altas velocidades de gás
		H = 2700 mm		
Lamine et al. (1995)	ascendente	D = 100 mm	separado	baixas e moderadas
		$d_p = 4$ mm		vazões de gás e líquido
		esferas de vidro	pulsante	altas velocidades de gás
		H = 2700 mm		
Kuznetsov e Saltanov (1997)	ascendente	D = 42 mm	“spray”	$0,2 < G < 3$ $0,2 < L < 18$
		$d_p = 3,2$ mm	bolha	$0,003 < G < 0,2$ $0,01 < L < 100$
		esferas de vidro	pulsante	$0,2 < G < 3$ $0,12 < L < 100$
		H = 2100 mm		

Colli-Serrano e Midoux (2000)	ascendente	D = 100 mm	bolha	$0,001 < G < 0,04$ $1 < L < 10$
		$d_p = 2$ mm	transição	$0,04 < G < 0,07$ $1 < L < 10$
		esferas de vidro	pulsante	$0,07 < G < 1$ $1 < L < 10$
		H = 2700 mm		
Murugesan Sivakumar (2002)	ascendente	D = 52 mm	bolha	$G < 0,07$ $L < 20$
		$d_p = 4,1$ mm	pulsante	$G > 0,07$
		anéis raschig	bolha dispersa	$G < 0,07$ $L > 20$
		H = 1200 mm		

2.2.1.2 Saturação total de líquido

As vazões de fluidos que percorrem o recheio além de determinarem o regime de escoamento, ainda determinam outro parâmetro importante sobre a transferência de calor; a saturação de líquido. A saturação de líquido (chamada também apenas de saturação neste texto) é a razão entre o volume de líquido e o volume total dos fluidos no leito.

De acordo com alguns trabalhos revisados (Specchia e Baldi, 1977; Rao et al., 1983; Herskowitz e Smith, 1983; Gianetto e Specchia, 1992; Benkrid et al. 1997) verifica-se a existência de dois tipos de saturação, a dinâmica e a estática. A saturação dinâmica é a quantidade de líquido que pode ser drenada do leito, enquanto a saturação estática é aquela que não é possível de ser drenada do leito. A soma das saturações dinâmica e estática equivale à saturação total.

Dos estudos realizados a respeito da saturação de líquido, a grande maioria tem dado mais atenção ao escoamento descendente (Gianetto et al., 1978; Rao et al., 1983; Herskowitz e Smith, 1983; Sai e Varma, 1988; Ellman et al., 1990; Larachi et al., 1991a, Rode et al., 1994; Fu e Tan, 1996; Lamine et al., 1996;

Urrutia et al., 1996; Benkrid et al., 1997) em vista da maior necessidade industrial em informações sobre a saturação de líquido nos reatores “trickle bed”, mas a saturação também tem sido investigada no escoamento ascendente (Turpin e Huntington, 1967; Achwal e Stepanek, 1976; Lamine et al., 1992; Iliuta et al., 1996; Bensefati et al., 1997; Sindhu e Sai, 2003).

A saturação pode ser determinada através de várias técnicas. Ellman et al. (1990) citaram seis delas:

- por pesagem;
- atenuação do campo de radiação eletromagnética;
- condutividade elétrica aparente;
- pelo volume de líquido do lado externo quando o sistema é fechado;
- drenagem, e
- técnicas de traçador.

Gubulin et al. (1974) e Mattos (1987) mediram a saturação de solos através de uma técnica de medida da capacitância do meio através de um circuito ressonante. A umidade do solo foi relacionada à capacitância desse mesmo solo através de uma equação do tipo:

$$C = \frac{AC_0}{(B-U)^2} \quad (2.38)$$

onde C é a capacitância, U é a umidade, C₀ é um valor de capacitância padrão e A e B são constantes.

Delmon et al. (1996), Reinecke e Mewes (1997) e Hage e Werther (1997) também utilizaram medidas de capacitância para determinar a concentração de sólidos em leitos fluidizados.

Tavera et al. (1998) utilizaram a técnica de condutividade elétrica para determinar a saturação de gás num sistema ar-água. Com essa técnica eles conseguiram medir variações da saturação de gás ao longo do leito.

Burns et al. (2000) utilizaram medidas de resistência elétrica do meio para determinar a saturação de leitos fixos.

Lamine et al. (1992) utilizaram a técnica de traçador para determinar a saturação do leito no escoamento concorrente ascendente.

Dentre todos esses métodos, um dos mais utilizados é o método de drenagem (Urrutia et al., 1996; Sai e Varma, 1988; Iliuta et al., 1996; Benkrid et al., 1997) que apesar de fornecer uma saturação de líquido média do leito é um método de simples realização. Nesse método o escoamento do gás e do líquido é interrompido e depois o líquido é drenado durante um certo tempo e seu volume é determinado. Rao et al. (1983) consideraram como sendo de 15 minutos o tempo de drenagem necessário para a realização da medida de saturação de líquido. Este método determina a saturação dinâmica de líquido. Para a obtenção da saturação total torna-se necessário o emprego de um método adicional para a medida da saturação estática.

Lamine et al. (1996) compararam o efeito do sentido de escoamento sobre a saturação e verificaram que para regimes de baixa interação a saturação é menor no sentido descendente do que no ascendente. Já nos regimes de alta interação, a diferença é muito pequena. Os autores também verificaram que no escoamento descendente a saturação cai quando se aumenta o diâmetro da partícula. O aumento da vazão de água ou a diminuição da vazão de ar acarretaram no aumento da saturação. Em baixas vazões de líquido, a saturação não é

influenciada pela vazão de gás.

No escoamento ascendente Lamine et al. (1992) e Colli-Serrano e Midoux (2000) verificaram que a saturação diminuiu com o aumento da vazão de gás (primeiro fortemente e depois vagarosamente, em altas vazões de gás) e aumentou com o aumento da vazão de líquido, para um determinado líquido. Para partículas maiores (4 e 6 mm) a vazão de líquido não tem influência sobre a saturação segundo Lamine et al. (1992). Esses autores também verificaram que a saturação aumenta com o aumento do diâmetro da partícula.

Existem várias correlações na literatura para a predição da saturação total e o Quadro 2.3 apresenta algumas delas.

Quadro 2.3 – Correlações para a saturação total de líquido.

Achwal e Stepanek (1976)	ascendente	$\beta_t = 1 - (1 + 0,59 u_1^{0,13} u_g^{-0,563})^{-1}$ (2.39)
Stiegel e Shah (1977)	ascendente	$\beta_t = 1,47 \cdot Re_g^{-0,14} Re_l^{0,11} (a_p d_p')^{-0,41}$ (2.40)
Larachi et al. (1991a)	descendente	$\beta_t = 1 - 10^{-\left\{ \frac{1,22 We_l^{0,15}}{X_g^{0,15} Re_l^{0,2}} \right\}}$ (2.41)
Lamine et al. (1992)	ascendente (bolha)	$\beta_t = (0,6 u_g + u_l) / (u_g + u_l)$ (2.42)
Colli-Serrano e Midoux (2000)	ascendente	$\beta_t = 1 - (1,28 + 1,7 u_1^{0,508} u_g^{-0,264})^{-1}$ (2.43)

Nesse quadro β_t é a saturação total, d_p' é o diâmetro da partícula, X_g é o parâmetro modificado de Lockhart-Martinelli, Re_l e Re_g são os números de Reynolds para o líquido e para o gás respectivamente, We_l é o número de Weber

para o líquido, a_p é área específica da partícula e u_g e u_l são as velocidades superficiais de gás e de líquido respectivamente.

Iliuta et al. (1996) verificaram que a correlação de Larachi (Larachi et al., 1991a) foi a que melhor representou o escoamento descendente com valores de desvio em torno de 13,3% e que a correlação de Stiegel e Shah (Stiegel e Shah, 1977) foi a que forneceu menores valores de desvio (cerca de 10%) dentre as correlações utilizadas para prever a saturação total de líquido em escoamento ascendente de ar e água.

Lamine et al. (1992) encontraram bons resultados (desvios de $\pm 10\%$) quando utilizaram a correlação de Achwal e Stepanek (Achwal e Stepanek, 1976) para partículas esféricas de 4 e 6 mm em escoamento ascendente. Para partículas menores a correlação superestima os resultados experimentais de 15 a 20%. A correlação de Lamine (Lamine et al., 1992), apresentada no Quadro 2.2, também forneceu desvios de $\pm 10\%$, apesar da faixa de validade ser menor do que a correlação de Achwal e Stepanek.

Colli-Serrano e Midoux (2000) propuseram algumas modificações na correlação de Achwal e Stepanek, a qual subestimou os seus resultados em 50%, obtendo uma nova correlação que apresentou desvios de $\pm 10\%$.

Bensetiti et al. (1997) realizaram um estudo sobre correlações para a previsão da saturação e verificaram que quando as correlações são reotimizadas para representarem os dados de vários autores, todas as correlações apresentaram desvios muito próximos. Verificaram também, utilizando os resultados experimentais de vários autores relativos ao escoamento ascendente, que a

correlação de Larachi et al. (1991a) apresentou desvios menores do que a correlação de Stiegel e Shah (1977) para o escoamento ascendente.

2.2.2 Estudo térmico

A segunda parte do estudo da transferência de calor em leito fixo com escoamento bifásico é o estudo térmico. Aqui este estudo será dividido nas medidas de temperatura e nos fatores que influenciam os parâmetros térmicos.

2.2.2.1 Medidas de temperatura

Existem várias formas de se medir a temperatura no estudo de transferência de calor em meios porosos. Rouiller (2000) fez uma revisão dessas formas e apresentou as seguintes técnicas:

- inserção de termopares dentro do leito;
- colocação de um único termopar no topo do leito;
- colocação de cilindros concêntricos no topo do leito;
- termopares suspensos por suporte em forma de cruz;
- termopares suspensos por um pente, e
- sensores anelares.

Dentre as técnicas citadas, a de sensores anelares desenvolvida por Giudici e Nascimento (1994) tem se mostrado a mais eficaz devido ao fato de filtrar as oscilações de temperatura na direção angular, fornecendo uma média da

temperatura na direção angular.

2.2.2.2 Parâmetros térmicos

O estudo da transferência de calor em leito fixo com escoamento bifásico começou, provavelmente, com Weekman e Myers em 1965 (Weekman e Myers, 1965). É um estudo recente quando comparado ao estudo em monofásico, mas já com muitos resultados apresentados.

Em relação ao coeficiente de troca térmica na parede (h_p), verifica-se na literatura que a influência da vazão de gás sobre esse parâmetro não é bem definida tanto no escoamento descendente (Matsuura et al., 1979a; Nakamura et al., 1981; Lamine et al., 1996) quanto no escoamento ascendente (Nakamura et al., 1981; Lamine et al., 1992), pois existem contradições entre os autores.

A influência da vazão de líquido sobre h_p mostra-se clara no escoamento descendente, pois o aumento da vazão de líquido ocasiona o aumento de h_p . Já no escoamento ascendente existe contradição nos resultados apresentados por Nakamura et al. (1981) e Lamine et al. (1992) para baixas vazões de ar. Em vazões elevadas o aumento da vazão de líquido ocasiona o aumento de h_p .

Quanto à influência do comprimento da seção térmica sobre h_p , Rouiller (2000) realizou esse estudo para o escoamento monofásico ascendente de ar. A tendência de h_p variou de acordo com a formulação utilizada, tendo sido verificadas várias formulações, mas em nenhuma delas parece ser possível afirmar que h_p varia com a altura e muito menos como é essa variação.

O Quadro 2.4 apresenta algumas correlações da literatura para o coeficiente

de troca térmica na parede.

Quadro 2.4. Correlações para o coeficiente de troca térmica na parede para o escoamento bifásico.

Referência	Escoamento	Correlação
Muroyama et al. (1977)	descendente RBI	$h_p = \frac{k_l}{d_p'} 0,012 \cdot Re_1^{17/10} Pr_1^{1/3} \quad (2.44)$
Muroyama et al. (1977)	descendente RAI	$h_p = \frac{k_l}{d_p'} 0,092 \cdot \left(\frac{Re_1}{\epsilon \beta_t}\right)^{8/10} Pr_1^{1/3} \quad (2.45)$
Specchia e Baldi (1979)	descendente RBI	$h_p = \frac{k_l}{d_p'} 0,057 \cdot \left(\frac{Re_1}{\epsilon \beta_t}\right)^{89/100} Pr_1^{1/3} \quad (2.46)$
Sokolov et al. (1983)	ascendente bolha	$h_p = 0,26 \cdot \frac{k_l}{d_p'} \left[\frac{3(1-\epsilon)}{2\epsilon}\right] \cdot \left[\frac{2Ld_p'}{3(1-\epsilon)\mu_1\beta_t}\right]^{43/100} Pr_1^{1/3} \quad (2.47)$
Lamine et al. (1996)	ascendente e descendente	$h_p = 318 \cdot \beta_t L \quad (2.48)$
Mariani et al. (2001)	descendente gotejante	$h_p = \left[\left(\frac{h_p d_p'}{k_l}\right)_{u_1=u_g=0} + 0,471 \cdot Pr_1^{1/3} Re_1^{0,65}\right] \frac{k_l}{d_p'} \quad (2.49)$

Nesse quadro k_l é a condutividade do líquido, Pr_1 o número de Prandtl do líquido e μ_1 é a viscosidade do líquido.

Em relação à condutividade térmica efetiva radial (k_r), Hashimoto et al. (1976), utilizando o modelo a dois parâmetros, verificaram que um aumento na vazão de gás causou pequenos aumentos em k_r no escoamento descendente. Nakamura et al. (1981) verificaram que k_r é pouco influenciado pela vazão de gás no escoamento descendente. Lamine et al. (1996) verificaram que isso só ocorreu

para baixas vazões de líquido, pois em vazões elevadas de líquido há uma queda de k_r em função do aumento da vazão de ar.

Em relação à vazão de líquido, k_r aumenta com o aumento dessa vazão de acordo com vários autores (Matsuura et al., 1979b; Nakamura et al., 1981; Lamine et al., 1996).

Em relação ao sentido do escoamento, Lamine et al. (1996) verificaram que para partículas de 6 mm a diferença de k_r foi pequena entre os escoamentos ascendente e descendente. Para partículas de 2 mm k_r foi cerca de 20 a 30% maior no escoamento ascendente do que k_r no escoamento descendente.

No escoamento ascendente k_r apresentou um aumento com o aumento da vazão de ar (em baixas vazões de ar) e depois uma queda. Isso foi verificado por Nakamura et al. (1981) e também por Silveira (1991). Lamine et al. (1992) também constataram que para partículas maiores (4 e 6 mm) k_r aumenta fortemente com a vazão de gás no regime bolha e diminui no regime pulsante. O aumento de k_r no regime bolha pode ser explicado, segundo eles, por dois fenômenos físicos:

- a diminuição da saturação leva a valores maiores de velocidade do líquido promovendo uma melhor mistura radial do líquido, e
- a presença do gás escoando através do leito aumenta o comprimento de mistura do líquido e desta forma a dispersão.

Lopes (1985), usando o modelo a dois parâmetros, verificou que k_r diminuiu com o aumento da vazão de gás para baixos valores de vazão de gás e depois aumentou com o aumento da vazão de gás.

Para partículas pequenas (1 e 2 mm), Lamine et al. (1992) constataram que

k_r aumentou com as vazões de gás e de líquido, o que também foi verificado por Colli-Serrano e Midoux (2000).

Segundo Nakamura et al. (1981) o aumento de k_r com o aumento da vazão de líquido foi verificado apenas para vazões médias e elevadas de gás, pois em baixas vazões (para esferas de 6,6 mm) k_r aumentou com a diminuição da vazão de líquido.

Quanto à variação de k_r com o diâmetro de partícula, Lopes (1985) verificou que k_r aumentou quando se aumentou o diâmetro das partículas do leito, o que também foi constatado por Lamine et al. (1992).

Quanto à variação de k_r com a altura do leito, Rouiller (2000) realizou esse estudo para o escoamento monofásico de gás e, assim como para h_p , em nenhuma das formulações utilizadas parece ser possível afirmar que k_r varia com a altura e muito menos como é essa variação.

Em relação à k_a , não foi encontrado nenhum trabalho que utilizasse esse parâmetro no escoamento bifásico. Lamine et al. (1995) afirmaram, assim como Kuznetsov e Saltanov (1997), que a contribuição do termo axial pode ser desprezada no balanço de energia.

O Quadro 2.5 apresenta algumas correlações obtidas da literatura para representar a condutividade térmica efetiva radial nos escoamentos descendente e ascendente em leito fixo.

Quadro 2.5 - Correlações para a condutividade térmica efetiva radial no escoamento bifásico.

Referência	Escoamento	Correlação
Weekman e Myers (1965)	descendente	$k_r = 12,17 + \frac{4,93 \cdot 10^{-4} D \cdot k_l \cdot Pe_l}{d_p \varepsilon \beta_t} \quad (2.50)$
Nakamura et al. (1981)	ascendente pulsante	$k_r = a \cdot k_l Re_l^b Re_g^{-3/10} \quad (22,5 \leq a \leq 26,9; 0,55 \leq b \leq 0,57) \quad (2.51)$
Sokolov e Yablokova (1983)	ascendente bolha	$k_r = k_o + 14 \cdot k_l [u_g^{1/4} (\frac{\mu_l g}{\rho_l})^{-1/12} + 0,014 (\frac{L d_p'}{\varepsilon \mu_l \beta_t})^{1/4}] Pr_l^{1/3} \quad (2.52)$
Gutsche et al. (1989)	ascendente separado	$k_r = k_o + 0,9 k_l \frac{Pe_l}{8 \beta_t} + 0,9 \frac{GCp_g d_p'}{8(1 - \beta_t)} \quad (2.53)$
Lamine et al. (1992)	ascendente bolha	$k_r = k_o + 0,055 \frac{k_l Re_l Pr_l}{8 \beta_t} + 15 \left\{ \frac{k_l GCp_g d_p'}{1 - \beta_t} \right\}^{1/2} \quad (2.54)$
Lamine et al. (1992)	ascendente pulsante	$k_r = 180 \cdot k_l \left(\frac{d_p}{D}\right)^{3/4} Re_l^{1/2} Re_g^{-3/10} \quad (2.55)$
Lamine et al. (1995)	ascendente	$k_r = k_o + 0,11 \cdot k_l \frac{Pe_l}{\beta_t} \quad (2.56)$
Mariani et al. (2001)	descendente gotejante	$k_r = k_o + 0,281 \cdot k_l (1 + 5,3 \cdot 10^{-3} Re_g) Re_l^{0,81} Pr_l \quad (2.57)$
Colli-Serrano e Midoux (2000)	ascendente	$k_r = k_o + 0,06 \cdot k_l Pr_l^{0,7} Re_l^{1,23} \frac{34,8 Re_g}{1 + 2,16 Re_g} \quad (2.58)$

Nesse quadro Pe_l é o número de Péclet do líquido e k_o é a condutividade térmica de estagnação.

2.3 Estimativa dos parâmetros térmicos

Vários são os métodos apresentados para o cálculo dos parâmetros térmicos. Sartori (1978) e Freire (1979) fizeram uma revisão sobre estes métodos. Um dos métodos mais utilizados é o Método dos Mínimos Quadrados (Giudici, 1990; Silveira, 1991; Thoméo, 1995; Rouiller, 2000) onde a busca do mínimo da função erro é otimizada com o auxílio de algoritmos apropriados.

A função erro a ser minimizada é dada por:

$$F = \sum_{i=1}^N (T_{\text{exp}_i} - T_{\text{cal}_i})^2 \quad (2.59)$$

quando o ajuste é feito em apenas uma dimensão,

ou por

$$F = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^{N_i} (T_{\text{exp}_{i,j}} - T_{\text{cal}_{i,j}})^2 \quad (2.60)$$

quando o ajuste é feito em duas dimensões.

Thoméo (1995) fez um estudo sobre o tipo de ajuste mais indicado; o ajuste feito apenas na direção radial para cada altura ou o ajuste na direção radial com todas as alturas estudadas ao mesmo tempo.

As duas formas de cálculo para F já apresentadas se referem ao método de mínimos quadrados ordinários (Thoméo, 1995) onde todas as medidas têm a mesma importância na estimativa dos parâmetros. Thoméo (1995) utilizou o método dos mínimos quadrados ponderados onde F é dado por:

$$F = \sum_{i=1}^N w_i (T_{\text{exp}_i} - T_{\text{cal}_i})^2 \quad (2.61)$$

e w_i são os pesos para cada medida.

Quando se utilizam modelos que apresentam k_r e h_p , torna-se necessária a obtenção dos valores de a_n apresentados no Quadro 2.1. Esses valores podem ser encontrados pelo método da bipartição do intervalo de busca como descrito por Giudici (1990).

Uma questão importante a ser avaliada no cálculo dos parâmetros é o número de termos a ser utilizado na série no caso de modelos “pistonados”. Thoméo (1995) fez um estudo sobre o número de termos na série a partir do qual a função erro é invariante. Segundo ele, em quase todas as condições (exceto em uma, $Re=190$, $h=45\text{mm}$) esse número mínimo foi inferior a 10 termos. No caso excepcional o número mínimo foi de 16 termos.

Em relação ao desvio dos valores obtidos para os parâmetros térmicos, Ratkowsky (1983) sugeriu que se calcule a seguinte matriz:

$$\frac{1}{s^2} \left[\sum \frac{\partial T(r, z, k_r, k_a, h_p)}{\partial \theta_i} \frac{\partial T(r, z, k_r, k_a, h_p)}{\partial \theta_j} \right]^{-1} \quad (2.62)$$

onde θ é o parâmetro e s é o desvio padrão amostral (s) dado através de:

$$s = \left[\frac{F_{\text{min}}}{N - p} \right]^{1/2} \quad (2.63)$$

onde p é o número de parâmetros.

Cada elemento da diagonal principal dessa matriz equivale ao quadrado do desvio padrão mínimo (s_θ) de cada parâmetro. Esse valor multiplicado pela estatística t-Student equivale ao intervalo de confiança do parâmetro (Thoméo, 1995).

Um dos principais pontos em estudos de engenharia é a representação dos resultados obtidos experimentalmente através de modelos. Neste estudo são levados em conta diversos fatores, entre eles tem-se a qualidade do ajuste verificada visualmente, a variância explicada (r^2), a distribuição de resíduos e testes, como o teste F, para se verificar se o modelo representa os dados experimentais adequadamente no nível de significância adotado.

Além disso, mesmo depois da obtenção de todos esses indicadores, medidas de vício e de curvatura podem ser bons indicadores a respeito do comportamento dos modelos. Dos trabalhos revisados na literatura, poucos (Thoméo, 1995; Thoméo e Freire, 2000; Rouiller, 2000) se utilizaram das medidas de curvatura e de vício para o estudo da transferência de calor em leito fixo.

As medidas de vício dos parâmetros indicam a discrepância entre os valores estimados e os valores reais para os parâmetros. Essas medidas são dadas por (Box, 1971):

$$\text{vício}(\hat{\theta}) = -\frac{S^2}{2} \left(\sum_{u=1}^N F_u F_u^T \right)^{-1} \sum_{t=1}^N F_t \text{tr} \left[\left(\sum_{u=1}^N F_u F_u^T \right)^{-1} H_t \right] \quad (2.64)$$

onde F_t ($=F_u$) é o vetor $p \times 1$ das derivadas primeiras de T e H_t é a matriz das

segundas derivadas em relação a cada um dos parâmetros. Nesta expressão tr é o traço da matriz. As discrepâncias são significativas quando a porcentagem de vício, dada por,

$$\%vício(\theta) = 100.vício(\theta)/\theta \quad (2.65)$$

é superior a 1% (Ratkowsky, 1983).

Segundo Thoméo (1995), as medidas de vício serviram para identificar o(s) parâmetro(s) que causa(m) problemas de curvatura, o que facilita os estudos de reparametrização.

As medidas de curvatura servem para verificar o comportamento linear de modelos não lineares. Um modelo não linear que se aproxima de um comportamento linear apresenta vantagens como o número baixo de iterações necessárias para a obtenção da convergência e a possibilidade de utilização das metodologias aplicadas aos modelos lineares no estudo estatístico desses modelos (Ratkowsky, 1983).

Segundo Thoméo (1995) elas serviram para avaliar em que situações os estimadores de mínimos quadrados aproximaram-se do caso assintótico e portanto, se as estatísticas utilizadas para interpretá-los são válidas, e para saber qual o coeficiente mais afetado pela condição de estimação.

Existem dois tipos de medidas de curvatura. Uma é a medida de curvatura devido aos efeitos dos parâmetros (EP) e a outra é a medida de curvatura relativa à não linearidade intrínseca (IN) (Bates e Watts, 1980; Bates e Watts, 1988).

Ambas são consideradas excessivas quando seus valores ultrapassam o valor

de $0,5.F'^{-1/2}$, onde F' é a distribuição de Fisher ($p, N-p, \alpha$). Estas curvaturas são dadas por:

$$\ddot{\mathbf{A}} = \mathbf{Q}^T \ddot{\mathbf{U}} = \mathbf{A}^{\text{EP}} | \mathbf{A}^{\text{IN}} \quad (2.66)$$

onde \mathbf{A}^{EP} são as primeiras p faces de $\ddot{\mathbf{A}}$ e o maior valor absoluto dessa matriz (\mathbf{A}^{EP}) representa a medida de curvatura devido ao efeito dos parâmetros (EP). As últimas $N-p$ faces de $\ddot{\mathbf{A}}$ representam \mathbf{A}^{IN} onde o maior valor absoluto dessa matriz representa ao valor de não linearidade intrínseca (IN), sendo que

$$\ddot{\mathbf{U}} = (\mathbf{R}^{-1})^T \ddot{\mathbf{V}} \mathbf{R}^{-1} \quad (2.67)$$

e que \mathbf{Q} e \mathbf{R} são as matrizes obtidas da operação de decomposição QR da seguinte matriz:

$$\dot{\mathbf{V}} = \frac{1}{s\sqrt{p}} \left[\left(\frac{\partial y}{\partial \theta_j} \right)_{\theta_p} \right] \quad (2.68)$$

e

$$\ddot{\mathbf{V}} = \frac{1}{s\sqrt{p}} \left[\left(\frac{\partial^2 y}{\partial \theta_r \partial \theta_j} \right)_{\theta_p} \right] \quad (2.69)$$

onde y é a variável que está sendo analisada.

Apesar de todos os estudos já realizados a respeito da transferência de calor em leito fixo com escoamento concorrente vertical gás-líquido verifica-se a

necessidade de mais informações sobre os comportamentos fluidodinâmico e térmico, principalmente no escoamento ascendente, determinando-se claramente o comportamento dos parâmetros térmicos. Nessa tentativa apresenta-se a seguir a metodologia e o aparato experimental utilizados neste estudo.

CAPÍTULO 3

Materiais e Métodos

3.1. Materiais

3.1.1. Fluidos e partículas

Para o estudo da transferência de calor em leito fixo com escoamento bifásico utilizou-se como fluidos o ar e a água. Foram utilizadas vazões de ar na faixa de 0 a 0,8 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ para a identificação dos regimes no escoamento descendente, de 0 a 2,3 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ para a identificação dos regimes no escoamento ascendente, de 0,03 a 0,6 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ para a saturação total no escoamento descendente, de 0,03 a 1,3 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ para a saturação total no escoamento ascendente e de 0 a 0,5 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ para a obtenção dos parâmetros térmicos. As vazões de água utilizadas na identificação dos regimes de escoamento estavam na faixa de 2 a 20 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Já para a determinação da saturação e dos parâmetros térmicos foram utilizadas vazões de água de 2, 9 e 20 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

Como recheio foram utilizadas esferas, cilindros e paralelepípedos de vidro, cujas características estão apresentadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1. Características das partículas.

Partículas	d_p (mm)	ϕ	ε
Esferas	1,9; 3,1; 4,4	1	0,37
Cilindros	5,0	0,86	0,32
Paralelepípedos	5,4	0,77	0,31

As esferas de vidro foram adquiridas da Potters Industrial S. A.

Os cilindros tiveram que ser confeccionados, pois não se encontrou fornecedor para essas partículas. Para se construir os cilindros com diâmetro de 5 mm e altura de 3,5 mm foram comprados bastões de vidro de diâmetro igual a 5 mm com 30 cm de comprimento.

As dimensões dos cilindros foram escolhidas de tal forma que o produto $\phi \cdot d_p$ para o cilindro ficasse próximo ao diâmetro de uma das esferas a serem utilizadas; no caso, a esfera de 4,4 mm de diâmetro.

Esses bastões foram colados com adesivos da marca Araldite 24 horas (marca registrada da Ciba-Geigy S. A.) para que pudessem ser manuseados durante a colagem. A Figura 3.1 apresenta uma foto da estrutura de bastões antes da operação de corte, unidos por colagem feita com grupos de 55 bastões na forma piramidal.

Depois de 2 dias de cura, os grupos de bastões foram cortados em uma serra de disco Lombard no sentido transversal cuidando-se para que os “favos” formados, mostrados na Figura 3.2, tivessem cilindros com 3,5 mm de altura.



Figura 3.1. Foto dos bastões de vidro colados.



Figura 3.2. Foto de um “favo” de cilindros de vidro.

Os favos formados no corte de um grupo eram postos em uma bandeja de aço inox de 20 x 15 cm e levados para um forno do tipo Furnace 6000 Thermolyne onde permaneciam a 550°C até que toda cola fosse queimada. Depois os cilindros eram separados das cinzas e estavam prontos para serem utilizados nos experimentos.

Não foi possível fazer os paralelepípedos da mesma forma que os cilindros devido à dificuldade de serrar as placas de vidro em tiras. As placas foram cortadas em tiras com o auxílio de um lápis de diamante e depois, novamente com o lápis, cortou-se cada tira em vários paralelepípedos. Os paralelepípedos têm dimensões médias de 2,9 x 5,5 x 5,5 mm, para que, da mesma forma que os cilindros, o produto $\phi.d_p$ para o paralelepípedo ficasse próximo ao diâmetro da esfera de 4,4 mm.

3.1.2 Equipamento para o estudo fluidodinâmico

O esquema do equipamento utilizado para o estudo fluidodinâmico está mostrado na Figura 3.3.

O leito de acrílico é formado por 5 partes com uma altura total de 80 cm e diâmetro interno de 5 cm. A primeira parte (parte inferior do leito da Figura 3.3) é a entrada onde se localiza o injetor por onde passam a água e o ar.

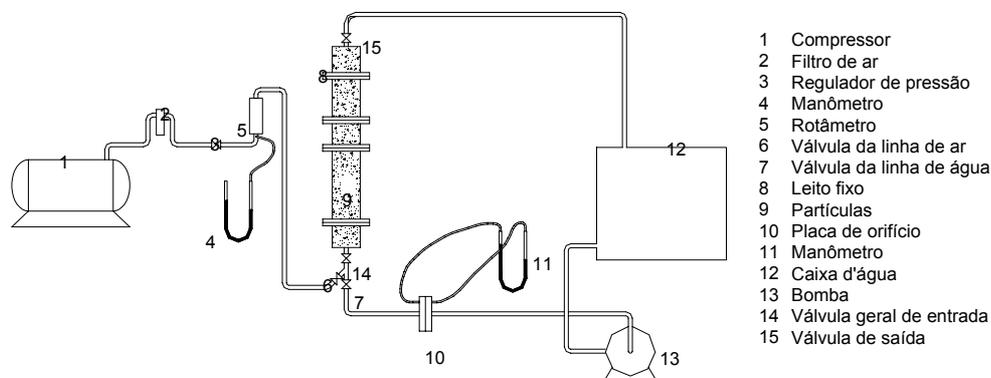


Figura 3.3. Esquema do leito de acrílico utilizado para o estudo fluidodinâmico.

A segunda, terceira e quarta partes são aproximadamente iguais mudando-se apenas a altura, uma de 30, outra de 10 e outra de 20 cm, respectivamente. Todas essas partes possuem tomadas de pressão. A última parte possui uma única saída com uma válvula para os fluidos. As partes são unidas umas às outras por meio de flanges e “o’rings” são utilizados nas flanges para evitar o vazamento dos fluidos.

Os periféricos para as linhas de ar e de água são apresentados juntamente com o equipamento do estudo térmico, no próximo item.

Para as medidas de capacitância construiu-se um capacitor conforme o esquema apresentado na Figura 3.4.

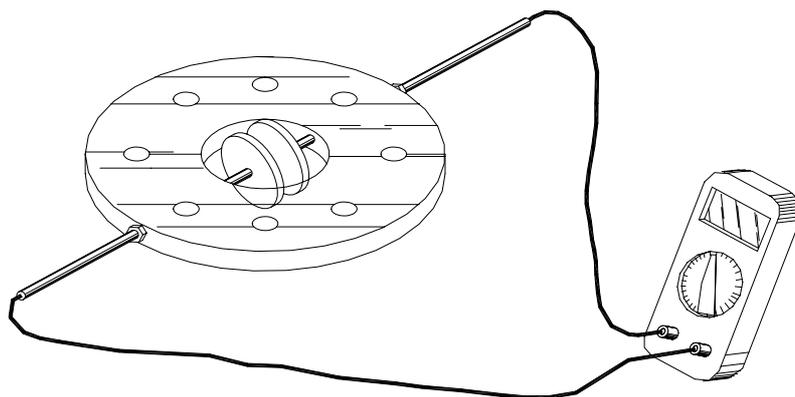


Figura 3.4. Esquema do equipamento utilizado para as medidas de capacitância.

O capacitor foi construído com placas circulares de alumínio com 4 cm de diâmetro e 1 cm de distância entre as placas, e foi adaptado a uma flange de acrílico para ser inserido no leito entre as flanges existentes. O multímetro utilizado foi o ET-2800 da marca Minipa.

3.1.3 Equipamento para o estudo térmico

Para o estudo térmico apresenta-se na Figura 3.5 um esquema do equipamento utilizado.

As três primeiras partes do leito são de acrílico, com 10, 30 e 10 cm de comprimento, respectivamente, e com 5 cm de diâmetro interno. Acima dessas partes tem-se a seção térmica feita de aço inox com diâmetro interno de 5 cm e com uma camisa para a passagem de água para a manutenção da temperatura na parede.

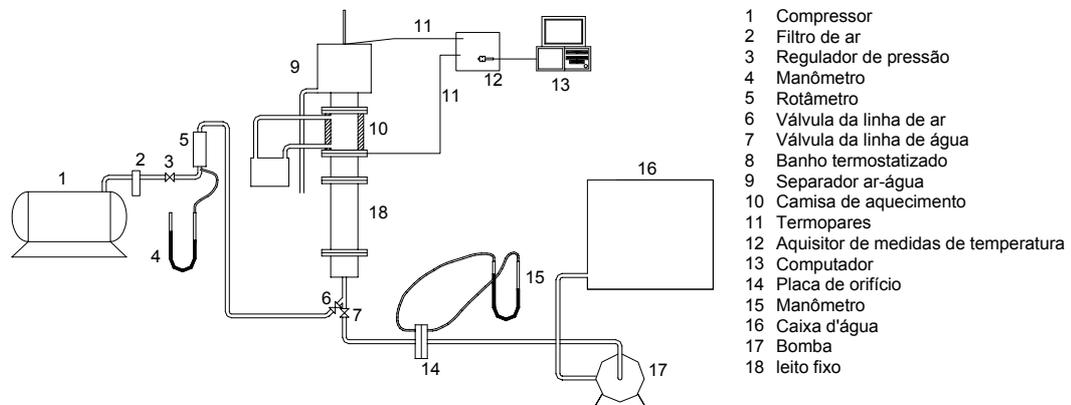


Figura 3.5. Esquema do equipamento para o estudo térmico.

Foram utilizadas neste trabalho seções térmicas de 10, 20 e 30 cm de comprimento. Acima da seção térmica foi colocado um separador dos fluidos no caso do escoamento ascendente. A Figura 3.6 apresenta um esquema do separador.

Para o caso do escoamento descendente não foi colocado o separador apresentado na Figura 3.6 e sim a última parte de acrílico utilizada nos experimentos fluidodinâmicos, com 10 cm de comprimento e 5 cm de diâmetro interno.

A linha de ar consiste de um compressor Schulz, de uma válvula reguladora de pressão Parker modelo 3564-3000S com filtro, de um rotâmetro Gilmont modelo 51149 e de manômetros de tubo em “U” com mercúrio.

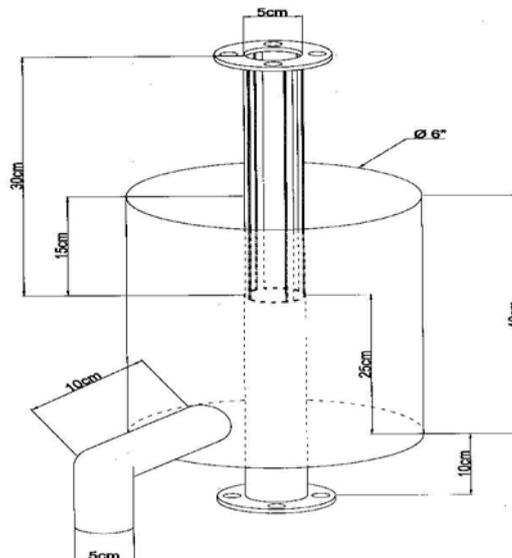


Figura 3.6. Esquema do separador ar-água para o estudo térmico com escoamento ascendente.

A linha de água consiste de uma caixa d'água, ligada a uma bomba Mark XD2 a qual transporta a água para a base do leito passando antes por uma placa de orifício ligada a um manômetro de tubo em “U” para a determinação da vazão de água.

A temperatura na seção térmica é mantida constante com o auxílio de um

banho termostatzado Tecnal modelo TE-184.

As temperaturas na entrada e na saída da seção térmica foram medidas usando sensores anelares baseados no trabalho de Giudici e Nascimento (1994) e transmitidas a um aquisitor de temperaturas Digisense Thermocouple Thermometer modelo 21800-00A Cole Parmer e depois a um computador Pentium III através de uma interface RS-232. O erro nas medidas de temperatura foi de $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$.

Para o escoamento ascendente, na saída da seção térmica, utilizaram-se os sensores anelares adaptados a uma haste de acordo com o apresentado na Figura 3.7.

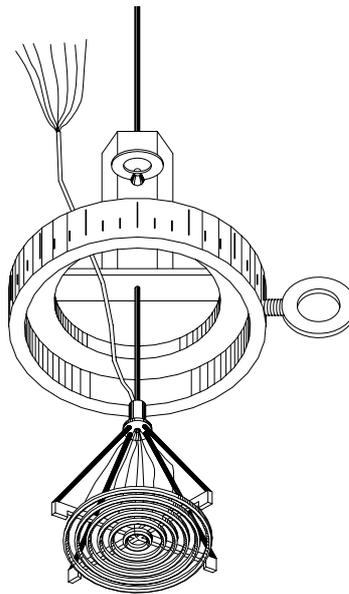


Figura 3.7. Esquema dos sensores anelares adaptados a uma haste.

Para as medidas na entrada da seção térmica nos escoamentos ascendente e descendente e na saída da seção térmica no escoamento descendente foram utilizados os sensores anelares adaptados a uma flange como apresenta a Figura 3.8.

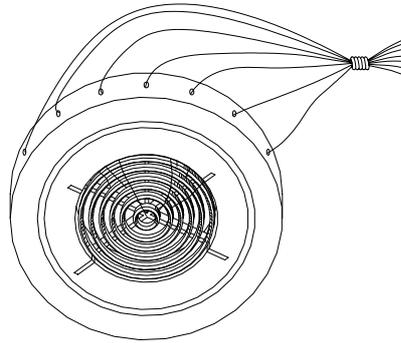


Figura 3.8. Esquema dos sensores anelares adaptados a uma flange.

Os termopares utilizados são do tipo K (NiCr-NiAl) e foram gentilmente cedidos pelo laboratório de Termodinâmica da USP Campus de São Carlos. Detalhes da confecção desses termopares podem ser obtidos em Rouiller (2000).

Os anéis que recebem os termopares são feitos de latão e têm diâmetro de 1,5 mm. Cada anel foi perfurado para receber a ponta dos termopares onde está o ponto de medida. Após esse encaixe todos os termopares foram soldados aos anéis.

Foram medidas as temperaturas em 7 posições radiais, $r=0$; 0,16.R; 0,34.R; 0,48.R; 0,64.R; 0,78.R e 0,94.R. A medida central foi feita diretamente com o próprio termopar. Os anéis e o termopar central foram mantidos em uma posição fixa com o auxílio de uma cruz de PVC, onde foram encaixados e colados.

3.2 Métodos

3.2.1. Homogeneidade e empacotamento do leito

A homogeneidade do leito foi verificada através da queda de pressão em dois trechos do leito tomada por meio de manômetros ao passar-se apenas água pelo leito. Foram obtidas diferenças de pressão entre os dois trechos sempre menores que 5% para o tipo de empacotamento efetuado neste trabalho, o que, segundo Zotin (1985), permite afirmar que o recheio é homogêneo.

A melhor forma de se empacotar, verificada pela homogeneidade do leito, foi com a utilização do escoamento de ar e água. O empacotamento começava com a coluna reduzida e vazia. As partículas eram derramadas no leito até atingirem a altura desejada, a seguir circulava-se tanto a água como o ar até a altura do leito de partículas não variar mais. Normalmente havia uma acentuada variação da altura inicial do leito. Depois disso, acrescentavam-se mais partículas ao leito e circulava-se novamente ar e água até se atingir uma altura fixa para o leito. Esta operação era repetida até que a altura total do leito fosse preenchida de partículas e o recheio não variasse mais de altura para as condições de vazão de gás e líquido utilizadas. A seguir acrescentava-se mais uma parte da coluna de acrílico e se repetia todo o procedimento anterior. O empacotamento terminava quando se atingia o tamanho total da coluna.

3.2.2. Identificação dos regimes de escoamento

A identificação dos regimes de escoamento foi feita por observação visual.

Primeiramente permitia-se apenas que a água percolasse o leito na vazão em que seria determinado o regime de escoamento. Depois era aberta a válvula da linha de ar sempre lentamente para se atingir a vazão desejada, mantendo-se sempre constante a vazão de água. Esperavam-se 2 minutos e depois se identificava o regime de escoamento na parte central da coluna de 40 a 60 cm a partir da entrada dos fluidos no leito. Esses experimentos foram feitos com os fluidos à temperatura ambiente, aproximadamente 25°C.

3.2.3. Medidas de saturação

Para as medidas de saturação ajustava-se primeiramente a vazão de água e depois lentamente aumentava-se a vazão de ar até o valor desejado, sempre mantendo-se a vazão de água constante. Esperavam-se 2 minutos para a estabilização do escoamento e depois as válvulas da entrada e da saída do leito eram fechadas. A água era drenada do leito por 15 minutos e essa quantidade drenada era pesada em uma balança digital GEHAKA. A quantidade de água que permanecia aderida à superfície das partículas foi determinada pela diferença entre a massa das partículas úmidas retiradas do leito e a massa das partículas secas em uma estufa Fanem modelo 315 SE a 105°C até massa constante.

A partir do conhecimento da massa específica da água era obtido, então, o volume total de água no leito. Sabendo-se o volume ocupado pelas partículas de

vidro no leito e o volume interno do leito, obtia-se o volume de vazios do leito e, assim, determinava-se a saturação total de líquido pela razão entre o volume total de líquido e o volume total de vazios.

Todos os experimentos para a obtenção das medidas de saturação foram replicados e realizados com os fluidos à temperatura ambiente, aproximadamente 25°C.

3.2.4. Medidas de capacitância

O capacitor adaptado a uma flange mostrado na Figura 3.4 foi inserido no leito, na altura de 40 cm, a partir da entrada dos fluidos no leito, realizando-se todo o procedimento apresentado anteriormente para o empacotamento do leito. O capacitor foi conectado ao multímetro (ET-2800 Minipa) e este ao computador através de uma interface RS-232. Primeiramente ajustava-se a vazão de água e depois lentamente ajustava-se a vazão de ar, sempre mantendo-se a vazão de água constante. Esperavam-se 2 minutos para a estabilização do escoamento e depois monitorava-se a capacitância do meio.

Os resultados obtidos nesse procedimento estão apresentados no Apêndice A devido ao fato de que esse método só foi utilizado em testes preliminares.

3.2.5. Medidas de temperatura no leito

Após o empacotamento do leito ajustava-se a vazão de água no valor desejado e então permitia-se a passagem do ar para se ajustar também sua vazão

no valor desejado, sempre mantendo-se a vazão de água constante. Os fluidos entravam no leito à temperatura de 25°C, sendo o ar saturado com água e a camisa era mantida à 45°C. Esperavam-se 20 minutos, após os quais as temperaturas eram medidas de minuto a minuto. O regime permanente era atingido quando três medidas de temperatura não apresentavam diferenças entre si.

Depois mantinha-se a vazão de água constante e aumentava-se lentamente a vazão de ar para outro valor desejado repetindo-se o procedimento já descrito para uma nova medida.

Para cada condição os perfis eram replicados e para a obtenção dos parâmetros térmicos tomou-se um perfil médio.

3.2.6. Tratamento dos dados

Para a estimativa dos parâmetros das correlações para as interfaces dos regimes de escoamento, para β_t , h_p e k_r utilizou-se o software STATISTICA e o método de quasi-Newton.

Para a estimativa dos parâmetros térmicos utilizou-se o software MATLAB e o método dos mínimos quadrados ordinários com a minimização através do algoritmo de Marquardt (1963). Os valores de a_n (ver Quadro 2.1) foram determinados pelo método da Regula Falsi. Os parâmetros térmicos foram obtidos por alturas individuais ($h=10, 20$ ou 30 cm) para um número de termos da série igual a 10.

Quanto às medidas de vício e curvatura e aos desvios dos parâmetros, utilizou-se também o software MATLAB para obter essas informações.

CAPÍTULO 4

Resultados e Discussões

Este capítulo está dividido em quatro partes, nas duas primeiras partes tratam-se dos aspectos fluidodinâmicos (identificação dos regimes de escoamento e a determinação da saturação de líquido), na terceira parte são analisados alguns dos modelos pseudo-homogêneos mais utilizados na literatura para representar os perfis de temperatura no escoamento gás-líquido em leito fixo e por fim, na última parte são analisadas as influências na transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-líquido à luz da modelagem pseudo-homogênea.

4.1 Regimes de escoamento

4.1.1 Escoamento descendente

No escoamento gás-líquido descendente os regimes encontrados nas vazões de ar e água utilizadas foram os regimes gotejante, bolha, pulsante, transição (I e II) e “spray”.

Os regimes gotejante e “spray” são caracterizados pelo escoamento contínuo de ar e por isso muitas vezes são chamados de regimes de gás contínuo.

A maior diferença entre esses regimes está na quantidade de líquido que flui junto à superfície das partículas. No regime gotejante essa quantidade é maior que no regime “spray”. No regime bolha, como o próprio nome já diz, o gás escoo na forma de bolhas enquanto que o escoamento de líquido se dá de forma contínua. No regime pulsante gás e líquido escoam alternadamente.

A Figura 4.1 apresenta de forma simplificada as características visuais dos regimes de escoamento verificados no escoamento gás-líquido descendente.

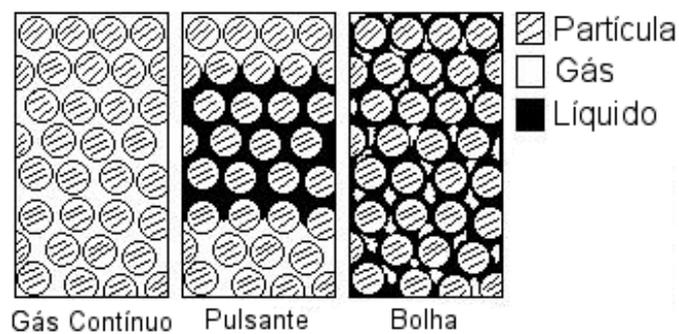


Figura 4.1 Características visuais dos regimes no escoamento gás-líquido descendente.

Para cada combinação de vazão de ar e água utilizada obteve-se um regime de escoamento diferente. A Figura 4.2 apresenta um mapa da localização dos regimes obtidos em função das vazões de ar e de água para o escoamento descendente.

Partindo-se de baixas vazões de ar e água, identifica-se primeiramente o regime gotejante. Esse regime foi obtido para baixas e moderadas vazões de ar e em vazões de água menores do que $12 \text{ a } 13 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Em seus trabalhos Iliuta et al. (1996) e Sato et al. (1973) identificaram o regime gotejante para vazões de

líquido inferiores a 14 e 15 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ respectivamente. Outros autores (Rode et al., 1994; Sai e Varma, 1988; Larachi et al., 1991a; Lamine et al., 1996) relataram que isso ocorre para vazões de líquido inferiores a 10 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Dependendo da vazão de água utilizada, o regime gotejante pode ser atingido para vazões de ar de até 0,25 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Larachi et al. (1991a) e Lamine et al. (1996) identificaram o regime gotejante em vazões de ar de até 0,3 e 0,4 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ respectivamente.

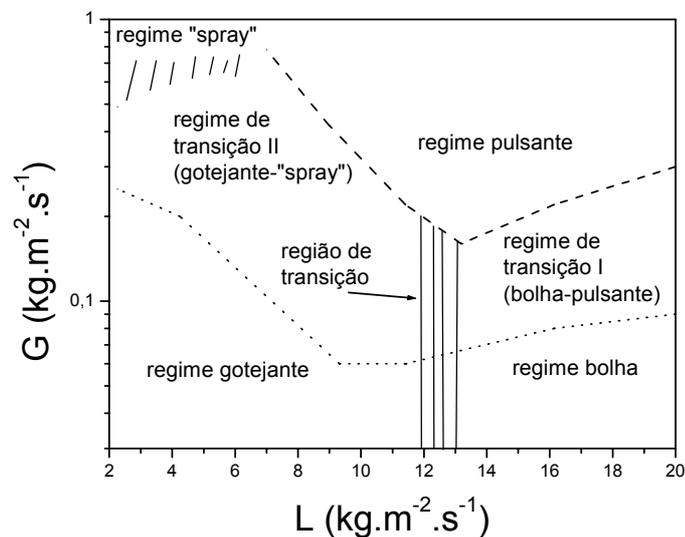


Figura 4.2. Localização genérica dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para o escoamento descendente.

Aumentando-se a vazão de ar a partir do regime gotejante para uma dada vazão de água, foi obtido um regime de transição, chamado neste trabalho de regime de transição II. Este regime apresentou um escoamento contínuo de gás e características de pulsação que só puderam ser identificadas na saída dos fluidos do leito através da mangueira de descarte dos fluidos. De acordo com o que está apresentado na Figura 4.2, verifica-se que a interface entre os regimes gotejante e

transição II tende a diminuir à medida que a vazão de água é aumentada. Com isso o regime gotejante só pode ser atingido para vazões menores de ar quando a vazão de água é aumentada. Vários autores também verificaram esse comportamento para essa interface (Weekman e Myers, 1964; Sato et al., 1973; Charpentier e Favier, 1975; Gianetto et al., 1978; Herskowitz e Smith, 1983; Iliuta et al., 1996; Lamine et al., 1996).

Acima do regime de transição II, como é mostrado na Figura 4.2, na mesma faixa de vazão de água onde foram obtidos os regimes gotejante e transição II, obteve-se o regime “spray”. Esse regime foi obtido para vazões de ar maiores que $0,65 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Larachi et al. (1991a) verificaram a ocorrência do regime “spray” para vazões de ar acima de $0,7 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, enquanto que, Sato et al. (1973) e Sai e Varma (1988) acima de $1 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. De acordo com o que é mostrado na Figura 4.2, a interface entre os regimes “spray” e transição II não é bem definida. Isso ocorre porque nessa região foi difícil de se avaliar com precisão a modificação nos regimes. Entretanto, observou-se que essa interface tende a aumentar quando a vazão de água é aumentada, o que também foi verificado por Sato et al. (1973), Tosun (1984) e Sai e Varma (1988).

Na Figura 4.2, à direita do regime gotejante, para baixas vazões de ar e vazões de água acima de $13 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, é apresentada a região do regime bolha. Tosun (1984) observou o regime bolha a partir da vazão de água de $7 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Já Rode et al. (1994) e Lamine et al. (1996) verificaram que esse regime é atingido a partir da vazão de água de $10 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Entre os regimes gotejante e bolha (ver Figura 4.2) há uma região onde o escoamento bolha não é completamente desenvolvido. Essa região foi localizada entre as vazões de água de 12 e 13 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ e vazões de ar de 0 a 0,2 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

Acima da região de regime bolha, obteve-se um outro regime de transição, chamado neste trabalho de regime de transição I. Diferentemente do regime de transição mencionado anteriormente entre os regimes gotejante e “spray” (regime de transição II), no regime de transição I o ar não escoou de forma contínua e foi possível visualizar o escoamento da água nos poros do recheio. A interface entre os regimes bolha e transição I ocorre em torno da vazão de ar de 0,06 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Tosun (1984) e Rode et al. (1994) mencionaram que o regime bolha pode ser obtido até a vazão de ar de 0,03 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

Por fim, foi identificado o regime pulsante acima da região do escoamento de transição I, para vazões médias e altas de ar e de água. Neste regime, pulsos alternados de ar e água podem ser identificados por todo o leito, diferentemente do regime de transição II. O regime pulsante foi obtido para vazões de ar acima de 0,18 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Para Sai e Varma (1988) e Sato et al. (1973) essa ocorrência acontece a partir das vazões de 0,2 e 0,1 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ respectivamente. A interface que delimita esse regime para vazões de água inferiores a 13 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ diminui com o aumento da vazão de água e, acima de 13 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, aumenta com o aumento da vazão de água como pode ser verificado na Figura 4.2.

A maioria dos regimes observados neste trabalho correspondem aos regimes descritos na literatura, exceto pelos regimes de transição que não costumam ser mencionados pelos autores. O regime de bolha dispersa identificado por Tosun (1984) e Rode et al. (1994) não foi observado provavelmente pela utilização de

vazões de água inferiores a $20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, limite a partir do qual esses autores identificaram o regime bolha dispersa.

4.1.1.1 Influência do tamanho da partícula

A influência do tamanho da partícula no mapa de regimes foi investigada para as esferas de 1,9, 3,1 e 4,4 mm . Os resultados estão apresentados na Figura 4.3.

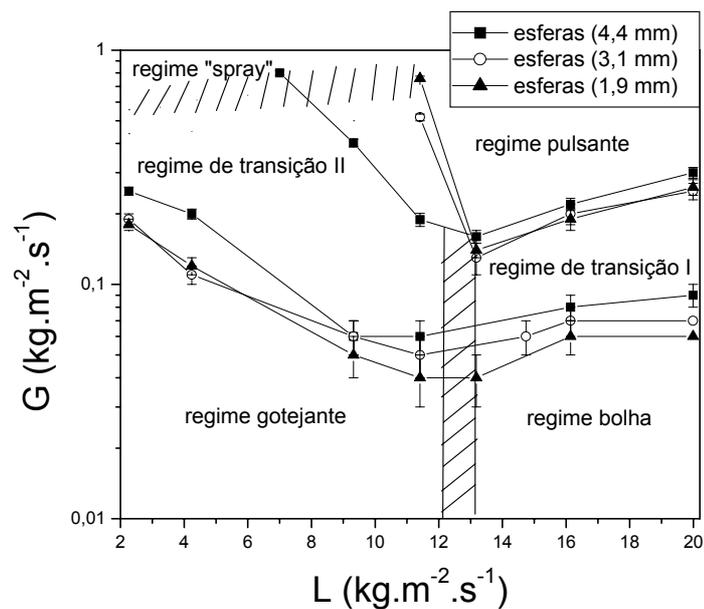


Figura 4.3. Localização dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para as esferas de 1,9; 3,1 e 4,4 mm no escoamento descendente.

Verifica-se que a interface entre os regimes gotejante e transição II é afetada pelo diâmetro da partícula. Para as esferas de 4,4 mm esta interface ocorre para

vazões mais elevadas de ar quando comparada com as interfaces para as esferas de 3,1 e 1,9 mm. Esta diferença foi maior nas menores vazões de água estudadas.

Para a interface transição II-“spray” foi difícil precisar o efeito do tamanho da partícula devido aos problemas discutidos anteriormente a respeito da identificação dessa interface, mas pôde-se verificar que essa interface se estende por uma faixa maior de vazão de água quando o tamanho da partícula é diminuído como mostra a Figura 4.3 na comparação entre as esferas de 4,4 mm e as esferas de 3,1 e 1,9 mm. Este resultado está de acordo com o que foi verificado por Sato et al. (1973) e Sai e Varma (1988).

Em relação à interface transição II-pulsante, verifica-se a ocorrência desta interface para vazões mais elevadas de ar quando o tamanho da partícula é reduzido. Já para a interface transição I-pulsante não se constatou diferenças significativas entre as interfaces obtidas com diferentes tamanhos de partícula como se apresenta na Figura 4.3. O mesmo ocorreu para a interface bolha-transição I.

4.1.1.2 Influência da forma da partícula

Em relação à influência da forma da partícula no mapa de regimes do escoamento descendente, a Figura 4.4 apresenta o mapa de regimes para as esferas de 4,4 mm, para os cilindros e para os paralelepípedos.

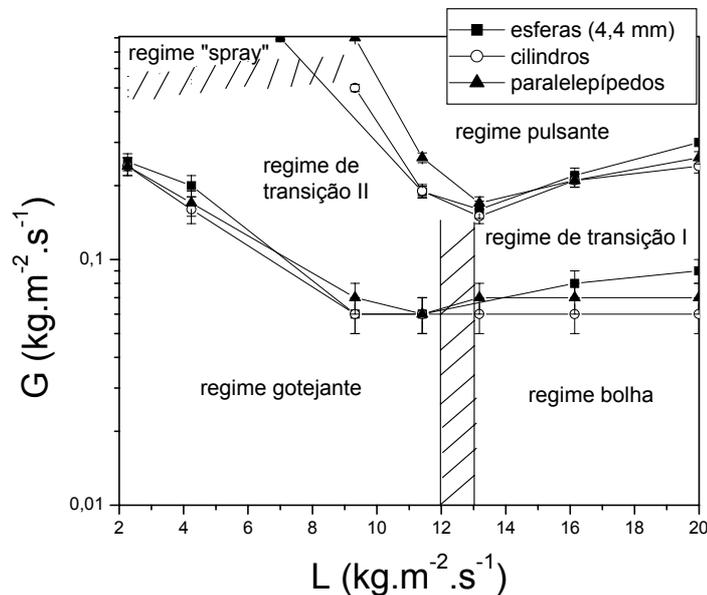


Figura 4.4. Localização dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para as esferas de 4,4 mm, para os cilindros e para os paralelepípedos no escoamento descendente.

Deve-se levar em consideração que as modificações encontradas no mapa de regimes no estudo da forma da partícula, conforme o que é apresentado na Figura 4.4, não estão somente ligadas à modificação na esfericidade, mas também à mudança da porosidade média do leito já que estas duas variáveis dependem uma da outra.

Verifica-se que para as interfaces gotejante-transição II e bolha-transição I a modificação na forma da partícula não alterou essas interfaces significativamente. Isso também ocorreu para a interface transição I-pulsante, exceto para a vazão de água de $20 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ onde essa interface ocorreu em vazões mais elevadas de ar para as esferas de 4,4 mm em comparação aos cilindros e paralelepípedos.

Modificações ocorreram para a interface transição II-“spray” que foi obtida em uma faixa de vazão de água menor para as esferas de 4,4 mm em comparação com os cilindros e os paralelepípedos. Também a interface transição II-pulsante ocorreu para vazões de ar mais elevadas à medida que a esfericidade da partícula e a porosidade média do leito diminuíram.

4.1.1.3 Correlações para as interfaces no escoamento descendente

Para a interface transição II-“spray” não foi possível determinar, precisamente, a interface devido aos problemas na identificação. Essa interface ocorre em vazões de ar de 0,4 a 0,65 kg.m⁻².s⁻¹ e em vazões de água que dependem da partícula, de 2 a 6 kg.m⁻².s⁻¹ para as esferas de 4,4 mm, de 2 a 11,5 kg.m⁻².s⁻¹ para as esferas de 1,9 e 3,1 mm e de 2 a 9 kg.m⁻².s⁻¹ para os cilindros e para os paralelepípedos.

Para todas as partículas, a interface gotejante-bolha se apresenta para vazões de água de 12 a 13 kg.m⁻².s⁻¹ e a interface bolha-transição I ocorre para vazões de ar em torno de 0,06 kg.m⁻².s⁻¹ e para água de 13 a 20 kg.m⁻².s⁻¹.

Quanto às interfaces gotejante-transição II, transição II-pulsante e transição I-pulsante, foram obtidas correlações para representá-las com o uso do “software” Statistica (método quasi-Newton) e são dadas respectivamente por:

$$G = \frac{6,6.k^{*0,21}}{\varepsilon^{1,15} . L^{0,81}} \quad (4.1)$$

$$G = 0,09\phi^{-4,4} . d_p^{-1,7} . L^{-3,5} \quad (4.2)$$

$$G = 0,1 \cdot \frac{d_p^{0,17} \cdot \varepsilon^{1,9} \cdot L^{1,3}}{\phi} \quad (4.3)$$

A Figura 4.5 apresenta uma comparação entre os valores experimentais das vazões de ar onde ocorrem as interfaces gotejante-transição II, transição II-pulsante e transição I-pulsante e os valores preditos pelas correlações já apresentadas. Verifica-se que a representação é satisfatória principalmente para as interfaces gotejante-transição II e transição I-pulsante.

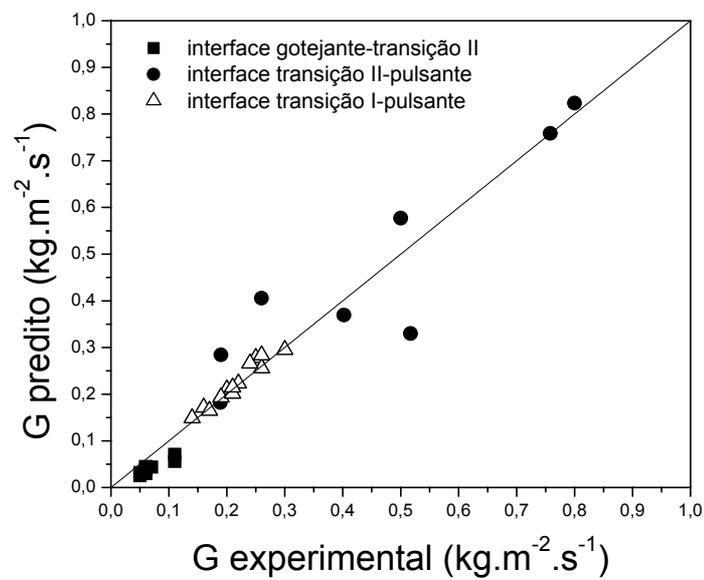


Figura 4.5. Vazão de ar predita em função da vazão de ar experimental parametrizada nas interfaces entre os regimes de escoamento.

4.1.2 Escoamento ascendente

Em relação aos regimes encontrados no escoamento gás-líquido ascendente, verificou-se a presença dos regimes bolha, pulsante, transição I e “spray”. Também foi atingido para as esferas de 1,9 mm na entrada do leito o regime separado. A Figura 4.6 mostra as características visuais dos regimes obtidos.

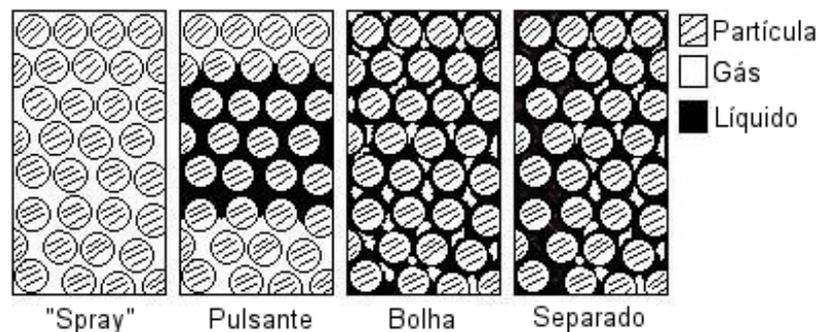


Figura 4.6 Características visuais dos regimes no escoamento gás-líquido ascendente.

Os regimes “spray”, pulsante e bolha apresentaram-se muito semelhantes aos seus regimes equivalentes no escoamento descendente.

O regime separado, apesar de ter sido verificado para as esferas de 1,9 mm, não foi incluído no mapa de regimes, pois só foi verificado na entrada do leito.

A Figura 4.7 apresenta a localização dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água. Essa distribuição dos regimes está em concordância com vários resultados encontrados na literatura a respeito do escoamento gás-líquido ascendente (Turpin e Huntington, 1967; Lamine et al., 1992; Colli-Serrano e Midoux, 2000). Apenas o regime bolha dispersa não foi obtido, pois esse regime

só é obtido acima da vazão de líquido de $20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ de acordo com Murugesan e Sivakumar (2002).

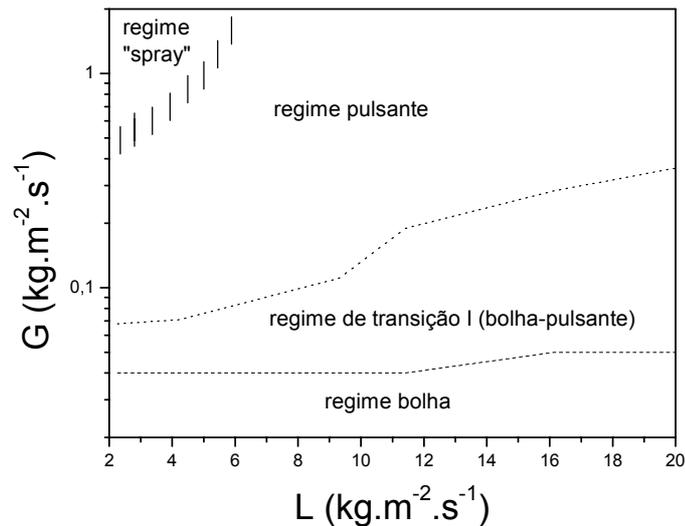


Figura 4.7. Localização genérica dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para o escoamento ascendente.

O regime bolha ocorreu para baixas vazões de ar por toda a faixa de vazão de água estudada como mostra a Figura 4.7. Acima do regime bolha, também por toda a faixa de vazão de água estudada, foi encontrado um regime de transição, chamado de regime de transição I por apresentar características semelhantes ao mesmo regime apresentado para o escoamento descendente. Esse regime foi incluído também por Colli-Serrano e Midoux (2000) e Lamine et al. (1992) em seus mapas de escoamento. A interface entre os regimes bolha e transição não variou com a vazão de água e ocorreu sempre em torno da vazão de ar de $0,04 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ nas faixas de vazões estudadas. Resultado similar a esse foi encontrado

por Colli-Serrano e Midoux (2000), enquanto Murugesan e Sivakumar (2002) observaram essa interface para vazões de ar de $0,07 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Com o aumento da vazão de ar o regime de transição I se descaracteriza, pois os pulsos passam a ser bem percebidos, o que faz com que as trilhas de ar anteriormente existentes no regime transição dêem lugar à passagem alternada de ar e água em todo comprimento do leito, alcançando-se assim o regime pulsante. Esse regime também foi obtido em toda a faixa de vazão de água estudada. Os pulsos nesse regime são regulares para as baixas vazões de ar, mas com o aumento da vazão de ar os pulsos tornam-se irregulares, também o aumento da vazão de ar causa uma diminuição da frequência dos pulsos nesse regime de escoamento. A interface transição I-pulsante é variável, pois o aumento da vazão de água implica em um aumento da vazão de ar para que se possa atingir essa interface. Esse resultado também foi encontrado por Kuznetsov e Saltanov (1997) e Murugesan e Sivakumar (2002).

Por fim, acima do regime pulsante encontrou-se o regime “spray” somente para baixas vazões de água. A interface entre os regimes “spray” e pulsante ocorre em vazões de ar mais elevadas à medida que a vazão de água é aumentada o que também foi verificado por Turpin e Huntington (1967). Verificou-se também que essa interface apresenta nitidamente o efeito de histerese, ou seja, a sua localização depende da forma como se atinge essa interface.

4.1.2.1 Influência do tamanho da partícula

Quanto à influência do tamanho da partícula no mapa de regimes, a Figura 4.8 apresenta os regimes para as esferas de 1,9; 3,1 e 4,4 mm.

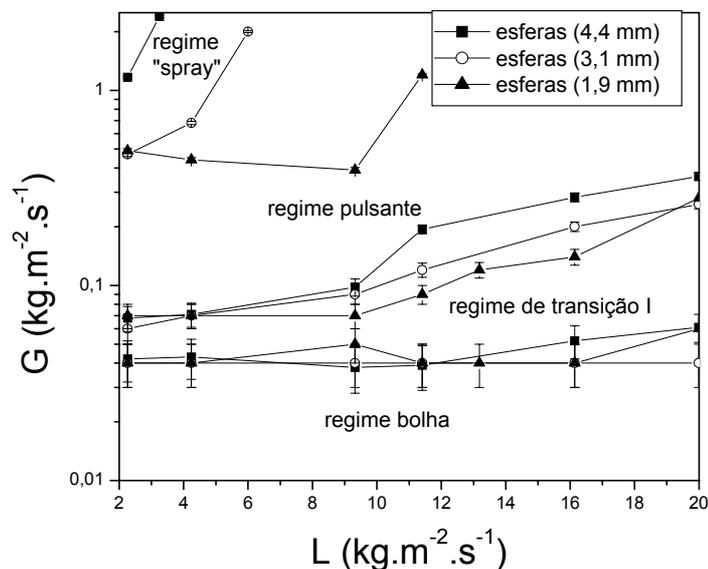


Figura 4.8. Localização dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para as esferas de 1,9; 3,1 e 4,4 mm no escoamento ascendente.

Ao se trabalhar com as esferas de 1,9 mm verificou-se uma mudança no escoamento, pois na região de entrada do leito o escoamento não ocupou toda a área transversal disponível dentro do leito. Lamine et al. (1996) também identificaram esse comportamento para esferas de 1 e 2 mm e chamaram essa característica de regime separado. Apesar de se constatar essa característica no escoamento dos fluidos com o leito constituído por esferas de 1,9 mm, cabe salientar que isso ocorreu apenas na entrada do leito e que todos os regimes,

bolha, transição I, pulsante e “spray” foram identificados acima da entrada do leite, na região escolhida para a identificação dos regimes. Por isso neste trabalho não se considerou a presença do regime separado nos mapas elaborados. Colli-Serrano e Midoux (2000) trabalhando com esferas de 2 mm não relataram o aparecimento do regime separado em seu trabalho e nem referiram-se a uma possível restrição no escoamento, citando sim os regimes bolha, transição e pulsante, não relatando o regime spray, pois não trabalharam em altas vazões de ar.

Verifica-se que a interface bolha-transição I é pouco alterada pelo tamanho da partícula o que também ocorre para a interface transição I-pulsante em baixas vazões de água. Para vazões mais elevadas o aumento no tamanho da partícula ocasiona uma elevação na interface. Isso também ocorreu para a interface pulsante-“spray” como pode ser verificado na Figura 4.8.

4.1.2.2 *Influência da forma da partícula*

A Figura 4.9 apresenta o mapa de regimes para as esferas de 4,4 mm, para os cilindros e para os paralelepípedos.

A interface bolha-transição não modifica seu comportamento de independência da vazão de água para todas as formas de partícula, ocorrendo em torno da vazão de ar de $0,04 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Isso também ocorre para a interface transição I-pulsante para baixas vazões de água. Para vazões moderadas e elevadas há uma modificação significativa dessa interface; verifica-se uma

elevação da interface para as esferas de 4,4 mm em comparação à interface apresentada pelos paralelepípedos.

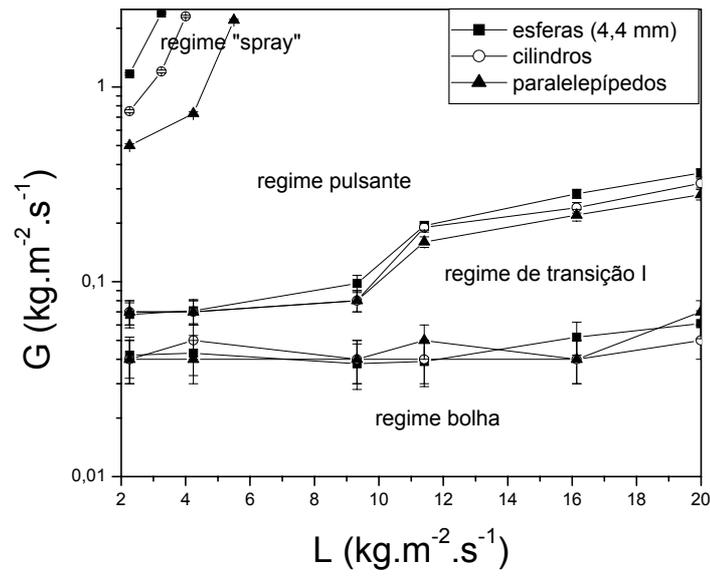


Figura 4.9. Localização dos regimes de escoamento em função das vazões de ar e água para as esferas de 4,4 mm, os cilindros e os paralelepípedos no escoamento ascendente.

Para a interface pulsante-“spray” verifica-se que o aumento da esfericidade ou o aumento da porosidade média do leito provocam uma elevação nesta interface como mostra a Figura 4.9.

4.1.2.3 Correlações para as interfaces no escoamento ascendente

Para as condições estudadas neste trabalho, verifica-se que a interface bolha-transição I ocorre em torno da vazão de ar de $0,04 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. A interface transição I-pulsante ocorre em torno da vazão de ar de $0,07 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ para vazões de água menores que $9 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Para vazões mais elevadas (de 9 a $20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) essa interface foi representada através de uma correlação obtida com o “software” Statistica (método quasi-Newton) e dada por:

$$G = 0,059 \cdot \phi^{1,6} \cdot \left(\frac{d_p'}{\varepsilon}\right)^{0,56} \cdot L^{1,4} \quad (4.4)$$

O mesmo foi feito para a interface pulsante-“spray”, para vazões de ar abaixo de $2,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, sendo esta interface dada por:

$$G = 5,4 \cdot 10^7 \cdot \phi^{11,6} \cdot \left(\frac{d_p'}{\varepsilon}\right)^{4,4} \cdot L^{2,3} \quad (4.5)$$

A Figura 4.10 apresenta uma comparação entre os valores experimentais das vazões de ar onde ocorrem as interfaces transição I-pulsante e pulsante-“spray” e os valores preditos pelas correlações apresentadas.

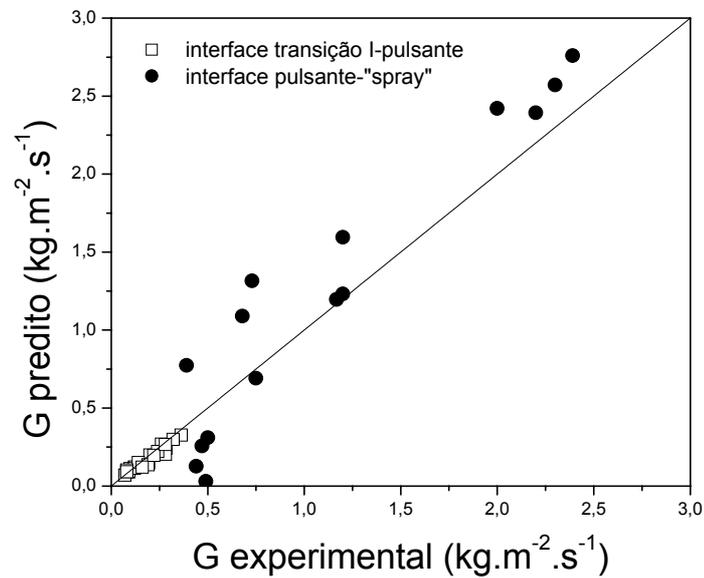


Figura 4.10. Vazão de ar predita em função da vazão de ar experimental parametrizada nas interfaces entre os regimes de escoamento.

Verifica-se que a representação da interface transição I-pulsante foi muito satisfatória. Quanto à representação da interface pulsante-“spray”, verifica-se que os valores preditos apresentam um certo afastamento dos valores experimentais. Isso ocorre devido à variação no comportamento da interface pulsante-“spray” de partícula para partícula o que não ocorreu para a interface transição I-pulsante que apresentou um comportamento típico para todas as partículas estudadas.

4.2 Saturação total de líquido

4.2.1 Escoamento descendente

Em relação à saturação total de líquido no escoamento descendente, constatou-se que há a influência das vazões de líquido e de gás sobre essa medida, conforme é mostrado na Figura 4.11.

O aumento da vazão de água provoca uma retenção maior de líquido no leito ocasionando o aumento da saturação, enquanto que o aumento da vazão de ar faz com que mais espaços do leito sejam ocupados pelo gás o que diminui a saturação total. A influência da vazão de ar sobre a saturação total foi maior em vazões de água mais elevadas ($20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$). Isto está de acordo com o que foi relatado por Larachi et al. (1991a), Rode et al. (1994), Fu e Tan (1996) e Iliuta et al. (1996). Para as vazões de água mais elevadas, no caso de $20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, a saturação diminui com o aumento da vazão de ar principalmente para baixas vazões de ar. Para baixas vazões de água ($L=2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) para as esferas de 3,1 e 4,4 mm, como se verifica através da Figura 4.9, não há influência da vazão de ar, pois para baixas vazões de água o líquido escoava junto à parede das partículas enquanto o ar flui pelos espaços localizados entre as partículas (escoamentos de gás contínuo: gotejante, transição II e “spray”; como apresentado na Figura 4.1) de modo que um aumento da vazão de ar não ocasiona a tomada do espaço ocupado pelo líquido. Lamine et al. (1996) também verificaram esse comportamento da saturação em função da vazão de ar para baixas vazões de água. Para as esferas de 1,9 mm, há certa influência da vazão de ar sobre a saturação. Isso ocorre devido à diminuição no tamanho dos poros do recheio em

comparação com as esferas de 3,1 e 4,4 mm. Com essa diminuição no tamanho dos poros, há uma maior interação entre o ar e a água, fazendo com que seja acentuada a dependência da saturação em função da vazão de ar.

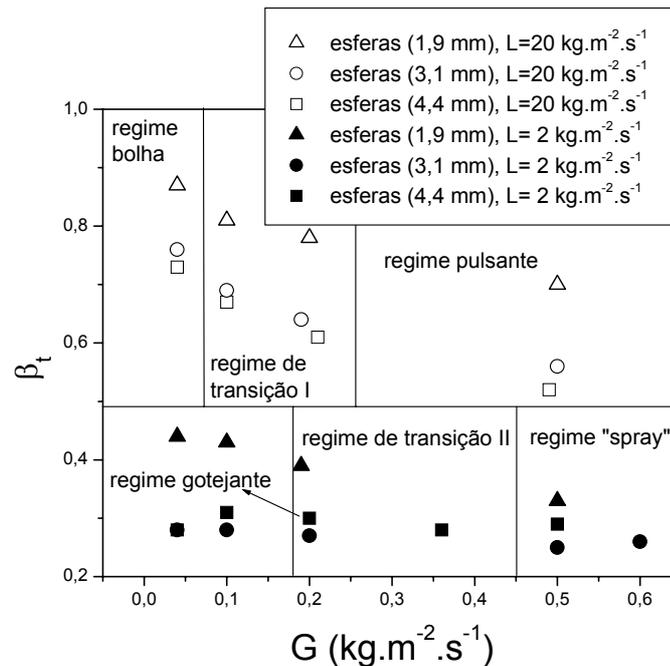


Figura 4.11. Saturação total no escoamento descendente em função da vazão de ar parametrizada na vazão de água e no diâmetro das esferas.

Quanto à influência do tamanho da partícula na saturação total verifica-se, como pode ser observado na Figura 4.11, que com o aumento do diâmetro há uma diminuição da saturação o que também foi verificado por Larachi et al. (1991a), Fu e Tan (1996) e Lamine et al. (1996). Apesar da porosidade média do leito pouco variar com o diâmetro de partícula, há uma diminuição esperada no tamanho dos poros quando o diâmetro de partícula diminui, modificando a estrutura do leito, o que pode estar aumentando a dificuldade do escoamento dos fluidos ocasionando uma retenção maior de líquido dentro do leito quando o

diâmetro é diminuído. Outro fator é o aumento da área de contato entre partículas e a água para recheios com tamanhos menores. Verificou-se que tanto a saturação dinâmica (medida pelo método de drenagem) quanto a saturação estática foram maiores para as menores partículas. A saturação estática para as esferas de 1,9 mm foi cerca de 0,14, enquanto que para todas as outras partículas foi de 0,11.

Verifica-se também que existe a influência da forma sobre a saturação total de líquido como pode ser constatado através da Figura 4.12.

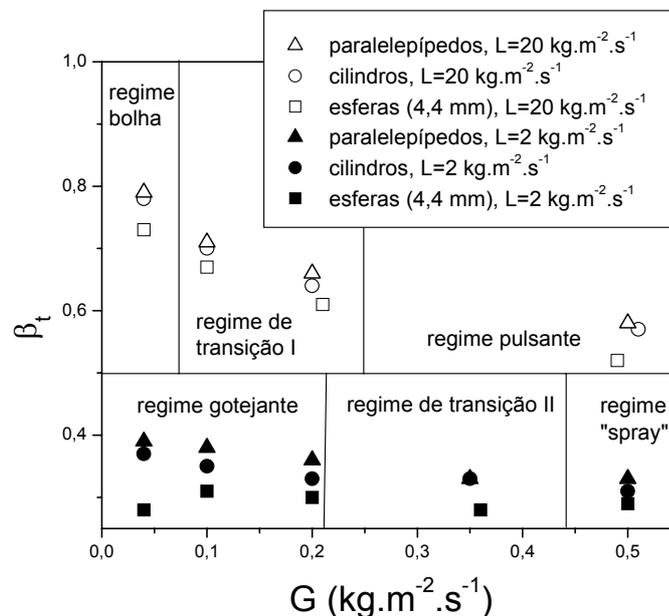


Figura 4.12. Saturação total no escoamento descendente em função da vazão de ar parametrizada na vazão de água e na forma da partícula.

Observa-se um ligeiro aumento da saturação quando a esfericidade é diminuída de 1 (esferas de 4,4 mm) para 0,86 (cilindros) e para 0,77 (paralelepípedos). Também a porosidade média do leito foi alterada de 0,37 (esferas de 4,4 mm) para 0,32 (cilindros) e para 0,31 (paralelepípedos). A

diminuição da porosidade média pode estar associada à redução no tamanho dos poros o que pode favorecer o aumento da retenção de líquido no leito (saturação). O aumento da saturação total para as partículas mais irregulares se deveu unicamente ao aumento da saturação dinâmica (medida pelo método de drenagem), pois a saturação estática (quantidade relativa residual de água) foi a mesma para as esferas de 4,4 mm, os cilindros e os paralelepípedos.

Para os cilindros e para os paralelepípedos, a saturação apresenta a mesma dependência em função das vazões de ar e de água observada para o empacotamento com esferas de 4,4 mm como é apresentado na Figura 4.12. O aumento da vazão de água acarreta em uma maior retenção de água no leito. Existe pouca influência da vazão de ar sobre a saturação total de líquido em vazões baixas de água de acordo com o que está mostrado na Figura 4.12, pois, assim como para as esferas, o escoamento de água está limitado às regiões próximas da superfície das partículas quando se utilizam baixas vazões de água (regimes de gás contínuo) não havendo nenhuma modificação na retenção de água quando se altera a vazão de ar. Já nas vazões mais elevadas, a saturação total para os cilindros e os paralelepípedos apresenta dependência em relação à vazão de ar, da mesma forma que para as esferas, havendo uma diminuição da saturação com o aumento da vazão de ar principalmente para baixas vazões de ar.

4.2.2 Escoamento ascendente

No escoamento ascendente a saturação total de líquido foi próxima à saturação para o escoamento descendente para vazões elevadas de água ($L=20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), principalmente para as esferas de 1,9 mm. Isso ocorre porque para elevadas vazões de água não há modificação nos regimes encontrados entre um e outro sentidos de escoamento (ver Figuras 4.2 e 4.7). Já para as condições de baixas vazões de água ($L=2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), a saturação no escoamento ascendente foi sempre maior que no escoamento descendente, comportamento também relatado por Larachi et al. (1991b). Para as baixas vazões de água, há uma grande mudança nos regimes de escoamento entre os sentidos descendente e ascendente (ver Figuras 4.2 e 4.7). No escoamento descendente a água flui preferencialmente junto à superfície das partículas (regimes de gás contínuo), enquanto que no escoamento ascendente a água flui por todos os vazios do leito (regimes bolha, transição I e pulsante).

Assim como no escoamento descendente, a saturação no sentido ascendente aumenta com o aumento da vazão de água e diminui com o aumento da vazão de ar como apresenta a Figura 4.13.

Entretanto, diferentemente do escoamento descendente, a diminuição da saturação com o aumento da vazão de ar ocorre tanto para as altas vazões de água como para as baixas. Isso ocorre devido a diferença entre os regimes de escoamento encontrados entre os sentidos descendente (regimes de gás contínuo) e ascendente (regimes bolha, transição I e pulsante) para as baixas vazões de água.

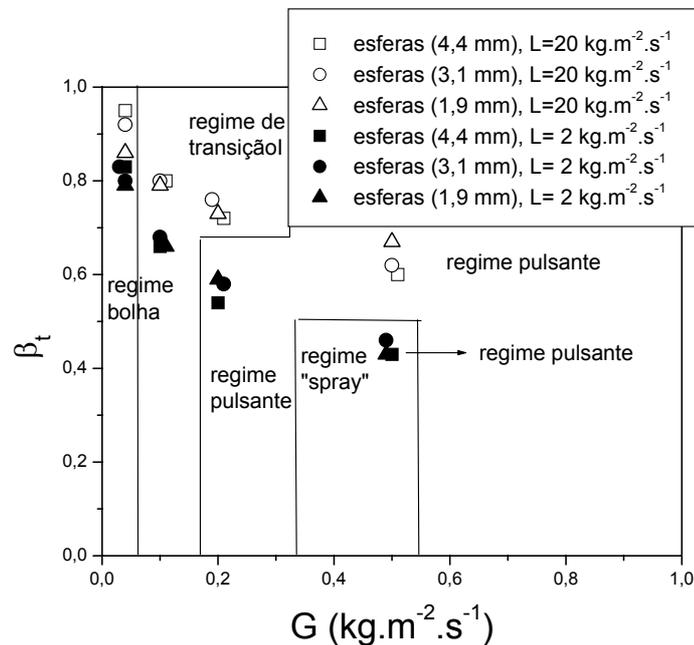


Figura 4.13. Saturação total no escoamento ascendente em função da vazão de ar parametrizada na vazão de água e no diâmetro das esferas.

A variação da saturação com a vazão de ar para a vazão superficial de água de $20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, da mesma forma que no escoamento descendente, é maior para baixas vazões de ar, próximo ao escoamento monofásico de água, do que para altas vazões de ar. Esse comportamento da saturação em função da vazão de ar ocorre também para as baixas vazões de água diferente do escoamento descendente onde a saturação total varia muito pouco com a vazão de ar para baixas vazões de água. Esses resultados também foram relatados por Larachi et al. (1991b), Molga e Westerterp (1997) e Colli-Serrano e Midoux (2000).

Quanto à influência do tamanho da partícula sobre a saturação total no escoamento ascendente, não se constata nenhuma modificação da saturação total na faixa de diâmetro de esfera utilizada de acordo com o que apresenta a Figura

4.13 ao contrário de Lamine et al. (1992) que verificaram um aumento da saturação com o diâmetro da partícula trabalhando com esferas de vidro de 4 e 1 mm. Esses autores não trabalharam com diâmetros entre 4 e 1mm o que pode significar que a mudança na saturação ocorra apenas entre partículas de 1 e 1,9 mm (o que estaria ligado à mudança nos regimes de escoamento, pois, segundo Lamine et al. (1992), atingiu-se o regime separado apenas para as esferas de 1 mm) e que entre os diâmetros de 1,9 e 4,4 mm não haja variação da saturação total de líquido.

Quanto às saturações estática e dinâmica, verificou-se que variaram inversamente em relação ao diâmetro. Enquanto a saturação estática aumentou com a diminuição do diâmetro da partícula, a saturação dinâmica diminuiu, o que manteve a saturação total constante em função do diâmetro.

Em relação à influência da forma da partícula na saturação total de líquido, a Figura 4.14 apresenta a saturação total para as esferas, para os cilindros e para os paralelepípedos em função da vazão de ar.

Verifica-se que com a diminuição da esfericidade e da porosidade média do leito, assim como no escoamento descendente, a saturação total de líquido aumenta. Esse aumento da saturação total está ligado ao aumento da saturação dinâmica já que a saturação estática foi a mesma para as esferas de 4,4 mm, os cilindros e os paralelepípedos. Apesar da redução da porosidade média do leito – o que pode estar associado à uma redução no tamanho dos poros – a maior influência na saturação total parece ser o tipo de poro obtido dependendo da esfericidade da partícula, já que verificou-se que a diminuição no tamanho dos

poros, ao se comparar esferas de tamanhos diferentes, não afeta a saturação total no escoamento ascendente.

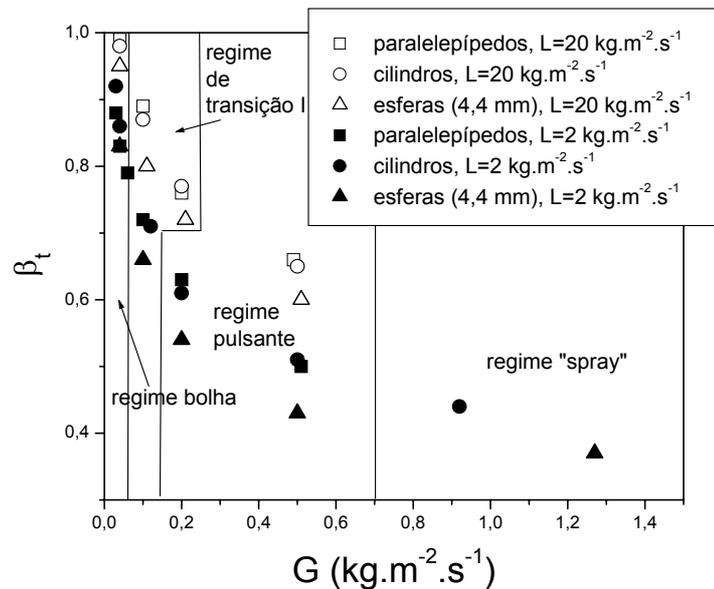


Figura 4.14. Saturação total no escoamento ascendente em função da vazão de ar parametrizada na vazão de água e na forma da partícula.

A saturação total mantém o mesmo comportamento de queda em função de aumentos na vazão de ar independente da forma de partícula utilizada tanto nas vazões elevadas quanto nas baixas vazões de água, como pode ser observado na Figura 4.14. Tanto para os cilindros quanto para os paralelepípedos verifica-se que a variação da saturação total, assim como para as esferas, é maior para baixas vazões de ar próximo ao escoamento monofásico de água. Também a influência da vazão de água não é alterada pela forma da partícula, pois o aumento na vazão de água também provoca um aumento na saturação total para as esferas, cilindros e paralelepípedos.

4.2.3 Previsões fornecidas por correlações da literatura

As correlações utilizadas neste trabalho para prever a saturação total nos sentidos de escoamento descendente e ascendente para as esferas, os cilindros e os paralelepípedos são apresentadas no Quadro 2.3.

A Figura 4.15 apresenta os valores da saturação total, previstos pelas correlações do Quadro 2.3, em função da saturação total obtida experimentalmente.

A correlação de Lamine et al. (1992) foi a correlação que apresentou o maior desvio absoluto médio, cerca de 39,3%. Isto já era esperado, pois, além dessa correlação ter sido proposta originalmente para o escoamento ascendente, a sua faixa de validade está restrita ao regime bolha. Os resultados obtidos, de acordo com a Figura 4.15, confirmam que as predições dessa correlação variam muito pouco com as observações experimentais o que indica que realmente essa correlação não é boa para predizer a saturação total nos vários regimes de escoamento.

Para a correlação de Stiegel e Shah (1977) verificou-se uma superestimação dos resultados experimentais na maioria das condições. Obteve-se um desvio médio de 31%, apesar dessa correlação levar em conta na sua estrutura a influência da forma da partícula, fator esse que é estudado neste trabalho. Isso ocorreu devido ao fato dessa correlação ter sido proposta originalmente para o escoamento ascendente, no qual as saturações são mais elevadas em comparação com o escoamento descendente.

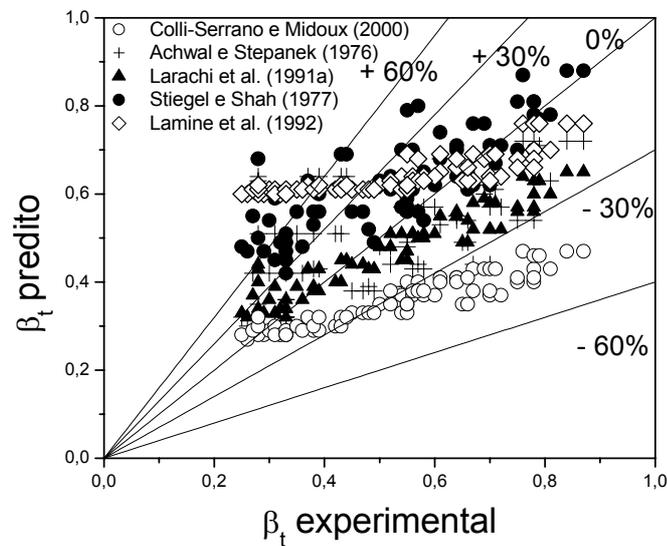


Figura 4.15. Saturação total predita em função da saturação total medida para o escoamento descendente.

A correlação de Achwal e Stepanek (1976) apresentou um desvio absoluto médio de 23,9%, enquanto que a correlação de Colli-Serrano e Midoux (2000) baseada na correlação de Achwal e Stepanek (1976) apresentou um desvio maior, cerca de 29,5%.

A correlação que apresentou o menor desvio foi a correlação proposta por Larachi et al. (1991a), cerca de 15,4%. Iliuta et al. (1996) também verificaram que a correlação de Larachi et al. (1991a) é a melhor para representar seus resultados experimentais de saturação total no escoamento descendente com um desvio médio de 13,3%.

No escoamento ascendente, como é mostrado na Figura 4.16, a correlação de Lamine et al. (1992) continuou a apresentar um comportamento de não variação das predições em função da saturação total experimental, visto que é feita

apenas para prever a saturação no regime bolha, o que a torna ineficiente no desempenho de prever a saturação total em uma ampla faixa de vazões de ar, apesar de possuir neste sentido de escoamento um baixo desvio absoluto médio, cerca de 16,7%.

As demais correlações, assim como ocorre no escoamento descendente, apresentaram a variação da saturação total predita com a saturação total medida, sendo esta última quase sempre subestimada por essas correlações como pode ser verificado na Figura 4.16.

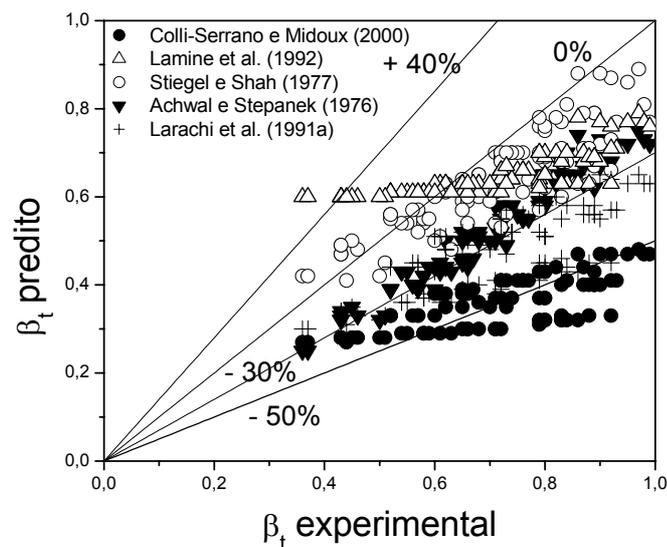


Figura 4.16. Saturação total predita em função da saturação total medida para o escoamento ascendente.

A correlação de Larachi et al. (1991a), que no escoamento descendente apresentou o menor desvio, não consegue representar tão bem os resultados experimentais desse trabalho no escoamento ascendente, tendo um desvio médio absoluto de 31,6%, pois é proposta originalmente para o escoamento descendente.

A correlação de Achwal e Stepanek (1976), proposta para o escoamento ascendente, apresentou um desvio absoluto médio de 25,0%, enquanto que a correlação de Colli-Serrano e Midoux (2000), baseada na correlação de Achwal e Stepanek (1976), também apresentou um desvio maior no escoamento ascendente em relação à correlação de Achwal e Stepanek (1976), cerca de 48,3%, o maior desvio obtido neste sentido de escoamento.

Já a correlação de Stiegel e Shah (1977) foi a que melhor representou os dados experimentais desse trabalho no escoamento ascendente ao contrário do que foi verificado para o escoamento descendente. Resultado similar a este foi relatado por Iliuta et al. (1996). O desvio obtido utilizando-se essa correlação foi de 11,2 % no sentido ascendente do escoamento, já para Iliuta et al. (1996) esse desvio foi de 9,5%.

Para a maioria das condições desse trabalho, os resultados foram subestimados o que já indica uma má distribuição de resíduos. Com a finalidade de melhorar as predições através das correlações do Quadro 2.3 novos valores para os parâmetros dessas correlações foram obtidos para os escoamentos descendente e ascendente, através dos dados experimentais desse trabalho utilizando-se o “software” Statistica (método de quasi-Newton). O Quadro 4.1 apresenta as novas correlações obtidas e os seus respectivos desvios e valores de variância explicada.

Analisando o Quadro 4.1 pode-se dizer que os desvios obtidos com essas novas correlações para o escoamento ascendente foram menores que 4,6% para quase todas as correlações (exceto para a correlação de Lamine et al., 1992), o que representa uma melhora nas predições visto que o menor desvio obtido com as

correlações originais foi de 11,2%. A proximidade entre os desvios obtidos para o escoamento ascendente pela maioria das correlações reotimizadas se deve ao fato da pouca influência do diâmetro da partícula na saturação no escoamento ascendente.

Quadro 4.1. Correlações reotimizadas para a previsão da saturação total de líquido.

correlação base	D%	r ²	Escoamento	nova correlação
Achwal e Stepanek (1976)	10,4%	0,87	descendente	$\beta_t = 1 - (1 + 16,66 u_1^{0,66} u_g^{-0,27})^{-1}$ (4.6)
	4,5 %	0,94	ascendente	$\beta_t = 1 - (1 + 1,32 u_1^{0,21} u_g^{-0,75})^{-1}$ (4.7)
Stiegel e Shah (1977)	13,7%	0,77	descendente	$\beta_t = 0,84.Re_g^{-0,15} Re_l^{0,27} (a_p d_p')^{-0,48}$ (4.8)
	4,3 %	0,93	ascendente	$\beta_t = 0,36.Re_g^{-0,18} Re_l^{0,1} (a_p d_p')^{-0,49}$ (4.9)
Larachi et al. (1991a)	8,2%	0,93	descendente	$\beta_t = 1 - 10^{-\left\{ \frac{150,9 We_1^{0,58}}{X_g^{0,18} Re_l^{0,85}} \right\}}$ (4.10)
	3,8 %	0,96	ascendente	$\beta_t = 1 - 10^{-\left\{ \frac{0,015 We_1^{-0,33}}{X_g^{0,42} Re_l^{0,41}} \right\}}$ (4.11)
Lamine et al. (1992)	25,6%	0,43	descendente	$\beta_t = (0,46 u_g + u_1)/(u_g + u_1)$ (4.12)
	16,4%	0,33	ascendente	$\beta_t = (0,65 u_g + u_1)/(u_g + u_1)$ (4.13)
Colli-Serrano e Midoux (2000)	9,9%	0,88	descendente	$\beta_t = 1 - (1,24 + 30,73 u_1^{0,91} u_g^{-0,39})^{-1}$ (4.14)
	4,1 %	0,95	ascendente	$\beta_t = 1 - (1,41 + 0,97 u_1^{0,30} u_g^{-0,98})^{-1}$ (4.15)

Para o escoamento descendente os desvios foram maiores que no escoamento ascendente, em torno de 10% para todas as correlações (exceto para a correlação de Lamine et al., 1992).

Entretanto, quando comparados aos desvios obtidos com as correlações originais para o escoamento descendente, verifica-se que houve uma diminuição nos desvios, ou seja, uma melhora na predição dos resultados experimentais.

Os desvios maiores no escoamento descendente em relação aos do escoamento ascendente para a correlação de Larachi et al. (1991a) se devem ao fato de que no escoamento ascendente não houve a influência do diâmetro da partícula e a influência da forma (ϕ) foi indiretamente atribuída ao diâmetro de partícula (d_p), já que o aumento da esfericidade implica na diminuição do diâmetro (d_p), o que não ocorre no escoamento ascendente, pois houve a influência tanto da esfericidade como do diâmetro de partícula e a variação da saturação foi inversa em relação a esses parâmetros, ou seja, o aumento da esfericidade provoca o aumento da saturação, enquanto que o aumento do diâmetro de partícula provoca a diminuição da saturação, assim o efeito da esfericidade não pôde ser implicitamente considerado no diâmetro de partícula (d_p).

Para todos os parâmetros estimados a porcentagem de vício foi sempre inferior a 1%, o que significa que a discrepância entre os valores reais e estimados dos parâmetros é insignificante.

4.2.3.1 Análise da linearidade da saturação total em relação aos parâmetros

Quanto ao comportamento das medidas de curvatura EP e IN, verificou-se que tanto no escoamento descendente quanto no escoamento ascendente os testes a respeito das duas curvaturas obtiveram as mesmas respostas para uma mesma estrutura de correlação. O Quadro 4.2 apresenta o teste de curvatura para cada estrutura de correlação.

Quadro 4.2. Medidas de curvatura EP e IN para as correlações (□ – medida de curvatura não excedente, ■ – medida de curvatura excedente).

Correlações base	Equações	EP	IN
Achwal e Stepanek (1976)	4.6 e 4.7	■	□
Stiegel e Shah (1977)	4.8 e 4.9	■	■
Larachi et al. (1991a)	4.10 e 4.11	■	■
Lamine et al. (1992)	4.12 e 4.13	□	□
Colli-Serrano e Midoux (2000)	4.14 e 4.15	■	□

Apenas para as correlações modificadas de Lamine et al. (1992) verificou-se não excedência para ambas curvaturas (EP e IN). Isso já era esperado, pois a derivada da saturação total em relação ao único parâmetro dessa equação é igual a zero, o que implica então em curvaturas não excedentes. Apesar disso, esse resultado não é tão importante, pois essa correlação apresentou predições muito ruins.

As correlações modificadas de Stiegel e Shah (1977) e Larachi et al. (1991a) apresentaram medidas de curvatura excedentes tanto EP quanto IN, indicando uma forte não linearidade de β_t em relação aos parâmetros dessas correlações devido à estrutura das mesmas e aos parâmetros utilizados em cada uma.

A correlações modificadas de Achwal e Stepanek (1976) e Colli-Serrano e Midoux (2000) apresentaram os mesmos resultados para os testes de curvatura, o que já era de se esperar devido à similaridade entre a estrutura dessas correlações. A medida de curvatura intrínseca (IN) dessas correlações foi não excedente, enquanto que a medida de curvatura devido ao efeito dos parâmetros (EP) foi excedente. Esse resultado sugere uma reparametrização nessa correlação para se obter uma medida de curvatura EP não excedente.

4.2.3.2 Correlações propostas nesse trabalho

Devido aos resultados obtidos de que são necessárias correlações com estruturas diferentes para se prever a saturação total e que as correlações apresentadas na literatura não representam bem os dados experimentais desse trabalho e nem apresentam boas medidas de curvatura, propôs-se as seguintes correlações para representar a saturação total:

$$\beta_t = 0,45 \cdot Re_g^{-0,10} \cdot Re_1^{0,31} \cdot (d_p)^{-0,51} \cdot \phi^{-0,64} \quad (r^2 = 0,97 / D\% = 4,4\%)$$

$$\text{(escoamento descendente)} \quad (4.16)$$

$$\beta_t = 0,88.Re_g^{-0,20}.Re_1^{0,10}.(d_p)^{0,05}.\phi^{-0,48} \quad (r^2=0,96/ D\%=3,8\%)$$

(escoamento ascendente exceto para o regime separado) (4.17)

Essas correlações foram obtidas com um primeiro conjunto de dados experimentais desse trabalho utilizando-se o “software” Statistica (método de quasi-Newton). A Equação 4.16 é válida para vazões de ar de 0,04 a 0,6 kg.m⁻².s⁻¹ e vazões de água de 2 a 20 kg.m⁻².s⁻¹ para todas as partículas estudadas. A Equação 4.17 é válida para vazões de ar de 0,04 a 0,6 kg.m⁻².s⁻¹ e vazões de água de 2 a 20 kg.m⁻².s⁻¹ para as esferas, enquanto que para os cilindros e paralelepípedos é válida para vazões de ar de 0,06 a 0,9 kg.m⁻².s⁻¹ e vazões de água de 2 a 20 kg.m⁻².s⁻¹.

A fim de validar essas correlações, através de um segundo conjunto de dados verificou-se a predição dessas correlações como apresenta a Figura 4.17.

Os desvios médios absolutos apresentados pelas previsões das Equações 4.16 e 4.17 foram de 6,8% e 4,3% respectivamente. Verifica-se que no escoamento ascendente houve uma grande redução do desvio em comparação com os desvios apresentados no Quadro 4.1. Além disso, verificou-se boa distribuição dos resíduos e medidas de curvatura (EP e IN) não excedentes para ambas correlações, assim como uma porcentagem de vício inferior a 1% para todos os parâmetros estimados.

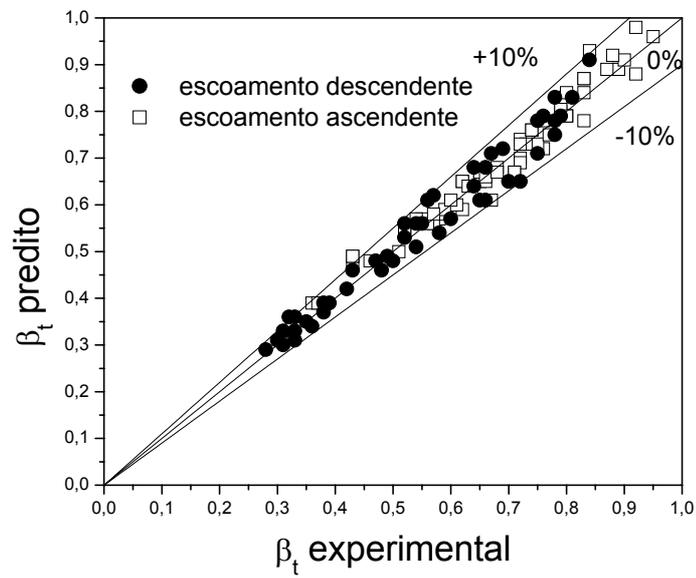


Figura 4.17. Saturação total predita pelas correlações propostas neste trabalho em função da saturação total medida para os escoamentos descendente e ascendente.

4.3 Análise de modelos pseudo-homogêneos para o estudo da transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-líquido concorrente vertical

Devido à diversidade de modelos apresentados na literatura para a representação dos perfis de temperatura em leito fixo (ver Quadro 2.1), nesta parte do trabalho realiza-se um estudo a respeito dos modelos pseudo-homogêneos a fim de se verificar o mais adequado para a obtenção dos parâmetros térmicos que servem de base para o estudo das influências no fenômeno da transferência de calor na configuração de leito fixo para o escoamento gás-líquido vertical. Os modelos estudados são apresentados no Quadro 2.1.

4.3.1 Ajuste dos perfis teóricos (obtidos dos modelos pseudo-homogêneos) aos perfis experimentais de temperatura e o número de termos necessários aos modelos para a minimização de F

Em relação ao tipo de ajuste fornecido pelos modelos, a Figura 4.18 apresenta os ajustes dos modelos 1 e 2 na condição de escoamento ascendente para 1, 2 e 10 termos na série dos modelos. Verifica-se que, para o mesmo número de termos empregado na série dos modelos 1 e 2, esses modelos apresentam o mesmo ajuste. Esse fato ocorreu tanto para as condições de escoamento descendente quanto para as condições de escoamento ascendente. A forma qualitativa do ajuste variou com o número de termos. Para 1 termo o perfil calculado cruza o perfil experimental uma vez apenas em torno de $r/R=0.4$.

Quando passa-se para 2 termos o perfil calculado cruza o perfil experimental duas vezes ($r/R=0,2$ e $r/R=0,7$). À medida que o número de termos é aumentado (10 termos), o perfil calculado não consegue se aproximar de todos os dados experimentais e tende então a representar apenas os dados extremos ($r/R=0$ e $r/R=0,94$) do perfil experimental de temperatura. A partir daí a modificação do número de termos não alterou qualitativamente os perfis calculados de temperatura. Esse número de termos a partir do qual não se verificam mais modificações qualitativas no perfil ocorre sempre em torno do número mínimo de termos para se obter o valor de mínimo global para F .

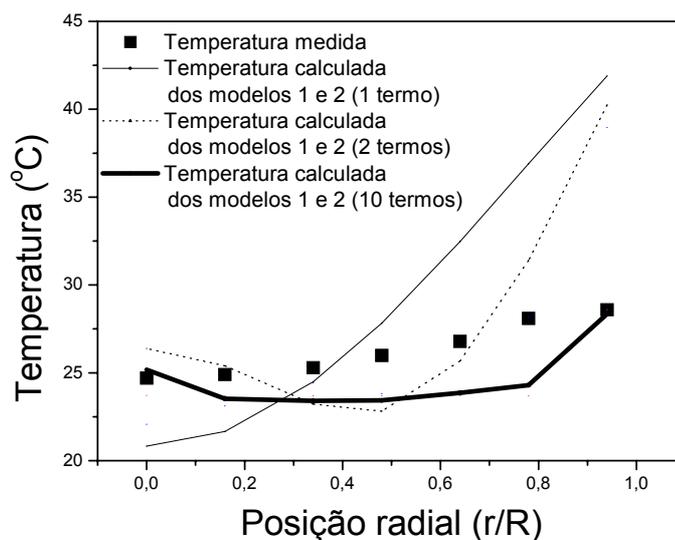


Figura 4.18. Temperaturas medidas e calculadas pelos modelos 1 e 2 em função da posição radial no escoamento ascendente (esferas de 1,9 mm, $L = 20 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, $G = 0,5 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$).

Para os modelos 3, 4 e 5 o ajuste é significativamente melhor comparado ao ajuste fornecido pelos modelos 1 e 2. Verificou-se que, para o mesmo número de

termos empregado na série dos modelos 3, 4 e 5, esses modelos apresentaram os mesmo ajustes aos dados experimentais tanto no escoamento descendente quanto no escoamento ascendente, assim como ocorreu entre os modelos 1 e 2. A Figura 4.19 apresenta os ajustes típicos dos modelos 3, 4 e 5 na condição de escoamento ascendente para 1 e 2 termos empregados na série dos modelos.

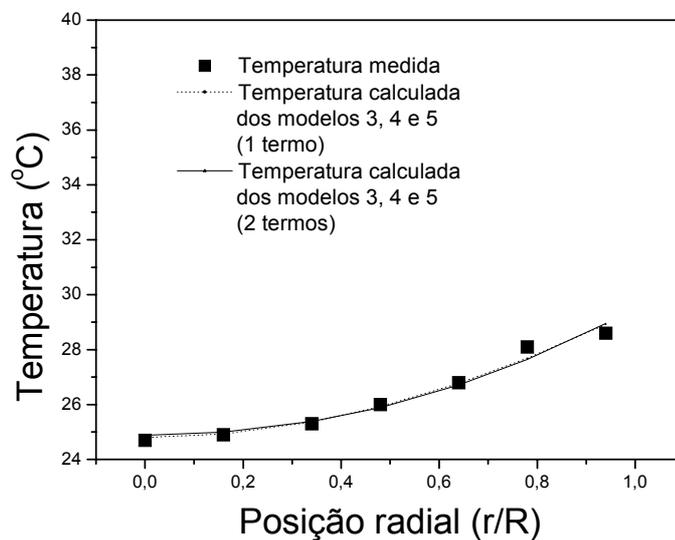


Figura 4.19. Temperaturas medidas e calculadas pelos modelos 3, 4 e 5 em função da posição radial no escoamento ascendente (esferas de 1,9 mm, $L = 20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $G = 0,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$).

Com poucos termos na série, os modelos 3, 4 e 5 conseguem fornecer perfis calculados que se aproximam bastante dos perfis experimentais em todas condições estudadas como é mostrado na Figura 4.19.

Quanto aos valores de mínimos globais para F , verificou-se que para os modelos 3, 4 e 5 esses valores foram menores do que os para os modelos 1 e 2.

Em termos de desvio entre as temperaturas radiais experimentais e as temperaturas radiais calculadas (D%), há uma redução média de 84% quando os modelos 3, 4 e 5 são utilizados no lugar dos modelos 1 e 2 para todas as condições estudadas.

A Tabela 4.1 apresenta alguns valores de F para os modelos 1, 2, 3, 4 e 5 para $L=20 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$ no escoamento bifásico ascendente ar-água.

Verifica-se que a inclusão de h_p na formulação pseudo-homogênea para o escoamento gás-líquido é muito importante para a diminuição da função residual (assim como para o ajuste como se verifica comparando-se as Figuras 4.18 e 4.19) ao se comparar os modelos 1 e 2 com os modelos 3, 4 e 5. A consideração do termo de dispersão axial não altera o ajuste obtido comparando-se o modelo 1 com o modelo 2 e o modelo 3 com o modelo 5 (vide Tabela 4.1).

Tabela 4.1. F_{\min} ($\times 10^3$) para os modelos 1, 2, 3, 4 e 5 no escoamento bifásico ascendente ar-água para as esferas de 1,9 mm e $L=20 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$.

$G(\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1})$	Mod 1	Mod 2	Mod 3	Mod 4	Mod 5
0,20	98	98	1,0	1,0	1,0
0,50	97	97	1,8	1,8	1,8

Outro fator importante é a indiferença dos ajustes obtidos quanto à condição de contorno assumida para $z=0$. Comparando-se o modelo 3 com o modelo 4, verifica-se, assim como apresentado na Tabela 4.1, que a alteração na condição de contorno na entrada da seção térmica de um perfil constante ($T_o=T_{o,o}$, modelo 3) para um perfil parabólico (modelo 4) não modifica o ajuste obtido. Cabe salientar

aqui que a suposição de $T_o=T_{o,o}$ para o modelo 3 reflete a realidade experimental para o escoamento gás-líquido, principalmente para o caso de escoamento ascendente onde a temperatura em $z=0$ varia muito pouco com r .

Quanto ao número de termos necessários aos modelos para se atingir o valor mínimo de F no escoamento ar-água, a Tabela 4.2 apresenta o número de termos necessários aos modelos 1, 2, 3, 4 e 5 para algumas condições experimentais no escoamento ar-água descendente.

Tabela 4.2. Número de termos necessários aos modelos 1, 2, 3, 4 e 5 para a obtenção de F mínimo no escoamento ar-água descendente para esferas de vidro de 1,9 mm.

L ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	G ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	Mod 1	Mod 2	Mod 3	Mod 4	Mod 5
2	0,20	3	3	2	2	2
2	0,50	3	3	2	2	2
20	0,20	14	14	2	2	2
20	0,50	14	14	2	2	2

Verifica-se que para os modelos 3, 4 e 5 são necessários no máximo 2 termos da série desses modelos para que se atinja o valor mínimo global de F .

Para os modelos 1 e 2 verifica-se que são necessários geralmente 14 termos para que $F_{\text{mínimo}}$ seja alcançado. Esse valor reduz-se a 3 termos quando a vazão de líquido é diminuída.

4.3.2 Valores obtidos para os parâmetros térmicos a partir dos diferentes modelos

Verificou-se que os valores obtidos para k_r a partir dos modelos 1 e 2 são iguais na mesma condição para todo o domínio experimental pesquisado. Entre os modelos 3 e 5, os valores para k_r também foram próximos. Os valores para esse parâmetro advindos do modelo 4 foram sempre os maiores valores, o que está de acordo com o que foi verificado por Rouiller (2000) para o escoamento de ar. Giudici (1990) também obteve valores muito próximos para k_r utilizando os modelos 3 e 5 no escoamento monofásico de gás. Quanto à comparação de k_r obtido dos modelos 1 e 2 com aqueles obtidos dos modelos 3, 4 e 5 verificou-se que os valores para este último são sempre maiores do que em relação a k_r advindo dos modelos 1 e 2. A Tabela 4.3 apresenta uma comparação nos valores de k_r para os modelos 1, 2, 3, 4 e 5 nos escoamentos descendente e ascendente.

Tabela 4.3. Valores de k_r para esferas de 1,9 mm nos escoamentos de ar e ar-água para os modelos 1, 2, 3, 4 e 5.

Vazões ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	Escoamentos	Mod 1	Mod 2	Mod 3	Mod 4	Mod 5
G=0,5/L=20	descendente	0,53	0,53	26,9	66,7	26,6
G=0,5/L=20	ascendente	0,36	0,36	37,2	50,7	36,8

Quanto aos valores para h_p verificou-se que os modelos 3 e 5 também fornecem valores próximos para esse parâmetro o que também foi obtido por Giudici (1990) comparando os modelos 3 e 5 no escoamento monofásico de gás.

Os valores para h_p , obtidos através do modelo 4, são sempre os mais elevados. Rouiller (2000) também encontrou essa tendência para o escoamento monofásico de ar utilizando os modelos 3 e 4.

A proximidade entre os valores de k_r e h_p para os modelos 3 e 5 faz com que a relação h_p/k_r também apresente valores próximos para esses modelos.

No caso particular da comparação entre os modelos 3 e 4, é de se esperar valores muito próximos para os seus parâmetros térmicos para o caso de $A=0$, onde o modelo 4 se torna idêntico ao modelo 3 e os valores obtidos para os parâmetros térmicos tornam-se idênticos também. No escoamento gás-líquido, principalmente para o sentido ascendente, o perfil experimental de temperatura na entrada da seção térmica varia muito pouco com a posição radial, o que implica na obtenção de valores muito pequenos para A (vide modelo 4) e assim, valores mais próximos para os parâmetros obtidos dos modelos 3 e 4.

Em relação a k_a verificou-se que esse parâmetro é muito sensível ao valor inicial assumido e que de acordo com esse valor, k_a converge para diferentes valores, o que dificulta uma análise mais consistente a respeito da condutividade axial. Apesar de convergir para diferentes valores para uma mesma condição experimental, os valores de mínimo global de F não foram alterados com as variações provocadas pelos valores iniciais assumidos para k_a .

O problema da determinação do valor inicial se torna menos sério para os parâmetros k_r e h_p (obtidos do modelos 3, 4 e 5), pois esses parâmetros foram pouco sensíveis às alterações em seus valores iniciais, indicando a facilidade em se atingir o mínimo global para F . Isso também foi verificado por Thoméo (1995)

para o modelo 3 que acredita que o método de otimização (o mesmo utilizado neste trabalho) evitou os mínimos locais de F.

4.3.3 Intervalos de confiança dos parâmetros

Neste trabalho foram obtidos os intervalos de confiança para os parâmetros dos modelos 1, 2, 3, 4 e 5. A Tabela 4.4 apresenta a média (entre $G=0,2$ e $0,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) dos valores do intervalo de confiança relativo percentual para os parâmetros dos modelos 1, 2, 3, 4 e 5. Quanto aos intervalos de confiança obtidos para k_r , verifica-se que os intervalos menores em média são obtidos quando esse parâmetro foi estimado a partir dos modelos 1 e 2, em torno de 13,5%. Quando tomam-se os modelos 4 e 5, os intervalos para k_r são os mais elevados em média. Para esses modelos houve uma redução no intervalo de confiança de k_r quando se passa do escoamento ascendente para o escoamento descendente, principalmente para o modelo 5. Já para os intervalos de confiança obtidos para k_r a partir do modelo 3, verificou-se que esses valores são superiores aos dos modelos 1 e 2, cerca de 19 a 30%.

Rouiller (2000) obteve intervalos para k_r no escoamento monofásico de ar com $h=200 \text{ mm}$ de 50 a 140% para o modelo 1, de 10 a 110% para o modelo 4, de 10 a 3.400% para o modelo 5 e de 90 a 370% para o modelo 3. Thoméo e Freire (2000) trabalhando também com o escoamento monofásico de ar com $h=200 \text{ mm}$ obtiveram intervalos em torno de 7% para o modelo 3.

Tabela 4.4. Intervalos de confiança dos parâmetros para $d_p=1,9$ mm e $L = 20$ $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Modelo	Escoamento	$\frac{\% \Delta k_r}{k_r}$	$\frac{\% \Delta h_p}{h_p}$	$\frac{\% \Delta k_a}{k_a}$
1	descendente	13,7	-	-
	ascendente	12,5	-	-
2	descendente	16,7	-	2.10^{-3}
	ascendente	11,3	-	5.10^{-3}
3	descendente	19	13	-
	ascendente	30	40	-
4	descendente	144	240	-
	ascendente	198	265	-
5	descendente	44	189	2.10^4
	ascendente	6.10^3	1.10^4	1.10^7

Em relação a h_p , verifica-se que os intervalos de confiança para esse parâmetro são muito elevados quando ele é obtido dos modelos 4 e 5 (vide Tabela 4.4). Há uma grande redução no intervalo desse parâmetro no caso de escoamento descendente, principalmente para o modelo 5. Para o modelo 3, os intervalos de h_p são muito inferiores em média, aos intervalos obtidos para os modelos 4 e 5, estando na faixa de 13 a 40%.

Rouiller (2000) obteve intervalos para h_p , de 16 a 100% para o modelo 4, de 45 a 3.500% para o modelo 5 e de 10 a 180% para o modelo 3. Thoméo e Freire

(2000) verificaram para o modelo 3 intervalos para h_p próximos aos de k_r , cerca de 7%.

Quanto a k_a verificou-se que esse parâmetro apresentou valores muito baixos em seu intervalo de confiança quando obtido a partir do modelo 2 enquanto que k_a , obtido a partir do modelo 5, apresentou intervalos de confiança muito elevados. Rouiller (2000) também verificou grandes intervalos para k_a do modelo 5, chegando até a 100.000%.

4.3.4 Qualidade das estimativas dos parâmetros térmicos (medidas de vício dos parâmetros) e comportamento da temperatura em função dos parâmetros térmicos (medidas de curvatura IN e EP)

Em relação às medidas de vícios dos parâmetros e às medidas de curvatura, o Quadro 4.3 apresenta os resultados obtidos nesse estudo para os escoamentos ar-água descendente e ascendente para os modelos 1, 2, 3, 4 e 5 nas condições de mínimo global para F.

Quanto às medidas de vício para k_r , verificou-se que esse parâmetro apresenta uma porcentagem de vício maior que 1% (resultado apresentado na tabela como “■”) quando obtido dos modelos 1 e 5 na maioria das condições estudadas como pode ser verificado na Tabela 4.5. Isso mostra que esse parâmetro é mal estimado a partir desses modelos. Para o caso do modelo 1 a porcentagem de vícios só foi inferior a 1% quando k_r foi obtido utilizando-se apenas um termo na série e para mais duas condições experimentais apresentadas no Quadro 4.3 onde foram utilizados dois termos na série.

Quadro 4.3. Medidas de curvatura e vício dos parâmetros para as esferas de 1,9 mm e $L=20 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ (□ – medida não excedente, ■ – medida excedente).

Modelo	Escoamento	G	Vício k_r	Vício h_p	Vício k_a	EP	IN
1	descendente	0,2	■ ^{1,2}	-	-	□	□
		0,5	■ ^{1,2}	-	-	□	□
	ascendente	0,2	■ ¹	-	-	□	□
		0,5	■ ¹	-	-	□	□
2	descendente	0,2	□	-	□	□ ¹	□ ¹
		0,5	□	-	□	□ ¹	□ ¹
	ascendente	0,2	□	-	□	□ ¹	□ ¹
		0,5	□	-	□	□ ¹	□ ¹
3	descendente	0,2	□	□ ¹	-	■	■ ²
		0,5	□ ¹	□ ¹	-	■	■ ²
	ascendente	0,2	□	□	-	■	■ ²
		0,5	□	□	-	■	■ ²
4	descendente	0,2	□	□	-	■	■ ²
		0,5	□	□	-	■	■ ²
	ascendente	0,2	□	□	-	■	□ ¹
		0,5	□	□	-	■	■ ^{1,2}
5	descendente	0,2	■	■ ¹	■ ¹	■	■ ³
		0,5	■	■	■ ¹	■	■
	ascendente	0,2	■	■	■	■	■
		0,5	■	■	□	■	■

1-exceto para 1 termo; 2-exceto para 2 termos; 3-exceto para 3 termos; 1,2-exceto para 1 e 2 termos.

Quando k_r foi obtido dos modelos 2, 3 e 4, a porcentagem de vício foi inferior a 1% (resultado apresentado na tabela como “□”) na maioria das condições estudadas (como pode ser verificado no Quadro 4.3), indicando uma boa estimativa desse parâmetro a partir desses modelos. Para k_r obtido do modelo 3 verificou-se que a porcentagem de vício só foi superior a 1% para a condição de $G=0,5 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ quando apenas 1 termo foi utilizado na série do modelo.

Rouiller (2000), comparando os modelos 4 e 5 no escoamento monofásico de ar, também verificou que a porcentagem de vício para k_r foi sempre maior que 1% quando obtido do modelo 5 e inferior a 1% quando obtido do modelo 4.

Thomé e Freire (2000), para k_r obtido do modelo 3, verificaram que a porcentagem de vício também foi inferior a 1% no escoamento monofásico de ar para $h=200$ mm.

Para h_p verificou-se que esse parâmetro apresenta boa estimativa com porcentagens de vício inferior a 1% quando obtido dos modelos 3 e 4 (exceto para o modelo 3 em escoamento descendente para um termo na série). Isso também foi constatado por Thomé e Freire (2000) e Rouiller (2000) para $h=200$ mm no escoamento monofásico de ar. Quando obtido do modelo 5, a porcentagem foi maior que 1% (exceto para o escoamento descendente para $G=0,2$ $\text{kg}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ para um termo na série). Esse resultado também foi relatado por Rouiller (2000).

Para o parâmetro k_a verificou-se que a porcentagem de vício foi inferior a 1% quando advindo do modelo 2 e superior a 1% quando advindo do modelo 5 (exceto para algumas condições conforme o que é apresentado no Quadro 4.3). Rouiller (2000) também constatou que a porcentagem de vício para este parâmetro, quando obtido do modelo 5, foi sempre superior a 1% no caso do escoamento monofásico de ar.

Quanto às medidas de curvatura, verificou-se de uma forma geral que a curvatura EP foi excedente para os modelos 3, 4 e 5 e para o modelo 2 quando apenas 1 termo foi utilizado na série desse modelo. Thomé e Freire (2000) e Rouiller (2000) também verificaram este fato para os modelos 3, 4 e 5. O modelo 1 apresentou todas medidas EP não excedentes nas condições testadas.

Quanto a curvatura IN, verificou-se para os modelos 3, 4 e 5 que ela se apresenta excedente na maioria das vezes. Quando o número de termos utilizados na série do modelo 3 para estimar seus parâmetros térmicos foi igual a 2,

verificou-se que a curvatura IN apresentou valores não excedentes conforme apresentado no Quadro 4.3. Rouiller (2000) verificou que as medidas de curvatura IN para o modelo 5 foram excedentes e para o modelo 4 não excedentes na maioria das condições estudadas. Thoméo e Freire (2000) verificaram para o modelo 3 que curvatura IN foi não excedente no escoamento monofásico de ar para $h=200$ mm.

Para os modelos 1 e 2 a curvatura IN foi não excedente, isso só não foi verificado para o modelo 2 quando apenas 1 termo foi utilizado na série desse modelo para a estimativa de seus parâmetros para a maioria das condições estudadas, assim como ocorreu para a curvatura EP.

4.3.5 Escolha do modelo para obtenção dos parâmetros térmicos

De forma geral, pode-se dizer que os modelos que não incorporam o parâmetro h_p possuem boas medidas de curvatura, mas ajustes ruins, enquanto que os que incorporam h_p apresentam medidas de curvatura ruins, mas bons ajustes. Entre boas medidas de curvatura e bons ajustes, preferem-se os bons ajustes, o que elimina os modelos 1 e 2 (vide Quadro 2.1) de uma possível utilização para representar a transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-líquido vertical.

Dentro da classe dos modelos que incorporam h_p na formulação, verificou-se que a condutividade térmica efetiva axial é um parâmetro de pouca utilidade, o que também elimina a utilização do modelo 5.

Assim, restam apenas os modelos 3 e 4, os quais diferem pela consideração a respeito do tipo de perfil de temperatura na entrada da seção térmica, plano ou parabólico. Verificou-se que o modelo 4 apresentou intervalos de confiança maiores do que os do modelo 3. Dessa forma, optou-se nesse trabalho por se utilizar os parâmetros térmicos advindos do modelo 3. Além disso, esse modelo apresenta a facilidade de não precisar de uma estimativa a respeito do perfil de temperatura na entrada da seção térmica.

4.4. Análise da transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-líquido concorrente vertical

Em ambos os sentidos de escoamento foram realizadas réplicas para a obtenção dos parâmetros térmicos. A Figura 4.20 apresenta o comportamento típico das réplicas para duas condições experimentais.

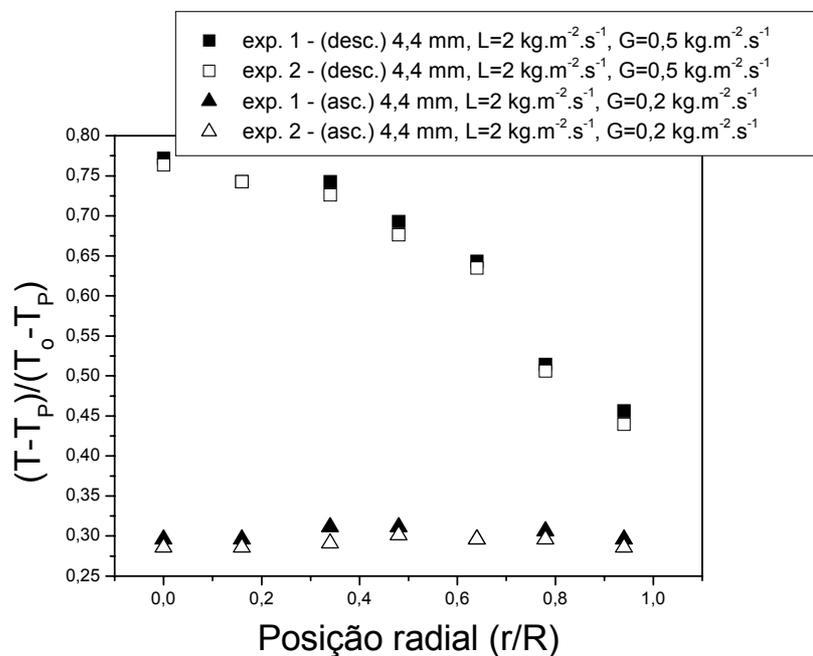


Figura 4.20. Adimensional de temperatura em função da posição radial para as réplicas nos escoamentos descendente e ascendente.

Verificou-se que os experimentos foram reproduzíveis nas condições experimentais avaliadas. As pequenas variações observadas entre as réplicas se deveram ao fato de pequenas oscilações nas medidas de temperatura observadas no regime permanente.

4.4.1. Perfis de temperatura na entrada da seção térmica

Verificou-se, em relação aos perfis de temperatura medidos na entrada da seção térmica, que esses perfis podem ser representados satisfatoriamente por um modelo parabólico, como o modelo dado por:

$$\frac{T - T_p}{T_o - T_p} = 1 - A \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (4.18)$$

A Figura 4.21 apresenta um ajuste típico desse modelo aos perfis de temperatura experimentais.

A partir da determinação do parâmetro A verificou-se então a influência da vazão de ar, dos regimes de escoamento, do tamanho e da forma da partícula sobre os valores do parâmetro A advindo da Equação 4.18. Era de se esperar valores nulos para A , pois os fluidos entram à mesma temperatura na seção térmica. Na realidade isso não ocorre talvez pelo fato de que haja transferência de calor da camisa de aquecimento para a entrada da seção térmica ($z=0$), onde estão os sensores de temperatura.

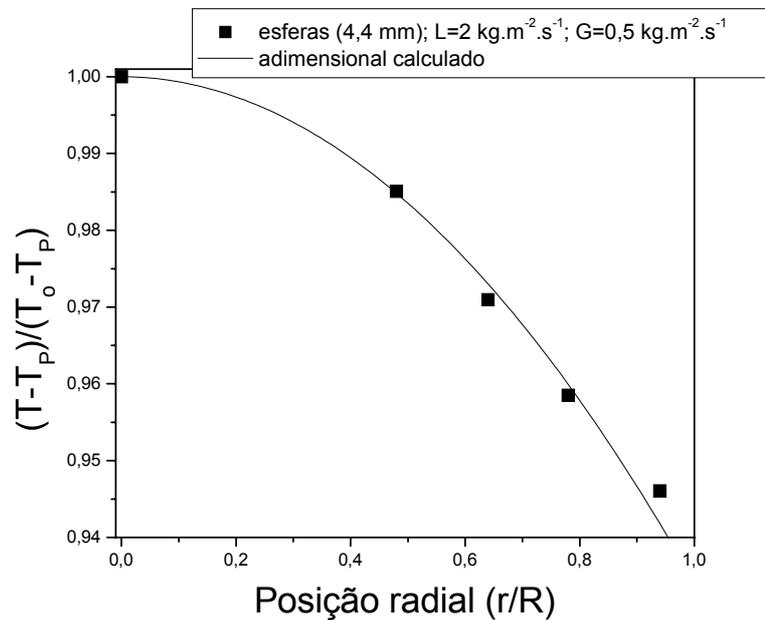


Figura 4.21. Adimensional de temperatura em função da posição radial.

As Figuras 4.22 a 4.25 apresentam o comportamento do parâmetro A em função da vazão de ar e dos regimes de escoamento parametrizado respectivamente no diâmetro de partícula, na forma da partícula, no comprimento da seção térmica e na vazão de água para o escoamento descendente.

A Figura 4.22 apresenta esse parâmetro em função da vazão de ar parametrizado na forma da partícula e nos regimes de escoamento. A tendência de A em função da vazão de ar não foi bem clara.

Em relação à influência do tamanho da partícula, verificou-se que os valores de A foram menores para as esferas de 4,4 mm nos regimes de transição I e pulsante. Valores menores para A indicam perfis próximos a perfis planos, ou seja, quando a temperatura na entrada da seção térmica não varia radialmente. Apesar da saturação total ser maior para as esferas de 1,9 mm conforme

apresentado na Figura 4.11, o que levaria a se acreditar que, devido à maior transferência de calor ocasionada pela maior presença de água no leito, se teria valores menores para A , não foi o que ocorreu. Isso talvez seja explicado pelo fato das esferas menores promoverem arranjos com poros menores o que dificulta a interação gás-líquido e a própria trajetória dos fluidos no sentido radial, prejudicando assim a homogeneização da temperatura em função de r conforme o que será discutido adiante para o comportamento da condutividade efetiva radial.

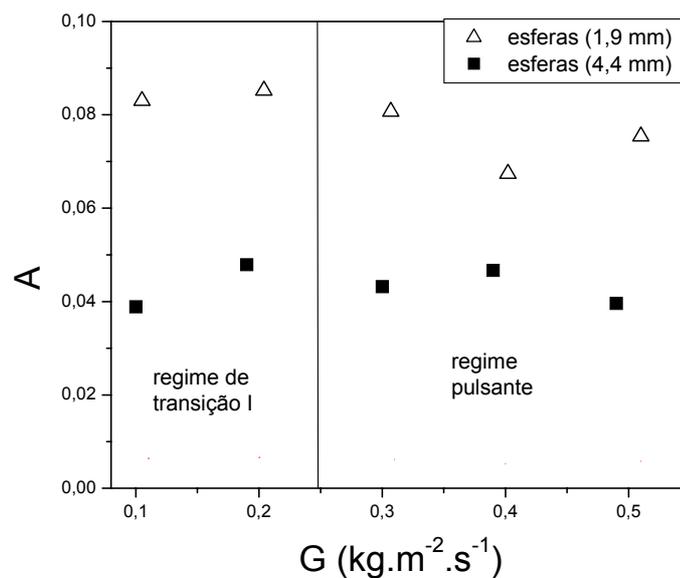


Figura 4.22. A em função de G parametrizado no diâmetro de partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$.

Em relação à influência da forma nos perfis de temperatura na entrada da seção térmica, verificou-se, como mostra a Figura 4.23, que a grande maioria dos valores de A se localiza quase que entre 0,03 e 0,05. O comportamento de A não é

bem definido em função da forma da partícula, assim como foi verificado para a vazão de ar.

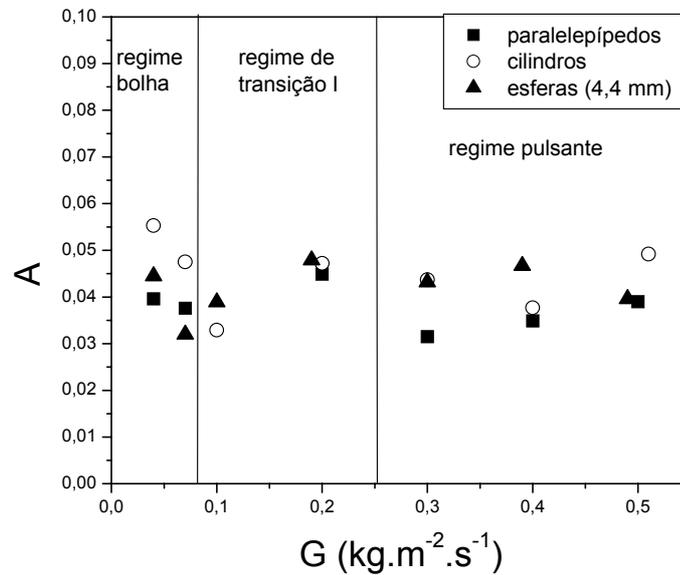


Figura 4.23. A em função de G parametrizado na forma da partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$.

O mesmo ocorreu em relação à influência da altura da seção térmica no perfil de temperatura na entrada dessa seção. Parece não haver influência do comprimento da seção térmica sobre A conforme o que se mostra na Figura 4.24, o que de certa forma já era esperado.

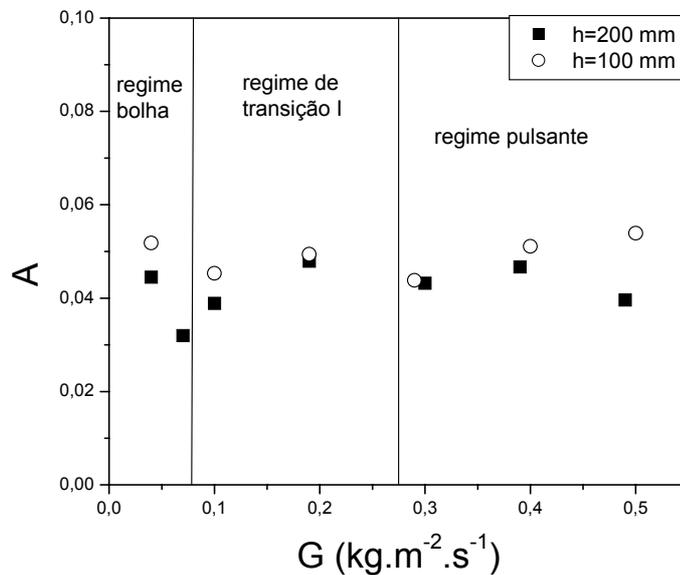


Figura 4.24. A em função de G parametrizado no comprimento da seção térmica e nos regimes de escoamento para as esferas de 4,4 mm e $L=20 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$.

Quanto à influência das vazões de água no perfil de entrada, deve-se lembrar que para esse estudo, obrigatoriamente trabalha-se com regimes diferentes quando se trabalha com vazões diferentes (vide Figura 4.3). Isso implica que o efeito da mudança da vazão de água sobre o perfil de temperatura também esteja ligado à mudança do regime de escoamento. De acordo com o que é mostrado na Figura 4.25, os valores para A são mais elevados para vazões menores de água. Isso ocorre porque para vazões menores de água (onde têm-se os regimes de gás contínuo) a quantidade de líquido dentro do leito é menor, o que dificulta a homogeneização da temperatura. De acordo com a Figura 4.11 verifica-se que a saturação de líquido para a vazão de água de $20 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$ é em torno do dobro da saturação de líquido para a vazão de água de $2 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$ onde estão presentes os regimes de gás contínuo (regime gotejante).

O outro fator que favorece a homogeneização no regime bolha é a presença de bolhas que servem como “agitadores” no meio. No regime gotejante a água escoava preferencialmente próximo à superfície das partículas e o ar ocupa a maior parte do volume de vazios do leito sem poder agitar o líquido.

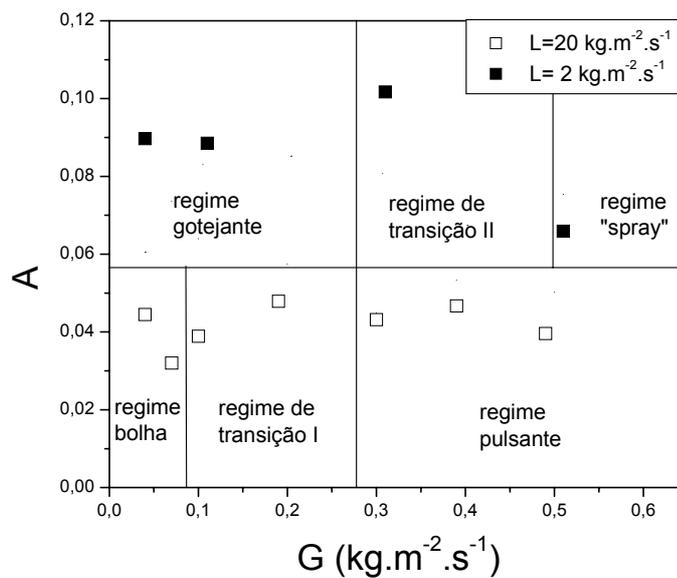


Figura 4.25. A em função de G parametrizado na vazão de água e nos regimes de escoamento para esferas de 4,4 mm e h=200 mm.

Para o caso do escoamento no sentido ascendente, verificou-se que a temperatura na entrada da seção térmica manteve-se constante de $r=0$ a $r=0,64.R$. Somente de $r=0,64.R$ a $r=0,94.R$ houve um aumento da temperatura.

Em geral, os valores obtidos para A no escoamento ascendente foram menores do que os valores de A no escoamento descendente.

Assim como no escoamento descendente, o parâmetro A pouco variou em função da forma da partícula e da altura da seção térmica. Além disso, houve

pouca influência também do tamanho da partícula. A influência mais significativa foi apresentada pela vazão de água como se apresenta na Figura 4.26.

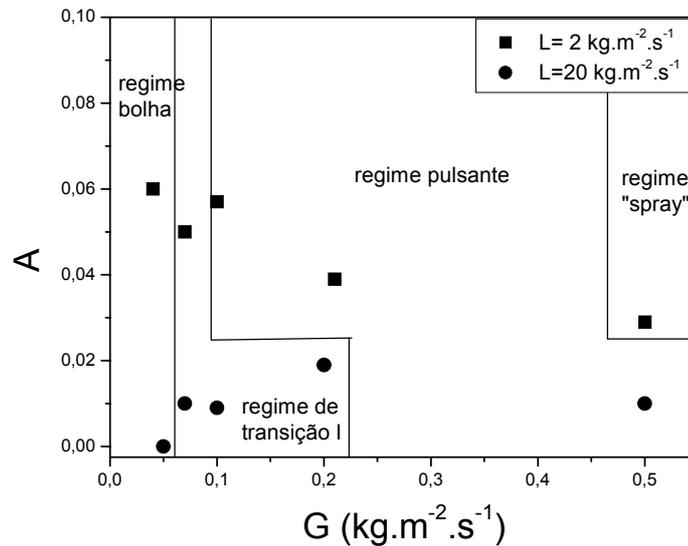


Figura 4.26. A em função de G parametrizado na vazão de água e nos regimes de escoamento para as esferas de 1,9 mm e h=200 mm.

A diminuição da vazão de água, assim como ocorreu no escoamento descendente, provocou um aumento de A. Isso ocorreu principalmente para baixas vazões de ar.

4.4.2. Coeficiente de troca térmica na parede (h_p)

4.4.2.1. Escoamento descendente

A Figura 4.27 apresenta o comportamento do coeficiente de troca térmica na parede do leito (h_p).

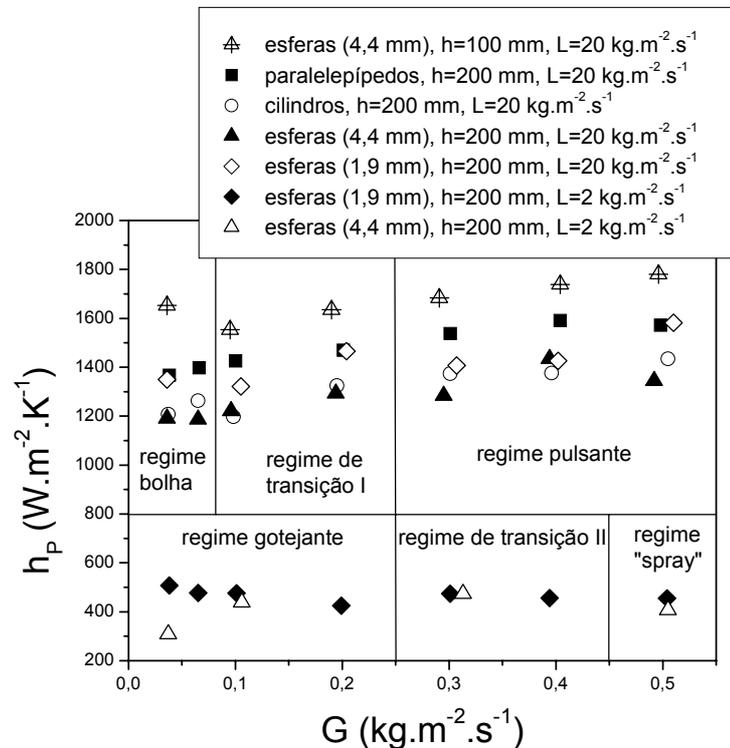


Figura 4.27. h_p em função de G parametrizado no diâmetro e forma da partícula, no comprimento da seção térmica, na vazão de água e nos regimes de escoamento.

Verificou-se de uma forma geral, que h_p varia muito pouco com a vazão de ar, principalmente para as vazões de água mais baixas ($2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) onde estão presentes os regimes de gás contínuo. Esse comportamento está de acordo com o que foi verificado por Lamine et al. (1996).

Quanto à influência do diâmetro da partícula no coeficiente de troca térmica na parede, verificou-se que as esferas de 1,9 mm apresentaram valores muito próximos aos das esferas de 4,4 mm conforme mostrado na Figura 4.27. A influência da forma também foi muito pouca comparando-se os paralelepípedos, cilindros e esferas de 4,4 mm.

Em relação à variação de h_p com o comprimento da seção térmica (h), verificou-se que com a diminuição da seção térmica obtém-se valores um pouco mais elevados para esse parâmetro conforme se constata a partir da Figura 4.27 para as esferas de 4,4 mm. Este fato ocorre porque a estimativa de h_p é influenciada pela diferença de temperatura entre a parede e a posição mais próxima à parede ($T_{r=R}$) e o calor (Q) trocado entre a parede e a parte interna do leito em função de z . Considerando que h_p seja dado de maneira simplificada por:

$$h_p = \frac{\int_0^h Q(z) dz}{(T_p - \bar{T}_{r=R})h}, \quad (4.19)$$

à medida que se utilizam seções térmicas maiores, os valores de $Q(z)$ vão diminuindo para posições axiais (z) mais elevadas devido ao fato de que a parte interna do leito tende à temperatura da parede. Assim, na Equação 4.19, quando se aumenta o comprimento da seção térmica, há um crescimento percentual maior no denominador do que no numerador, o que implica em valores mais baixos de h_p à medida que h aumenta.

A influência mais significativa sobre h_p foi determinada pela vazão de água. De acordo com a Figura 4.27, verifica-se que o aumento da vazão de água causa um aumento no coeficiente de troca térmica na parede. Essa constatação também foi obtida por Matsuura et al. (1979a), Nakamura et al. (1981) e Lamine et al. (1996). Essa modificação em h_p é devido ao aumento da saturação de líquido dentro do leito (conforme pode ser verificado na Figura 4.11) fazendo com que se aumente a quantidade de água junto à parede, o que provoca um aumento da

transferência de calor parede-meio devido às características de alta condutividade do líquido.

4.4.2.2. *Escoamento ascendente*

Para o escoamento ascendente o comportamento de h_p foi próximo ao comportamento no escoamento descendente. Não foi verificada a variação de h_p com a vazão de ar como apresenta a Figura 4.28. Esse resultado também foi relatado por Lamine et al. (1992). Não verificou-se também influência significativa do tamanho ou da forma da partícula sobre h_p como mostrado na Figura 4.28. A influência do comprimento da seção térmica também foi pequena, sendo constatada apenas para as esferas de 1,9 mm, e a diminuição da seção térmica ocasionou o aumento de h_p .

Novamente, a maior influência sobre esse parâmetro foi dada pela vazão de água. O aumento na vazão de água acarretou em maiores valores para h_p . Isso ocorre pelo motivo discutido anteriormente que diz respeito ao aumento da quantidade de líquido dentro do leito com o aumento da vazão de água (vide Figura 4.13).

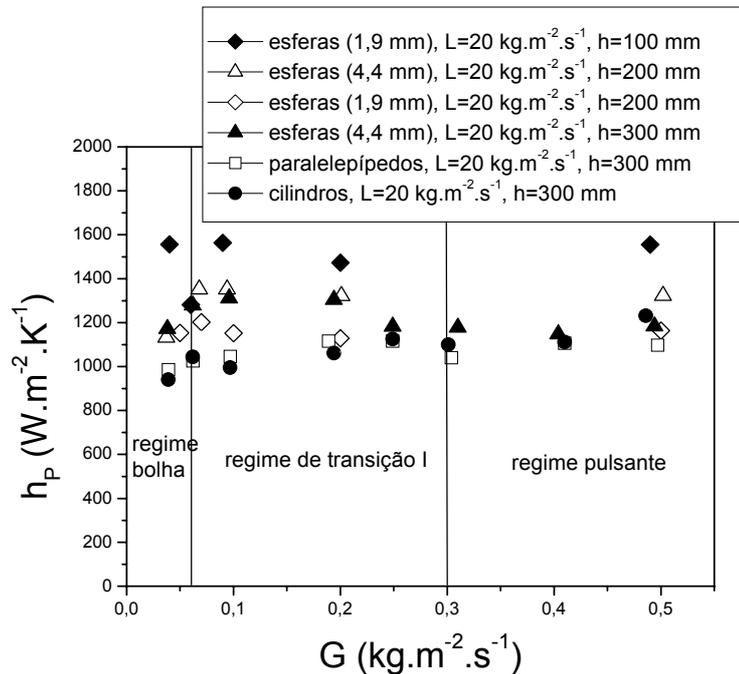


Figura 4.28. h_p em função de G parametrizado no diâmetro e forma da partícula, no comprimento da seção térmica e nos regimes de escoamento.

A Figura 4.29 apresenta o comportamento de h_p em função da vazão de água para as esferas de 1,9 mm, onde verifica-se que o aumento provocado no coeficiente de troca térmica na parede ao se aumentar a vazão de água de 2 para 20 $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ é de cerca de 300%. Lamine et al. (1992) também verificaram grandes aumentos de h_p , cerca de 500%, aumentando-se a vazão de água de 0,5 a 11 $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Ainda dessa figura, tem-se que os regimes de escoamento apresentaram pouca influência sobre h_p .

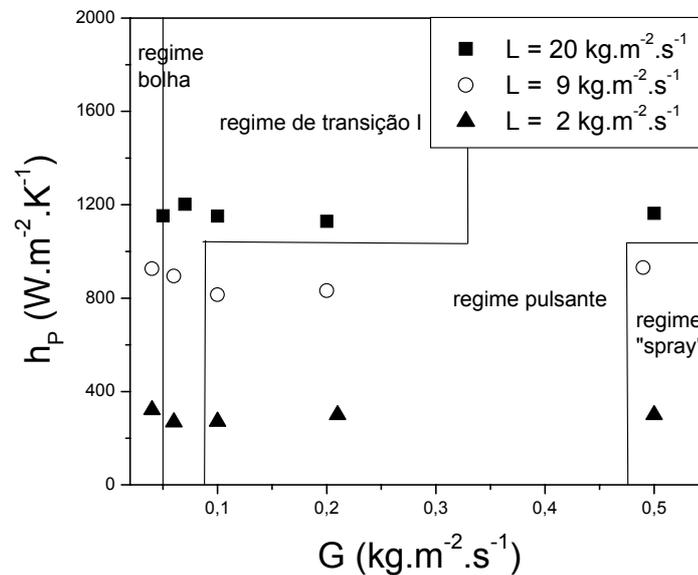


Figura 4.29. h_p em função de G parametrizado na vazão de água e nos regimes de escoamento para as esferas de 1,9 mm e $h=200$ mm.

4.4.3. Condutividade térmica efetiva radial (k_r)

4.4.3.1. Escoamento descendente

Em relação à condutividade térmica efetiva radial, verificou-se que há a influência do tamanho da partícula, do comprimento da seção térmica e da vazão de água. A Figura 4.30 apresenta k_r em função da vazão de ar e dos regimes de escoamento parametrizado no diâmetro de partícula, na vazão de água e no comprimento da seção térmica.

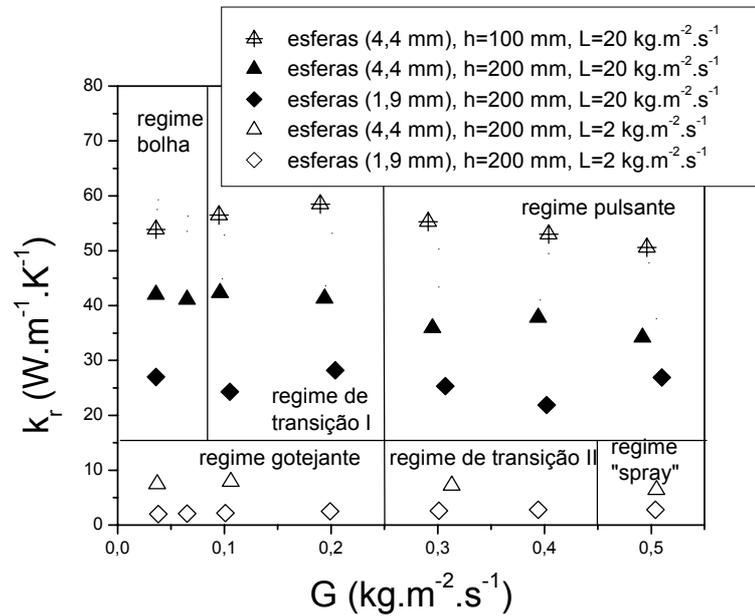


Figura 4.30. k_r em função de G parametrizado no diâmetro de partícula, no comprimento da seção térmica, na vazão de água e nos regimes de escoamento.

Verifica-se que não ocorre variação significativa de k_r em função da vazão de ar como também se constatou para h_p . Essa verificação também foi feita por Hashimoto et al. (1976), Nakamura et al. (1981) e Lamine et al. (1996). Já o aumento de d_p provoca um aumento em k_r tanto para altas como para baixas vazões de água. Era de se esperar que k_r aumentasse com a diminuição de d_p , pois a saturação de líquido aumenta quando o diâmetro diminui. Isso não ocorreu talvez devido ao fato de que a influência da saturação seja menos importante do que a influência da movimentação dos fluidos sobre k_r . Quando o diâmetro de partícula aumenta há um aumento do tamanho dos poros o que provoca uma maior dispersão dos fluidos no leito, contribuindo para uma transferência de calor mais

intensa, superando a queda na transferência de calor ocasionada pela queda da saturação total de líquido.

Assim como para h_p , k_r é influenciado da mesma forma pelo comprimento da seção térmica. Diminuindo-se o tamanho da seção térmica, tem-se valores mais altos para k_r . Parte desse aumento pode ser explicado pelo fato de que na estimativa de k_r , quando se aumenta h , necessariamente diminui-se k_r , considerando-se os mesmos perfis de temperatura em função da posição radial. Outro fator pode ser o mesmo levantado para h_p , ou seja, na entrada do leito as diferenças de temperatura seriam maiores o que provoca um aumento em k_r em menores comprimentos de seção térmica.

Em relação à influência da vazão de água sobre k_r , verificou-se que o aumento da vazão de água provoca o aumento da condutividade, o que está de acordo com Weekman e Myers (1965), Hashimoto et al. (1976), Nakamura et al. (1981) e Lamine et al. (1996). Isso ocorre pelo aumento da saturação de líquido (vide Figura 4.11) juntamente com a melhor distribuição dos fluidos dentro do leito provocada pelas modificações nos regimes de escoamento.

Quanto à influência da forma na condutividade térmica efetiva, a Figura 4.31 apresenta k_r em função da vazão de ar para a vazão de água de $20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ parametrizado na forma da partícula e nos regimes de escoamento.

Verifica-se que não há alteração do comportamento qualitativo de k_r em função da vazão de ar devido às modificações na forma da partícula. A diminuição da esfericidade provoca um aumento na condutividade térmica principalmente ao se comparar as esferas de 4,4 mm com os paralelepípedos. Cabe salientar que a diminuição da esfericidade nesse trabalho implicou na

diminuição da porosidade média do leito. O aumento de k_r pode estar ligado a dois fatores. O primeiro seria a forma de contato que se estabelece dentro do leito para cada forma de partícula utilizada. Para os paralelepípedos os contatos seriam mais efetivos do que para as esferas, o que facilitaria o transporte de calor condutivo, aumentando assim k_r . Esse fator seria mais importante à medida que a quantidade de líquido dentro do leito fosse reduzida, reduzindo assim a importância da dispersão de calor promovida pelo líquido.

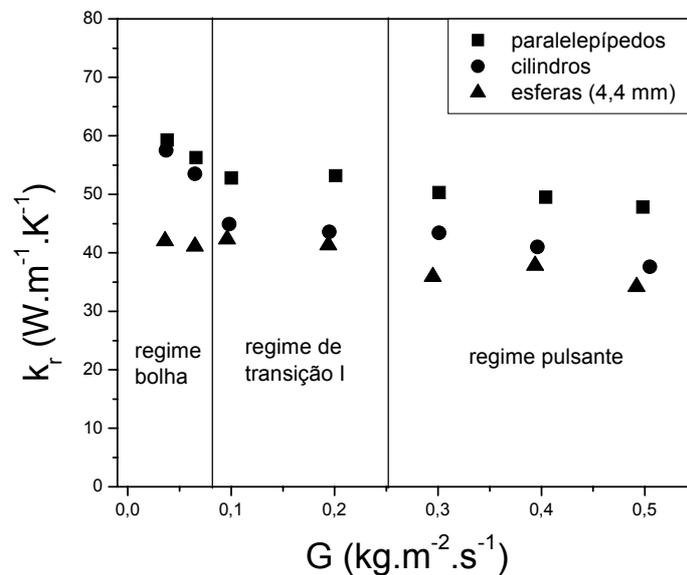


Figura 4.31. k_r em função de G parametrizado na forma da partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$.

O segundo fator seria o aumento da saturação de líquido, conforme é apresentado na Figura 4.12, ao se diminuir a esfericidade e a porosidade média do leito ao se passar de esferas para paralelepípedos. Quando a quantidade de água é aumentada dentro do leito, há também uma maior facilidade no transporte de calor devido às características térmicas da água, mais importantes na transferência de

calor do que as do ar. A água dentro do leito, mais precisamente dentro dos poros, em contato com o ar e com as partículas favorece muito a passagem de calor através de si e entre o ar e as partículas devido à sua alta condutividade térmica.

4.4.3.2. Escoamento ascendente

No escoamento ascendente a transferência de calor é maior do que no escoamento descendente. Isso pode ser constatado pelo aparecimento de perfis planos de temperatura na saída da seção térmica, o que não ocorreu no escoamento descendente. Quando os perfis de temperatura tendem a uma temperatura constante, a condutividade térmica tende a infinito. As condições onde ocorreram os perfis planos são apresentadas na Tabela 4.5. Elas ocorreram nas vazões de água de 2 e 9 $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ para os paralelepípedos, cilindros e esferas de 4,4 e 3,1 mm. Lamine et al. (1992) também verificaram o aparecimento dos perfis planos de temperatura para partículas grandes (esferas de 4 e 6 mm) para vazões de água de 0,15 a 1 $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Como pode ser observado na Tabela 4.5, para $L = 2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ os perfis planos apareceram de $G=0,3$ a $0,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ para os paralelepípedos, cilindros e esferas de 4,4 mm. Na vazão de água de $9 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, comparando-se os paralelepípedos às esferas de 4,4 mm, verifica-se que a diminuição da esfericidade acarreta na obtenção dos perfis planos de temperatura em uma faixa maior de vazão de ar, já que para as esferas esses perfis foram obtidos de $G=0,03$ a $0,2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, enquanto que para os paralelepípedos os perfis planos de temperatura ocorreram de $0,03$ a $0,5 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Tabela 4.5. Condições experimentais de aparecimento dos perfis planos de temperatura na saída da seção térmica.

Partículas	L ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	G ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)
Paralelepípedos	2	0,03 a 0,5
	9	0,03 a 0,5
Cilindros	2	0,03 a 0,5
	9	0,03 a 0,2
Esferas (4,4 mm)	2	0,03 a 0,5
	9	0,03 a 0,2
Esferas (3,1 mm)	2	0,03 a 0,5
	9	0,03 a 0,2

Para as esferas de 1,9 mm os perfis planos não foram observados, o que indica qualitativamente, comparando essas esferas com as de 4,4 mm, que há uma redução da resistência térmica com o aumento do diâmetro da partícula.

Devido ao aparecimento de perfis planos de temperatura nas vazões de água de 2 e 9 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, a obtenção de k_r , assim como ocorreu para h_p , só foi feita para a vazão de água de 20 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

A Figura 4.32 apresenta o comportamento de k_r em função da vazão de ar parametrizado no tamanho da partícula e nos regimes de escoamento.

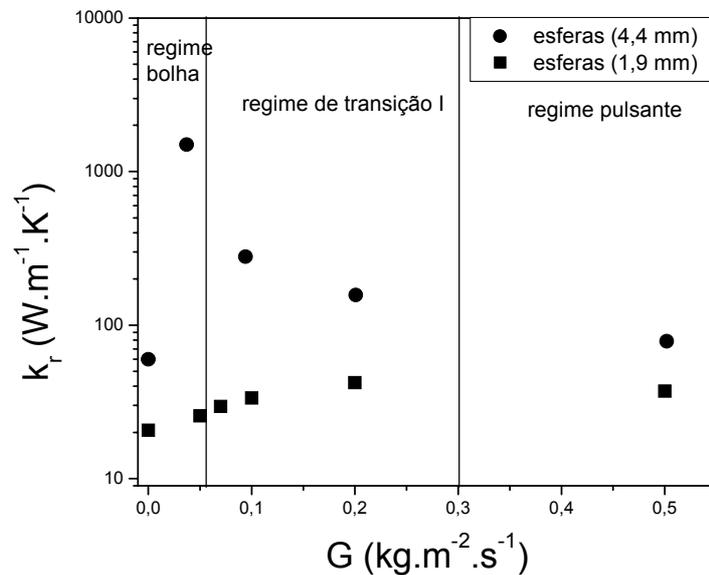


Figura 4.32. k_r em função de G parametrizado no diâmetro de partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $h=200 \text{ mm}$.

O aumento do diâmetro da partícula, assim como ocorreu no escoamento descendente, ocasionou o aumento de k_r . Isso talvez se deva, como já dito para o caso do escoamento descendente, ao fato do tamanho dos poros para as esferas de 4,4 mm ser maior do que para as esferas de 1,9 mm permitindo aos fluidos se movimentarem mais facilmente no sentido radial, o que diminui as resistências à transferência de calor radial.

Diferentemente do escoamento descendente, houve variação de k_r em função da vazão de ar. Para as esferas de 1,9 mm há um aumento deste parâmetro com o aumento da vazão de ar, ocorrendo uma estabilização no valor da condutividade para vazões de ar maiores que $0,2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Já para as esferas de 4,4 mm o comportamento é um pouco diferenciado, pois há um grande aumento da condutividade com o aumento da vazão de ar para

valores baixos de G e depois segue-se uma queda de k_r com o aumento da vazão de ar. Nakamura et al. (1981) e Silveira (1991) também verificaram esse comportamento para k_r em função da vazão de ar.

Essa variação pode ser melhor compreendida quando se leva em conta os regimes de escoamento. Verifica-se que na região que vai do escoamento monofásico de água até o regime bolha há um aumento de k_r com o aumento da vazão de ar. Lamine et al. (1992) constataram resultados semelhantes, onde isso seria explicado devido a uma melhor mistura radial promovida pelo aumento da velocidade intersticial de líquido causado pela diminuição da saturação de líquido com o aumento da vazão de ar, o que foi verificado neste trabalho de acordo com o que foi apresentado na Figura 4.13. Os valores máximos para k_r ocorrem próximos à interface entre os regimes bolha e transição I. Após esse ponto, para os regimes de transição I e pulsante, o aumento da vazão de ar provoca a queda da condutividade. Apesar de nessa região também ocorrer uma queda da saturação de líquido em função da vazão de ar nos regimes de transição I e pulsante, não se verifica um aumento de k_r nesses regimes em função de um aumento da vazão de ar, pois a partir do regime bolha o aumento contínuo da velocidade intersticial de líquido com o aumento da vazão de ar torna-se menos importante sobre k_r do que a quantidade de ar dentro do leito. O aumento da quantidade de ar dentro do leito em função do aumento da vazão de ar a partir do regime bolha conforme é mostrado na Figura 4.32 provoca uma diminuição de k_r devido à contribuição da baixa condutividade térmica que é característica inerente do ar. A diminuição de k_r com o aumento da vazão de ar na região dos regimes de transição I e pulsante deve-se também ao fato de que nesses regimes a interação entre os fluidos não é

grande como no regime bolha devido à passagem muito alternada de ar e água, o que provocaria uma mistura radial menor dos fluidos do que no regime bolha.

Em relação à influência do comprimento da seção térmica em k_r , verificou-se o mesmo comportamento apresentado para o escoamento descendente. A diminuição do comprimento provocou um aumento de k_r como apresenta a Figura 4.33. Essa variação pode ser explicada da mesma forma como discutido anteriormente no escoamento descendente.

Quanto à influência da vazão de água, verifica-se através da Figura 4.33 que existe uma modificação do comportamento de k_r em função da vazão de ar quando se comparam as vazões de água de 2 e 9 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ com a de 20 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Para baixas vazões de água as esferas de 1,9 mm tendem a se comportar como as partículas maiores, tem-se baixos valores de condutividade no escoamento monofásico de água que aumentam com o aumento da vazão de ar para baixas vazões de ar atingindo um ponto de máximo e logo após se iniciando uma queda de k_r com o aumento da vazão de ar. Cabe salientar, de acordo com o que se verifica na Figura 4.33, que o ponto de máximo também ocorre próximo à interface entre os regimes bolha e transição I tanto para a vazão de água de 2 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ quanto para a vazão de água de 9 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

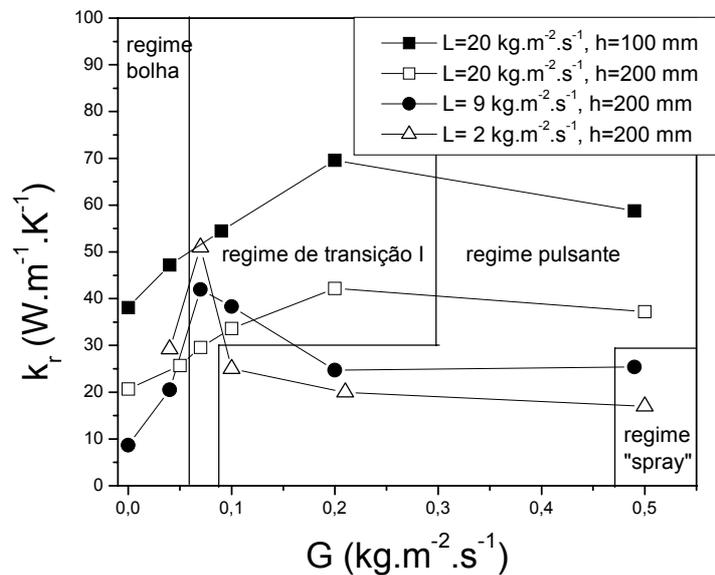


Figura 4.33. k_r em função de G parametrizado na vazão de água, no comprimento da seção térmica e nos regimes de escoamento para as esferas de 1,9 mm.

Em relação à variação da condutividade com a variação da vazão de água para uma determinada vazão de ar pode-se dividir o comportamento em três regiões de vazão de ar, a primeira é no escoamento monofásico de água, a segunda é a região de vazão de ar de $0,05$ a $0,1 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e a terceira e última é a região de vazão de ar acima de $0,1 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Os comportamentos da condutividade em função da vazão de água na primeira e na terceira região são idênticos, ou seja, o aumento da vazão de água causa um aumento da condutividade, assim como ocorre no escoamento descendente. No escoamento monofásico de água (primeira região) a diminuição da resistência térmica está intimamente ligada com o aumento da velocidade intersticial de líquido. Já na terceira região, o aumento de k_r com a vazão de água tem relação estreita com o aumento da saturação de líquido conforme se verifica na Figura 4.13.

Na segunda região ocorre o inverso, a condutividade aumenta com a diminuição da vazão de água sendo que esse fato pode estar ligado à melhora da agitação do meio quando a vazão de água é diminuída. Este comportamento em função da vazão de água também foi relatado por Nakamura et al. (1981) para esferas de vidro de 6 mm comparando $L=19,4$ e $26,1 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Quanto à influência da forma em k_r , a Figura 4.34 apresenta a condutividade térmica obtida para os paralelepípedos, cilindros e esferas de 4,4 mm. Verifica-se, assim como para as esferas de 4,4 mm, que a mudança na forma da partícula não altera o comportamento da condutividade térmica em função da vazão de ar. Há um aumento de k_r com o aumento da vazão de ar no regime bolha e depois uma diminuição de k_r nos regimes de transição I e pulsante.

A diminuição da esfericidade e da porosidade média do leito provocaram um pequeno aumento da condutividade térmica. Esse aumento pode ser atribuído, assim como no escoamento descendente, ao melhor contato entre os paralelepípedos em relação às esferas e principalmente ao aumento da saturação de líquido conforme se verifica na Figura 4.14.

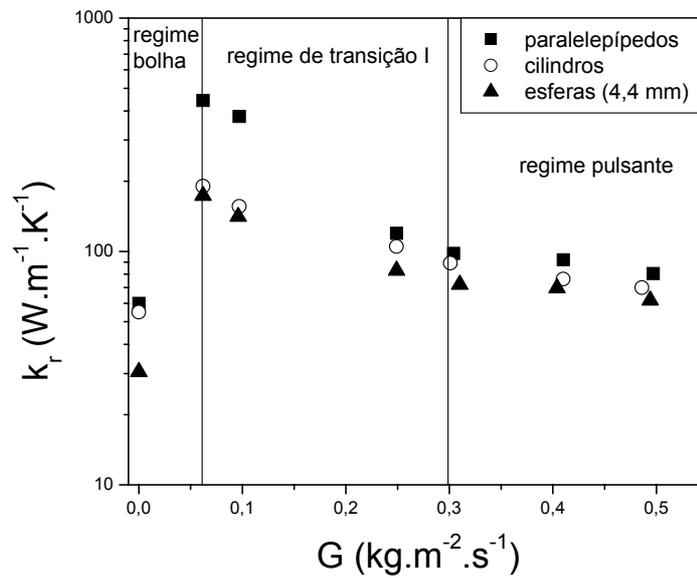


Figura 4.34. k_r em função de G parametrizado na forma da partícula e nos regimes de escoamento para $L=20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $h=300 \text{ mm}$.

A importância do contato parece ser mais evidente no escoamento monofásico de ar. A Figura 4.35 apresenta k_r para as esferas de 4,4 mm e para os paralelepípedos em função da vazão de ar.

A modificação na forma da partícula, passando-se de esfera para paralelepípedo, ocasionou um aumento em torno de 80% na condutividade térmica efetiva para toda a faixa de vazão de ar estudada conforme está apresentado na Figura 4.35.

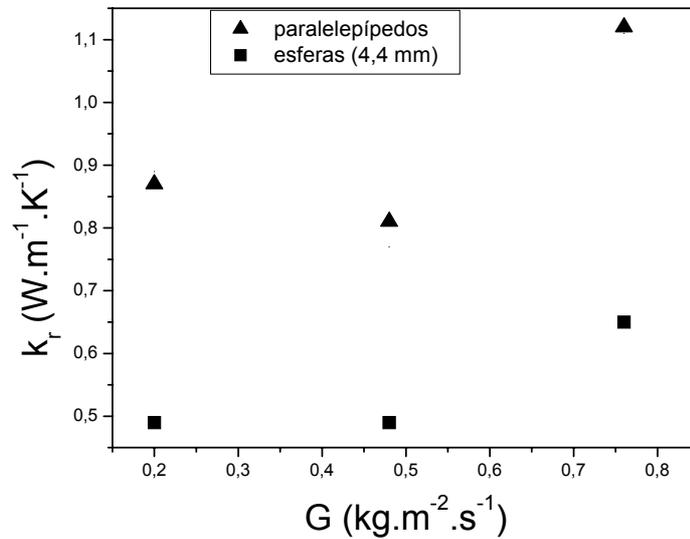


Figura 4.35. k_r em função de G parametrizado na forma da partícula para $h=200$ mm e $L=0$ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

4.4.4. Correlações para os parâmetros térmicos

Algumas das correlações apresentadas no Capítulo 2 foram testadas para prever h_p e k_r nos escoamentos descendente e ascendente.

As Figuras 4.36 e 4.37 apresentam uma comparação entre os valores preditos por essas correlações e os valores experimentais para o número de Nusselt e para a condutividade térmica efetiva radial respectivamente.

Verificou-se que as correlações testadas para prever o número de Nusselt, como mostra a Figura 4.36, apresentaram desvios absolutos muito elevados, quase sempre maiores que 50%.

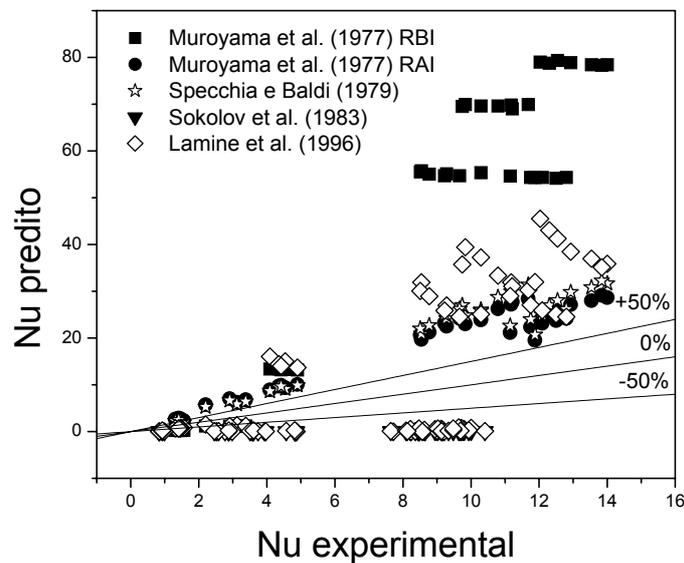


Figura 4.36. Nusselt predito em função de Nusselt experimental.

Já para as correlações para k_r , verificou-se, como apresenta a Figura 4.37, que ocorreram vários desvios muito baixos, mas mesmo assim houve uma grande dispersão desses resultados abrangendo na maior parte a faixa de 0 a 100%. A correlação de Lamine et al. (1992) utilizada se refere à equação 2.55 do Quadro 2.5.

As grandes diferenças constatadas na previsão dos resultados experimentais deste trabalho por parte das correlações apresentadas na literatura podem estar ligadas ao fato de que os parâmetros térmicos deste trabalho foram obtidos utilizando-se seções térmicas com pequenos comprimentos. Assim, para representar os parâmetros térmicos foram propostas novas correlações.

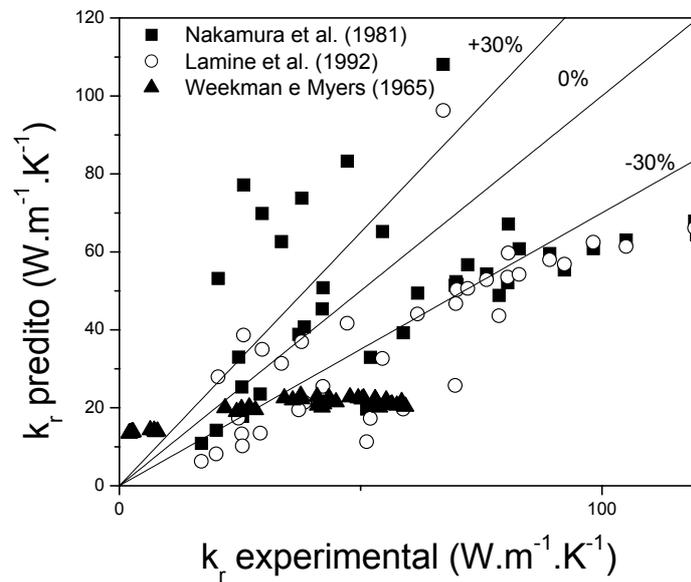


Figura 4.37. k_r predito em função de k_r experimental.

As equações para os parâmetros térmicos foram obtidas com auxílio do “software” Statistica (método de quasi-Newton). O parâmetro h_p pode ser representado nos escoamentos descendente e ascendente respectivamente por:

$$Nu = \frac{h_p \cdot d_p'}{k_{\text{água}}} = 0,29 \cdot \left(\frac{Re_1}{\phi \cdot \beta_t}\right)^{0,77} \cdot \left(\frac{h}{D}\right)^{-0,32} \quad (4.20)$$

$$Nu = \frac{h_p \cdot d_p'}{k_{\text{água}}} = 0,19 \cdot Re_1^{0,88} \cdot \phi^{0,52} \cdot \left(\beta_t \frac{h}{D}\right)^{-0,17} \quad (4.21)$$

A Figura 4.38 apresenta a relação entre os valores experimentais e os valores preditos para o número de Nusselt.

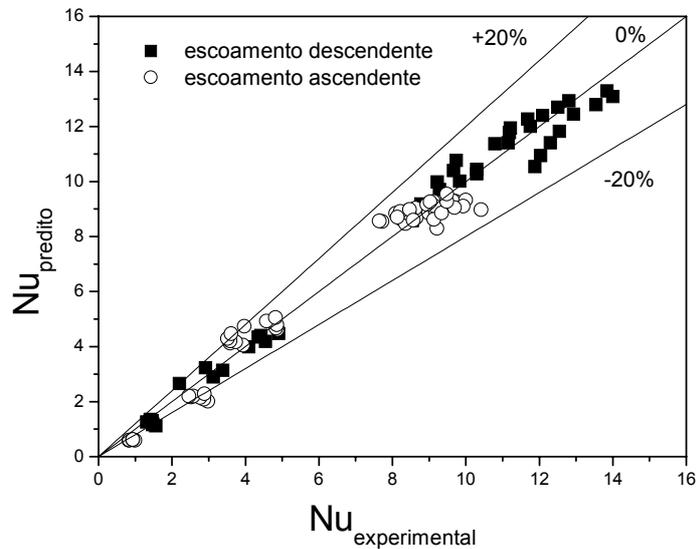


Figura 4.38. Nusselt predito em função de Nusselt experimental para os escoamentos descendente e ascendente.

Em relação a k_r verificou-se que no escoamento descendente esse parâmetro pode ser representado por:

$$k_r = 7,59 \cdot \frac{Re_t^{0,62} \beta_t^{0,70} (d_p/D)^{0,08}}{(h/D)^{0,51} \phi^{0,16}} \quad (4.22)$$

enquanto no escoamento ascendente foram necessárias três correlações a fim de prever satisfatoriamente o comportamento de k_r . Essas correlações são dadas por:

$$k_r = 50,4 \frac{Re_g^{0,29}}{(h/D)^2} + 27,8 \quad (4.23)$$

(para as esferas de 1,9 mm em $L=20 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)

$$k_r = 1,87 \cdot Re_1^{0,73} + 0,41 \frac{Re_g^{0,31} (h/D)^{3,45}}{Re_1^{0,55} \phi^{9,4}} \quad (4.24)$$

(para as esferas de 4,4 mm, cilindros e paralelepípedos no regime bolha)

$$k_r = 2,545 \frac{Re_g^{2,8} \phi^{5,4} \beta_t^{17,9}}{Re_1^{1,2} (h/D)^{1,1}} \quad (4.25)$$

(para os regimes transição I, pulsante e “spray” para as esferas de 4,4 mm, cilindros e paralelepípedos e para $L=2$ e 9 $L=20$ $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ para as esferas de 1,9 mm)

As Figuras 4.39 e 4.40 apresentam a relação entre os valores preditos e experimentais para a condutividade térmica efetiva radial nos escoamentos descendente e ascendente respectivamente.

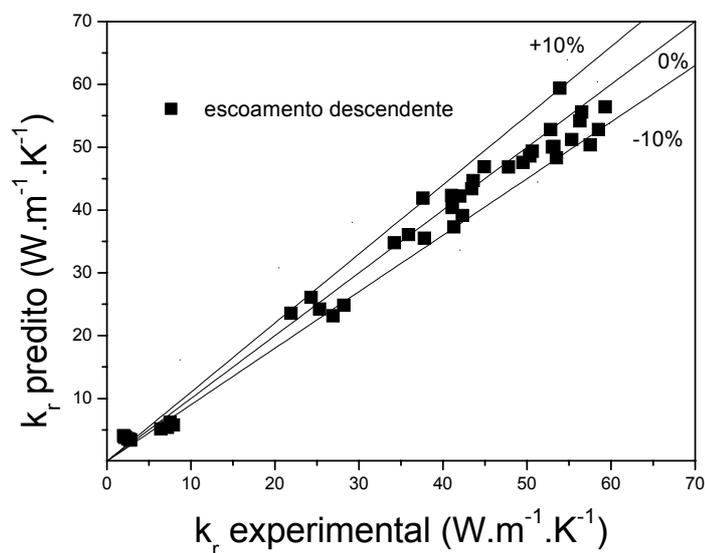


Figura 4.39. k_r predito em função de k_r experimental para o escoamento descendente.

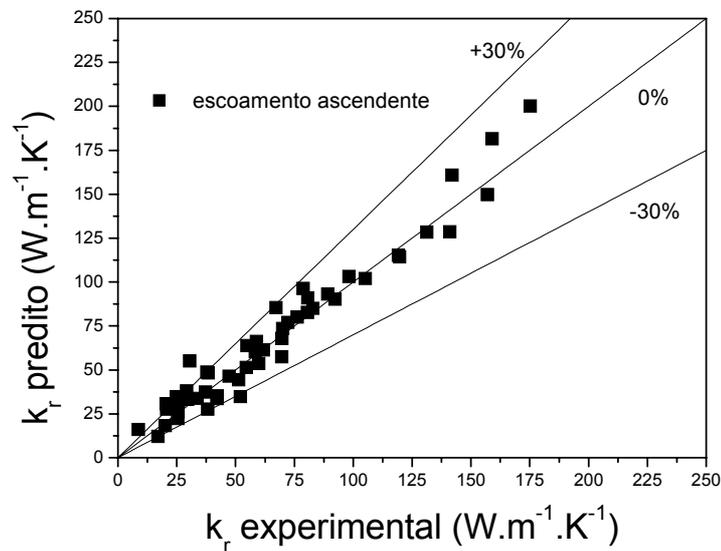


Figura 4.40. k_r predito em função de k_r experimental para o escoamento ascendente.

Para as condições onde se obtiveram os perfis de temperatura planos (escoamento ascendente, Tabela 4.6) utilizou-se um modelo sem k_r , dado por:

$$[GCp_g + LCp_l] \frac{\partial T}{\partial z} = -h^* (T - T_p) \quad (4.26)$$

com $T = T_0$ em $z=0$, onde

$$\frac{T - T_p}{T_0 - T_p} = \exp\left[\frac{-h^* \cdot z}{(GCp_g + LCp_l)}\right] \quad (4.27)$$

Os valores obtidos então para h_p^* foram representados pela seguinte correlação:

$$h_p^* = 8,2 \cdot 10^4 \cdot Re_1^{0,17} \cdot Re_g^{0,05} \cdot \phi^{1,82} \cdot \left(\frac{d_p}{h}\right)^{0,20} \quad (4.28)$$

A Figura 4.41 apresenta a relação entre os valores preditos (Equação 4.28) e os valores experimentais para o coeficiente de troca térmica na parede obtido a partir da Equação 4.27. Verifica-se que os desvios obtidos para h_p^* estão na faixa de 0 a 20%

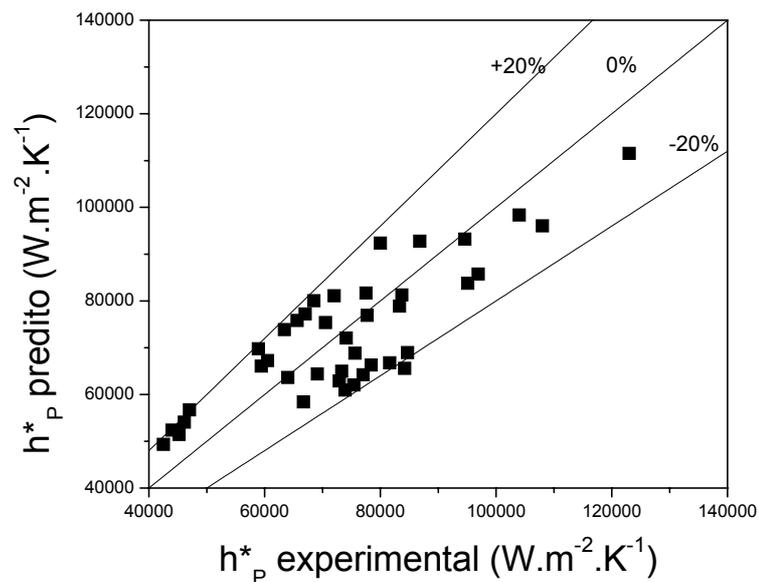


Figura 4.41. h_p^* predito em função de h_p^* experimental.

CAPÍTULO 5

Conclusões

Com base nos resultados obtidos nas condições estudadas, têm-se as seguintes conclusões quanto aos regimes de escoamento, à saturação de líquido, à modelagem pseudo-homogênea e ao comportamento térmico:

- *Regimes de escoamento:* no escoamento descendente são obtidos os regimes gotejante, transição II, “spray”, bolha, transição I e pulsante enquanto no escoamento ascendente são obtidos os regimes bolha, transição I, pulsante e “spray”. A localização dos regimes de escoamento variou com a forma e o tamanho da partícula empregada como recheio.

- *Saturação de líquido:* o aumento da vazão de água provoca o aumento da saturação de líquido em ambos os sentidos de escoamento. A saturação total de líquido independe da vazão de ar em baixas vazões de água e diminui com o aumento da vazão de ar em altas vazões de água no escoamento descendente. No escoamento ascendente o aumento da vazão de ar provoca a diminuição da saturação tanto para altas como para baixas vazões de água. A influência do tamanho das partículas na saturação só foi verificada no escoamento descendente, onde o aumento no tamanho da partícula causa a queda da saturação.

Quanto à influência da forma verificou-se o aumento da saturação em ambos os sentidos de escoamento quando houve a redução da esfericidade e da porosidade média do leito.

- *Modelagem pseudo-homogênea*: há a necessidade da incorporação do parâmetro h_p na formulação pseudo-homogênea para a obtenção de bons ajustes das temperaturas calculadas às temperaturas experimentais no estudo da transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-líquido vertical. O modelo 3 foi o mais adequado, dentre os modelos testados, para a representação dos perfis de temperatura e para a obtenção dos parâmetros térmicos.

- *Comportamento térmico*: a vazão de ar pouco afeta os parâmetros térmicos, exceto k_r no escoamento ascendente, onde o efeito da vazão de ar está intimamente ligado ao efeito do regime de escoamento, ocorrendo um aumento da condutividade com o aumento da vazão de ar no regime bolha e uma diminuição desse parâmetro com o aumento da vazão de ar nos regimes transição I e pulsante. A influência do comprimento da seção térmica foi a mesma para ambos parâmetros térmicos (k_r e h_p) em ambos sentidos de escoamento. O aumento no comprimento da seção térmica provocou uma diminuição dos parâmetros para os comprimentos pesquisados. Houve uma grande influência da vazão de água sobre os parâmetros térmicos. O aumento da vazão de água provocou um aumento nos parâmetros utilizados (exceto no escoamento ascendente na faixa de vazão de ar próxima à interface entre os regime bolha e transição I onde k_r aumentou com a diminuição da vazão de água). Essa influência está relacionada aos diferentes

regimes de escoamento que são obtidos para altas e baixas vazões de água e às diferenças na saturação de líquido obtidas para altas e baixas vazões do líquido. Verificou-se, tanto no escoamento descendente quanto no escoamento ascendente, que o efeito do tamanho da partícula ocorreu principalmente sobre k_r , sendo que o aumento do tamanho da partícula acarretou em um aumento de k_r . Esse efeito está relacionado com a saturação e principalmente com o tamanho dos poros. Quanto à influência da forma, verificou-se que h_p pouco varia com a modificação na forma da partícula. Já para k_r há um aumento quando a esfericidade e a porosidade média do leito diminuem, principalmente quando se trata do escoamento gás-líquido descendente. Esse efeito está relacionado com a saturação de líquido no leito que varia com a forma da partícula.

De uma forma geral, pode-se dizer que os fenômenos de transferência de calor em leito fixo com o escoamento concorrente vertical gás-líquido estão intimamente relacionados a alguns fatores. Primeiramente, as vazões dos fluidos, o sentido do escoamento e as características do recheio, como a forma da partícula e, principalmente, o seu tamanho. Em segundo, o comportamento fluidodinâmico do sistema (os regimes de escoamento e a saturação de líquido, que dizem respeito à forma como os fluidos percolam o leito e à quantidade de líquido no leito respectivamente) que é afetado pelas vazões dos fluidos, pelo sentido do escoamento e pelas características do recheio. Dessa forma, qualquer projeto que leve em conta o comportamento térmico em leito fixo com o escoamento concorrente vertical gás-líquido necessitará, no mínimo, dessas informações para o seu pleno desenvolvimento.

CAPÍTULO 6

Sugestões

Com base no estudo realizado sobre a transferência de calor em leito fixo com escoamento gás-líquido vertical sugere-se para o prosseguimento das pesquisas:

- avaliar a influência de outros líquidos e gases sobre os parâmetros térmicos;
- determinar a influência do diâmetro da coluna na qualidade dos perfis de temperatura experimentais;
- obter os parâmetros térmicos com comprimentos mais elevados da seção térmica e para vazões mais elevadas de água em comparação com as utilizadas neste trabalho;
- trabalhar com esferas menores que 1 mm e verificar a influência da forma nessa faixa de diâmetro, e
- empregar outros modelos para representar os perfis de temperatura, como por exemplo, um modelo com a variação radial da condutividade térmica efetiva.

Referências Bibliográficas

- ACHWAL, S. K. e STEPANEK, J. B. Hold-up profiles in packed beds. Chemical Engineering Journal, 12, 69-75, 1976.
- ARGO, W. B. e SMITH, J. M. Heat transfer in packed beds: prediction of radial rate in gas-solid beds. Chem. Eng. Prog., 49, p. 443-451, 1953.
- ATTOU, A. e FERSCHNEIDER, G. A Two-fluid hydrodynamic model for the transition between trickle and pulse flow in a cocurrent gas-liquid packed-bed reactor. Chemical Engineering Science, 55, 491-511, 2000.
- BATES, D. M. e WATTS, D. G. Relative curvature measures of nonlinearity. J. R. Statist. Soc. Ser. B., 42, 1-25, 1980.
- BATES, D. M. e WATTS, D. G. Nonlinear regression analysis and its applications. New York, John Wiley and Sons, 365 p., 1988.
- BENKRID, K.; RODE, S.; MIDOUX, N. Prediction of pressure drop and liquid saturation in trickle-bed reactors operated in high interaction regimes. Chemical Engineering Science, 52(21-22), 4021-4032, 1997.
- BENSETITI, Z.; LARACHI, F.; GRANDJEAN B. P. A.; WILD, G. Liquid saturation in cocurrent upflow fixed-bed reactors: a state-of-the-art correlation. Chemical Engineering Science, 52 (21-22), 4239-4247, 1997.
- BORKINK, J. G. H. e WESTERTERP, K. R. Influence of tube and particle diameter on heat transport in packed beds. A.I.Ch.E. Journal, 38(5), 703-715, 1992.
- BOX, M. J. Bias in nonlinear estimation. J. R. Statist. Soc. Ser. B., 33, 171-201, 1971.
- BURNS, J. R.; JAMIL, J. N.; RAMSHAW, C. Process intensification: operating characteristics of rotating packed beds – determination of liquid hold-up for a high-voidage structured packing. Chemical Engineering Science, 55, 2401-2415, 2000.
- CHARPENTIER, J. C. e FAVIER, M. Some liquid holdup experimental data in trickle-bed reactors for foaming and non-foaming hydrocarbons. A.I.Ch.E. Journal, 21, 1213-1218, 1975.

- COLLI-SERRANO, M. T. e MIDOUX, N. Hydrodynamics and heat transfer in packed bed with cocurrent upflow for coalescing and non-coalescing liquids. A simple model. Chemical Engineering Science, 55, 4149-4157, 2000.
- DELMON, G.; FAURE, R.; GASQUET, B.; GIRAUD, G.; CLERC, J. P. Measurement of voidage in a fluidized bed using a capacitive sensor. Powder Technology, 86, 149-153, 1996.
- DIXON, A. G.; PATERSON, W. R.; CRESSWELL, D. L. Heat transfer in packed bed low tube/particle diameter ratio. ACS Symp. Series, 65, 238-253, 1978.
- ELLMAN, M. J.; MIDOUX, N.; WILD, G.; LAURENT, A.; CHARPENTIER, J. C. A new, improved liquid hold-up correlation for trickle-bed reactors. Chemical Engineering Science, 45(7), 1677-1684, 1990.
- FREIRE, J. T. Transferência de calor em meios porosos. COPPE/UFRJ. Rio de Janeiro/RJ. 223 p. (Tese), 1979.
- FU, M. S. e TAN, C. S. Liquid holdup and axial dispersion in trickle-bed reactors. Chemical Engineering Science, 51, 5357-5361, 1996.
- GIANETTO, A.; BALDI, G.; SPECCHIA, V.; SICARDI, S. Hydrodynamics and solid liquid contacting effectiveness in trickle bed reactors. A.I.Ch.E. Journal, 24(6), 1087-1104, 1978.
- GIANETTO, A. e SPECCHIA, V. Trickle bed reactors: state of art and perspectives. Chemical Engineering Science, 47(13-14), 3197-3213, 1992.
- GIESE, M; ROTTSCHÄFER, K.; VORTMEYER, D. Measured and modeled superficial flow profiles in packed beds with liquid flow. A.I.Ch.E. Journal, 44 (2), 484-490, 1998.
- GIUDICI, R. Modelagem de reator de oxidação de etileno: estudo de parâmetros térmicos e estratégia de diluição de catalisador. Poli/USP. São Paulo/SP. (Tese) 183 p., 1990.
- GIUDICI, R. e NASCIMENTO, C. A. O. Analysis of a ring shaped sensor for use in packed bed heat transfer studies. Canadian Journal of Chemical Engineering, 75, 43-49, 1994.
- GUBULIN, J. C.; MORIMOTO, T.; FREIRE, J. T.; TOBINAGA, S. Determinação da umidade por meio de um sistema ressonante capacitivo. In: Anais do II ENEMP, Rio Claro, SP, 108-120, 1974.

- GUTSCHE, S.; WILD, G.; MIDOUX, N.; MARTIN, H. Hydrodynamik und wärmeübergang in zweiphasig im aufstrom durchströmten festbettreaktoren. Chem. Ing. Technik, 61, 733-736, 1989.
- HAGE, B. e WERTHER, J. A capacitance measurement system for local solids volume concentrations and solids velocities in large-scale fluidized bed combustors. Experimental heat transfer, fluid mechanics and thermodynamics, Los Angeles, 2281-2288, 1997.
- HASHIMOTO, K.; MUROYAMA, K.; FUJIYOSHI, K.; NAGATA, S. Effective radial thermal conductivity in a cocurrent flow of a gas and liquid through a packed bed. Int. Chem. Eng., 16(4), 720-727, 1976.
- HERSKOWITZ, M e SMITH, J. M. Trickle-bed reactors: a review. A.I.Ch.E. Journal, 29 (1), 1-18, 1983.
- KUZNETSOV, V. V. e SALTANOV, S. Y. Two-phase cocurrent upflow and heat transfer in packed bed. Experimental heat transfer, fluid mechanics and thermodynamics, Los Angeles, 2359-2365, 1997.
- KWONG, S. S. e SMITH, J. M. Radial heat transfer in packed beds. Ind. Eng. Chem., 49(5), 894-903, 1957.
- ILIUTA, I.; THYRION, F. C.; MUNTEAN, O. Hydrodynamic characteristics of two-phase flow through fixed beds: air/newtonian and non-newtonian liquids. Chemical Engineering Science, 51(22), 4987-4995, 1996.
- LAMINE, A. S., COLLI SERRANO, M. T.; WILD, G. Hydrodynamics and heat transfer in packed bed with cocurrent upflow. Chemical Engineering Science, 47(13-14), 3493-3500, 1992.
- LAMINE, A. S., COLLI SERRANO, M. T.; WILD, G. Influence of viscosity and foaming properties on heat transfer in packed bed with cocurrent upflow of gs and liquid. Trans. Institution Chemical Engineers, 73, 280-285, 1995.
- LAMINE, A. S., GERTH, L.; LE GALL, H.; WILD, G. Heat transfer in packed bed reactor with cocurrent downflow of a gas and a liquid. Chemical Engineering Science, 51(15), 3813-3827, 1996.
- LARACHI, F.; LAURENT, A.; MIDOUX, N.; WILD, G. Experimental study of a trickle-bed reactor operating at high pressure: two-phase pressure drop and liquid saturation. Chemical Engineering Science, 46(5-6), 1233-1246, 1991a.

- LARACHI, F.; LAURENT, A.; WILD, G.; MIDOUX, N. Some experimental liquid saturation results in fixed-bed reactors operated under elevated pressure in cocurrent upflow and downflow of the gas and the liquid. Ind. Eng. Chem. Res., 30, 2404-2410, 1991b.
- LOPES, J. C. Transferência de calor no escoamento bifásico em leitos tubulares recheados. PPG-EQ/UFSCar. São Carlos/SP. 71 p. (Dissert.), 1985.
- MARIANI, N. J.; MARTÍNEZ, O. M.; BARRETO, G. F. Evaluation of heat transfer parameters in packed beds with cocurrent downflow of liquid and gas. Chemical Engineering Science, 56, 5995-6001, 2001.
- MARQUARDT, D. W. An algorithm for least squares estimation of nonlinear parameters. SIAM – J. Appl. Math., 11, 431-441, 1963.
- MATTOS, J. D. Uso da impedância de capacitores elétricos como sensor de umidade de materiais granulares. PPG-EQ/UFSCar. São Carlos/SP. 71 p. (Dissert.), 1989.
- MATSUURA, A.; HITAKA, Y.; AKEHATA, T.; SHIRAI, T. Apparent wall heat transfer coefficient in packed beds with downward cocurrent gas-liquid flow. Heat Transfer Jap. Res., 8(1), 53-60, 1979a.
- MATSUURA, A.; HITAKA, Y.; AKEHATA, T.; SHIRAI, T. Effective radial thermal conductivity in packed beds with gas-liquid downflow. Heat Transfer Jap. Res., 8(1), 44-52, 1979b.
- MOLGA, E. J. e WESTERTERP, K. R. Gas-liquid interfacial area and holdup in a cocurrent upflow packed bed bubble column reactor at elevated pressures. Ind. Eng. Chem. Res., 36, 622-631, 1997.
- MUROYAMA, K.; HASHIMOTO, K.; TOMITA, T. Heat transfer from the wall in gas-liquid cocurrent packed beds. Kagaku Kogaku Ronbunshu, 3, 612-616, 1977.
- MURUGESAN, T. e SIVAKUMAR V. Pressure drop and flow regimes in cocurrent gas-liquid upflow trough packed beds. Chemical Engineering Journal, 88, 233-243, 2002.
- NAKAMURA, M; TANAHASHI, T.; TAKADA, D.; OHSASA, K.; SUGIYAMA, S. Heat transfer in a packed bed with gas-liquid cocurrent upflow. Heat Transfer Jap. Res., 10, 92-99, 1981.
- OLIVEIRA, S. C. Estimativa de parâmetros térmicos em leito fixo utilizando-se planejamento sequencial de experimentos. PPG-EQ/UFSCar. São Carlos/SP. 62 p. (Dissert.), 1993.

- OLBRICH, W. E. e POTTER, O. E. Heat transfer in small diameter packed beds. Chemical Engineering Science, 27, 1723-1732, 1972.
- RAO, V. G.; ANANTH, M. S.; VARMA, Y. B. G. Hydrodynamics of two-phase concurrent downflow through packed beds. A.I.Ch.E. Journal, 29, 467-483, 1983.
- RATKOWSKY, D. A. Nonlinear regression analysis. New York, Marcel Dekker Inc., 276p., 1983.
- REINECKE, N. e MEWES, D. Multielectrode Capacitance sensors for the visualization of transient two-phase flows. Experimental Thermal and Fluid Science, 15, 253-266, 1997.
- RODE, S.; MIDOUX, N.; LATIFI, M. A.; STORCK, A. Multiple hydrodynamic states in trickle beds operating in high-interaction regimes: liquid saturation and flow regime transitions. Chemical Engineering Science, 49(15), 2535-2540, 1994.
- ROUILLER, C. O. Análise, via modelação pseudo-homogênea, da transferência de calor em leito fixo e escoamento monofásico. PPG-EQ/UFSCar. São Carlos/SP. 229 p. (Tese), 2000.
- SAI, P. S. T. e VARMA, Y. B. G. Flow pattern of the phases and liquid saturation in gas-liquid concurrent downflow through packed beds. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 66, 353-360, 1988.
- SARTORI, D. J. M. Determinação da condutividade térmica radial em meios porosos. COPPE/UFRJ. Rio de Janeiro/RJ. 103 p. (Dissert.), 1978.
- SATO, Y.; HIROSE, T.; TAKAHASHI, F.; TODA, M.; Hashigushi, Y. Flow pattern and pulsation properties of cocurrent gas-liquid downflow in packed beds. Journal of Chemical Engineering of Japan, 6, 315-319, 1973.
- SATTERFIELD, C. N. Trickle-bed reactors. A.I.Ch.E. Journal, 21, 209-228, 1975.
- SILVEIRA, A. M. Transferência de calor em meios porosos: análise do modelo a uma fase em leito fixo. COPPE/UFRJ. Rio de Janeiro/RJ. 201 p. (Tese), 1991.
- SINDHU, H. e SAI, P. S. T. A model for pressure drop and liquid saturation in gas-liquid cocurrent upflow through packed beds. Chemical Engineering Journal, 93, 135-142, 2003.

- SOKOLOV, V. N.; YABLOKOVA, M. A.; KRYLOV, V. N. Heat transfer to the wall in a gas-liquid reactor with stationary granular bed. J. Appld. Chem. USSR, 56, 554-558, 1983.
- SOKOLOV, V. N. e YABLOKOVA, M. A. Thermal conductivity of a stationary granular bed with upward gas-liquid flow. J. Appld. Chem. USSR, 56, 551-553, 1983.
- SPECCHIA, V. e BALDI, G. Pressure drop and liquid holdup for two phase concurrent flow in packed beds. Chemical Engineering Science 32, 515-523, 1977.
- SPECCHIA, V. e BALDI, G. Heat transfer in trickle-bed reactors. Chem. Eng. Commun., 3, 483-499, 1979.
- STIEGEL, G. J. e SHAH, Y. T. Backmixing and liquid holdup in a gas-liquid cocurrent upflow packed column. Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., 16, 37-43, 1977.
- TAVERA, F. J.; GOMEZ, C. O.; FINCH, J. A. Estimation of gas holdup in froths by electrical conductivity: application of the standard addition method. Minerals Engineering, 11(10), 941-947, 1998.
- THOMÉO, J. C. Transferência de calor em leito fixo: o modelo a dois parâmetros tradicional revisitado. PPG-EQ/UFSCar. São Carlos/SP. 146 p. (Tese), 1995.
- THOMÉO, J. C. e FREIRE, J. T. Heat transfer in fixed bed: a model non-linearity approach. Chemical Engineering Science, 55, 2329-2338, 2000.
- TOSUN, G. A study of cocurrent downflow of nonfoaming gas-liquid systems in a packed bed. 1. flow regimes: search for a generalized flow map. Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., 23, 29-35, 1984.
- TURPIN, J. L. e HUNTINGTON, R. L. Prediction of pressure drop for two-phase two-component concurrent flow in packed beds. A.I.Ch.E. Journal, 13, 1196-1200, 1967.
- URRUTIA, G.; BONELLI, P.; CASSANELLO, M. C.; CUKIERMAN, A. L. On dynamic liquid holdup determination by the drainage method. Chemical Engineering Science, 51(15), 3721-3726, 1996.
- VORTMEYER, D. e SCHAEFER, R. J. Equivalence of one and two-phase models for heat transfer processes in packed beds: one dimensional theory. Chemical Engineering Science, 29, 485-491, 1974.
- WEEKMAN, V. W. e MYERS, J. E. Fluid-flow characteristics of concurrent gas-liquid flow in packed beds. A.I.Ch.E. Journal, 10(6), 951-957, 1964.

WEEKMAN, V. W. e MYERS, J. E. Heat transfer characteristics of concurrent gas-liquid flow in packed beds. A.I.Ch.E. Journal, 11(1), 13-17, 1965.

WHITAKER, S. Simultaneous, heat, mass and momentum transfer in porous media: A theory of drying. In: Advances in heat transfer. New York, ed. Academic Press, v. 13, 119-203, 1977.

ZOTIN, F. M. Z. O efeito de parede em colunas de recheio. PPG-EQ/UFSCar. São Carlos/SP. (Dissert.) 85 p., 1985.

APÊNDICE A

A.1 Resultados preliminares obtidos através das medidas de capacitância

Apesar de não ter sido utilizado como o método para a determinação dos regimes de escoamento nem da saturação de líquido, apresentam-se nesta parte os resultados preliminares obtidos por este método.

Verificou-se que o capacitor inserido no leito fornecia medidas que variavam com o tempo, mas mantinham-se em torno de um valor médio constante. A Figura A.1 apresenta este monitoramento para uma condição determinada.

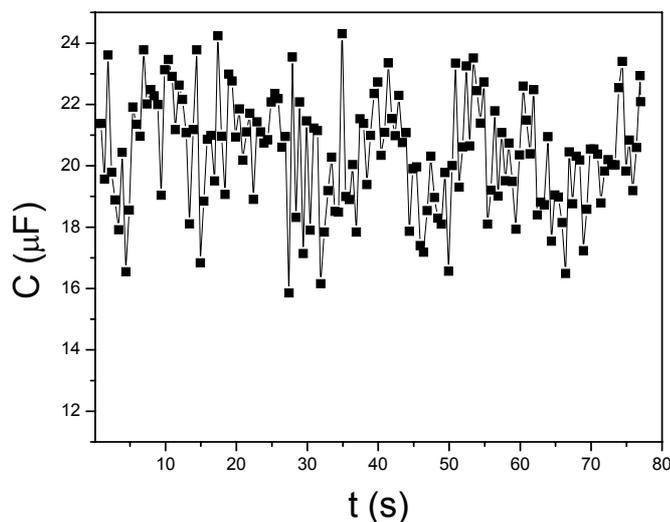


Figura A.1. Capacitância em função do tempo para esferas de 4,4 mm no sentido ascendente com $L=20 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ e $G=0,04 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ em $r=0$ e para 1 cm de distância entre as placas do capacitor.

As oscilações apresentadas nas medidas de capacitância ocorreram principalmente devido à passagem alternada de água e ar, fluidos que determinam

capacitâncias muito diferentes entre si quando localizados entre as placas do capacitor. No regime pulsante verificou-se que as oscilações na medida podem ser relacionadas aos pulsos e cada pico, como apresenta a Figura A.1, em média, equivale a dois pulsos. Acredita-se que com um intervalo menor entre as medidas de capacitância (a amostragem fornecida pelo multímetro utilizado neste trabalho era dada de 4 em 4 segundos) seria possível definir com mais precisão a quantidade de pulsos, e assim precisar melhor a frequência dos pulsos. Também seria possível a medida da velocidade média do pulso nas condições de baixa frequência, quando apenas um pulso por vez cruza o leito.

As medidas de capacitância variaram de acordo com a quantidade de água e ar entre as placas e assim, variaram também com o regime de escoamento como apresenta a Figura A.2.

Esse resultado permite que se possa caracterizar quantitativamente os regimes de escoamento através de uma medida de capacitância após uma padronização em relação a observação visual por exemplo.

Quanto à relação das medidas de capacitância com a quantidade de líquido no leito, verificou-se que a capacitância apresenta um aumento com o aumento da quantidade de líquido entre as placas do capacitor como apresenta a Figura A.3, já que o aumento da vazão de água implica no aumento da saturação de líquido como apresentado na Figura 4.11.

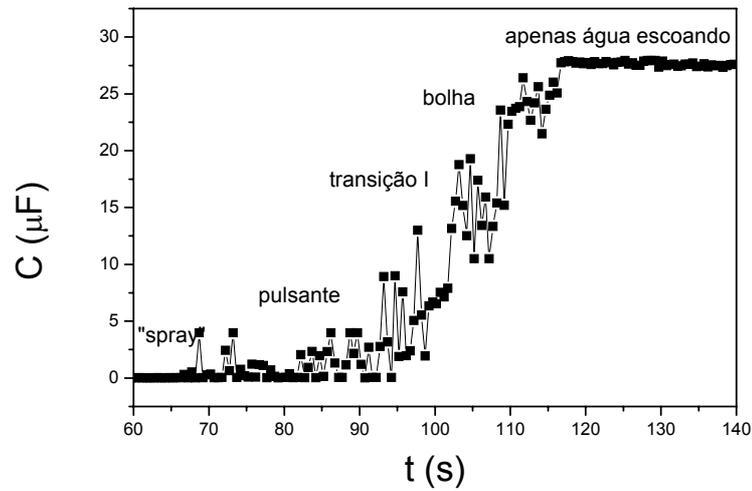


Figura A.2. Capacitância em função do tempo para $L=2 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ para esferas de 4,4 mm no escoamento ascendente e sua localização relativa aos regimes de escoamento.

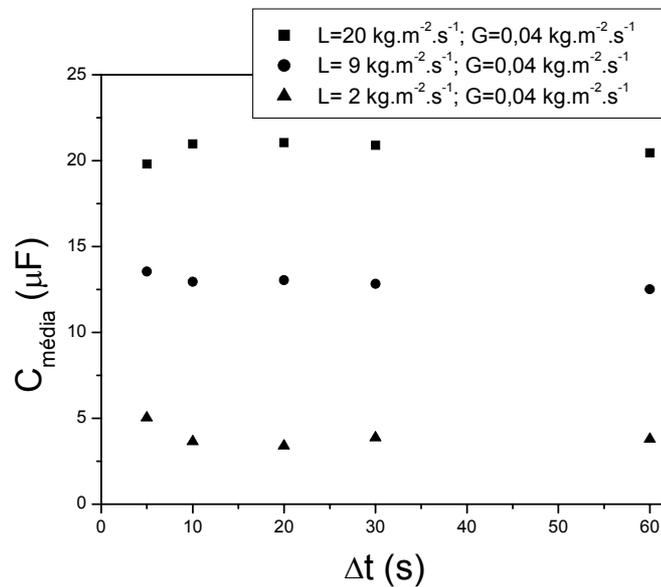


Figura A.3. Capacitância média em função do tempo de amostragem para esferas de 4,4 mm no escoamento ascendente, parametrizada na vazão de água.

Foram necessários apenas 10 s de medidas (cerca de duas amostragens para o multímetro utilizados) para se obter um valor representativo da média da capacitância. Com um sistema que necessita-se de menos tempo entre cada medida de capacitância, seria possível talvez se obter um valor representativo em menos tempo. Também foi verificado, colocando-se o capacitor em diferentes posições radiais e axiais, que existe diferenças na capacitância tanto em função da posição radial como da posição axial. Conseguindo-se estabelecer uma relação entre a capacitância média e a quantidade de fluidos entre as placas e a forma como os fluidos se apresentam entre as placas, seria possível obter a saturação em função da posição.

A relação entre a capacitância média e a saturação de líquido total média do leito foi satisfatória como apresenta a Figura A.4.

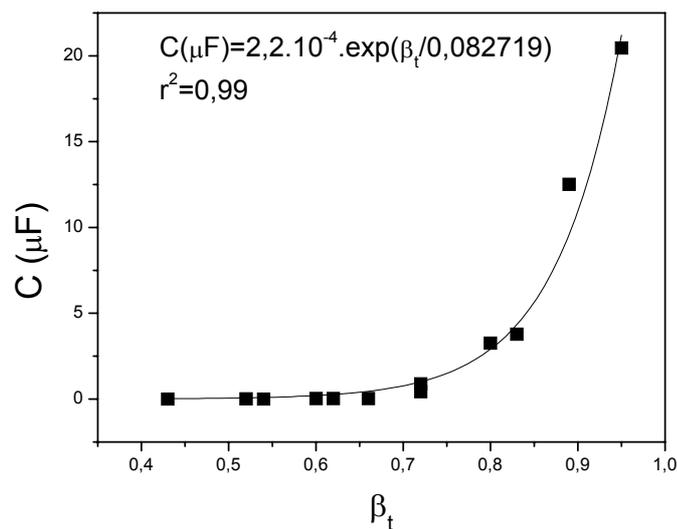


Figura A.4. Capacitância média em função da saturação total para esferas de 4,4 mm no escoamento ascendente.

Verifica-se a partir da Figura A.4 que a capacitância varia muito pouco para saturações abaixo de 0,7 para o capacitor construído. Isso pode acarretar em um grande erro na medida de saturação nessa faixa, por isso recomenda-se que este método seja utilizado para as medidas de saturações acima de 0,7, ou seja, principalmente no regime bolha ou próximo a esse regime. Uma saída para esse inconveniente seria a amplificação do sinal da capacitância para as saturações abaixo de 0,7 para que se tivesse uma variação razoável da capacitância em função da saturação.

Quanto ao método da capacitância, verificou-se que esse método pode servir como forma de se obter o tipo de regime de escoamento que se apresenta dentro do leito. Já para a obtenção da saturação, esse método, da forma como foi testado, serviu para faixas de saturação restritas.

Todos os resultados apresentados nesse trabalho estão apresentados da Tabela A.1 à Tabela A.12.

Tabela A.1. Interfaces entre os regimes no escoamento descendente.

partícula	interface	L (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)
esf. 4,4	got/trans. II	2,26	0,25
esf. 4,4	got/trans. II	4,24	0,2
esf. 4,4	got/trans. II	9,32	0,06
esf. 4,4	got/trans. II	11,41	0,06
esf. 4,4	bolha/trans. I	16,14	0,08
esf. 4,4	bolha/trans. I	19,99	0,09
esf. 4,4	trans. II/puls.	7	0,8
esf. 4,4	trans. II/puls.	9,32	0,402
esf. 4,4	trans. II/puls.	11,41	0,189
esf. 4,4	trans. I/puls.	13,18	0,16
esf. 4,4	trans. I/puls.	16,14	0,22
esf. 4,4	trans. I/puls.	19,99	0,3
esf. 3,1	got/trans. II	2,26	0,19
esf. 3,1	got/trans. II	4,24	0,11
esf. 3,1	got/trans. II	9,32	0,06
esf. 3,1	got/trans. II	11,41	0,05
esf. 3,1	bolha/trans. I	14,74	0,06
esf. 3,1	bolha/trans. I	16,14	0,07
esf. 3,1	bolha/trans. I	19,99	0,07
esf. 3,1	trans. II/puls.	11,41	0,517
esf. 3,1	trans. I/puls.	13,18	0,13
esf. 3,1	trans. I/puls.	16,14	0,2
esf. 3,1	trans. I/puls.	19,99	0,25
esf. 1,9	got/trans. II	2,26	0,19
esf. 1,9	got/trans. II	4,24	0,11
esf. 1,9	got/trans. II	9,32	0,06
esf. 1,9	got/trans. II	11,41	0,05
esf. 1,9	bolha/trans. I	14,74	0,06
esf. 1,9	bolha/trans. I	16,14	0,07
esf. 1,9	bolha/trans. I	19,99	0,07
esf. 1,9	trans. II/puls.	11,41	0,758
esf. 1,9	trans. I/puls.	13,18	0,14
esf. 1,9	trans. I/puls.	16,14	0,19
esf. 1,9	trans. I/puls.	19,99	0,26
cilindros	got/trans. II	2,26	0,24
cilindros	got/trans. II	4,24	0,17
cilindros	got/trans. II	9,32	0,07
cilindros	got/trans. II	11,41	0,06
cilindros	bolha/trans. I	13,18	0,07
cilindros	bolha/trans. I	16,14	0,07
cilindros	bolha/trans. I	19,99	0,07
cilindros	trans. II/puls.	9,32	0,5
cilindros	trans. II/puls.	11,41	0,19
cilindros	trans. I/puls.	13,18	0,15
cilindros	trans. I/puls.	16,14	0,21
cilindros	trans. I/puls.	19,99	0,24
paralelepípedos	got/trans. II	2,26	0,25
paralelepípedos	got/trans. II	4,24	0,2
paralelepípedos	got/trans. II	9,32	0,06
paralelepípedos	got/trans. II	11,41	0,06
paralelepípedos	bolha/trans. I	16,14	0,08
paralelepípedos	bolha/trans. I	19,99	0,09
paralelepípedos	trans. II/puls.	9,32	0,8

paralelepípedos	trans. II/puls.	11,41	0,26
paralelepípedos	trans. I/puls.	13,18	0,17
paralelepípedos	trans. I/puls.	16,14	0,21
paralelepípedos	trans. I/puls.	19,99	0,26

Tabela A.2. Interfaces entre os regimes no escoamento ascendente.

partícula	interface	L (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)
esf. 4,4	bolha/trans. I	2,26	0,042
esf. 4,4	bolha/trans. I	4,24	0,043
esf. 4,4	bolha/trans. I	9,32	0,038
esf. 4,4	bolha/trans. I	11,41	0,039
esf. 4,4	bolha/trans. I	16,14	0,052
esf. 4,4	bolha/trans. I	19,99	0,061
esf. 4,4	trans. I/puls.	2,26	0,068
esf. 4,4	trans. I/puls.	4,24	0,071
esf. 4,4	trans. I/puls.	9,32	0,098
esf. 4,4	trans. I/puls.	11,41	0,194
esf. 4,4	trans. I/puls.	16,14	0,283
esf. 4,4	trans. I/puls.	19,99	0,362
esf. 4,4	puls./"spray"	2,26	1,167
esf. 4,4	puls./"spray"	3,25	2,391
esf. 3,1	bolha/trans. I	2,26	0,04
esf. 3,1	bolha/trans. I	4,24	0,04
esf. 3,1	bolha/trans. I	9,32	0,04
esf. 3,1	bolha/trans. I	11,41	0,04
esf. 3,1	bolha/trans. I	16,14	0,04
esf. 3,1	bolha/trans. I	19,99	0,04
esf. 3,1	trans. I/puls.	2,26	0,06
esf. 3,1	trans. I/puls.	4,24	0,07
esf. 3,1	trans. I/puls.	9,32	0,09
esf. 3,1	trans. I/puls.	11,41	0,12
esf. 3,1	trans. I/puls.	16,14	0,2
esf. 3,1	trans. I/puls.	19,99	0,26
esf. 3,1	puls./"spray"	2,26	0,47
esf. 3,1	puls./"spray"	4,24	0,68
esf. 3,1	puls./"spray"	6	2
esf. 1,9	bolha/trans. I	2,26	0,04
esf. 1,9	bolha/trans. I	4,24	0,04
esf. 1,9	bolha/trans. I	9,32	0,05
esf. 1,9	bolha/trans. I	11,41	0,04
esf. 1,9	bolha/trans. I	13,18	0,04
esf. 1,9	bolha/trans. I	16,14	0,04
esf. 1,9	bolha/trans. I	19,99	0,06
esf. 1,9	trans. I/puls.	2,26	0,07
esf. 1,9	trans. I/puls.	4,24	0,07
esf. 1,9	trans. I/puls.	9,32	0,07
esf. 1,9	trans. I/puls.	11,41	0,09
esf. 1,9	trans. I/puls.	13,18	0,12
esf. 1,9	trans. I/puls.	16,14	0,14
esf. 1,9	trans. I/puls.	19,99	0,28
esf. 1,9	puls./"spray"	2,26	0,49
esf. 1,9	puls./"spray"	4,24	0,44
esf. 1,9	puls./"spray"	9,32	0,39
esf. 1,9	puls./"spray"	11,41	1,2
cilindros	bolha/trans. I	2,26	0,04
cilindros	bolha/trans. I	4,24	0,05
cilindros	bolha/trans. I	9,32	0,04
cilindros	bolha/trans. I	11,41	0,04
cilindros	bolha/trans. I	16,14	0,04
cilindros	bolha/trans. I	19,99	0,05

cilindros	trans. I/puls.	2,26	0,07
cilindros	trans. I/puls.	4,24	0,07
cilindros	trans. I/puls.	9,32	0,08
cilindros	trans. I/puls.	11,41	0,19
cilindros	trans. I/puls.	16,14	0,24
cilindros	trans. I/puls.	19,99	0,32
cilindros	puls./"spray"	2,26	0,75
cilindros	puls./"spray"	3,25	1,2
cilindros	puls./"spray"	4	2,3
paralelepípedos	bolha/trans. I	2,26	0,04
paralelepípedos	bolha/trans. I	4,24	0,04
paralelepípedos	bolha/trans. I	9,32	0,04
paralelepípedos	bolha/trans. I	11,41	0,05
paralelepípedos	bolha/trans. I	16,14	0,04
paralelepípedos	bolha/trans. I	19,99	0,07
paralelepípedos	trans. I/puls.	2,26	0,07
paralelepípedos	trans. I/puls.	4,24	0,07
paralelepípedos	trans. I/puls.	9,32	0,08
paralelepípedos	trans. I/puls.	11,41	0,16
paralelepípedos	trans. I/puls.	16,14	0,22
paralelepípedos	trans. I/puls.	19,99	0,28
paralelepípedos	puls./"spray"	2,26	0,5
paralelepípedos	puls./"spray"	4,24	0,73
paralelepípedos	puls./"spray"	5,5	2,2

Tabela A.3. Saturação total para as esferas de 4,4 mm.

escoamento	L (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	β_t
descendente	2	0,5	0,29
descendente	2	0,36	0,28
descendente	2	0,2	0,30
descendente	2	0,1	0,31
descendente	2	0,04	0,28
descendente	9	0,49	0,45
descendente	9	0,20	0,50
descendente	9	0,10	0,54
descendente	9	0,04	0,55
descendente	20	0,49	0,52
descendente	20	0,21	0,61
descendente	20	0,10	0,67
descendente	20	0,04	0,73
ascendente	2	1,27	0,37
ascendente	2	0,50	0,43
ascendente	2	0,20	0,54
ascendente	2	0,10	0,66
ascendente	2	0,04	0,83
ascendente	9	0,50	0,52
ascendente	9	0,20	0,62
ascendente	9	0,10	0,72
ascendente	9	0,04	0,89
ascendente	20	0,51	0,60
ascendente	20	0,21	0,72
ascendente	20	0,11	0,80
ascendente	20	0,04	0,95

Tabela A.4. Saturação total para as esferas de 3,1 mm.

escoamento	L (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	β_t
descendente	2	0,60	0,26
descendente	2	0,50	0,25
descendente	2	0,20	0,27
descendente	2	0,10	0,28
descendente	2	0,04	0,28
descendente	9	0,51	0,47
descendente	9	0,20	0,52
descendente	9	0,10	0,56
descendente	9	0,04	0,57
descendente	20	0,50	0,56
descendente	20	0,19	0,64
descendente	20	0,10	0,69
descendente	20	0,04	0,76
ascendente	2	0,49	0,46
ascendente	2	0,21	0,58
ascendente	2	0,10	0,68
ascendente	2	0,04	0,80
ascendente	2	0,03	0,83
ascendente	9	0,51	0,52
ascendente	9	0,19	0,65
ascendente	9	0,10	0,74
ascendente	9	0,05	0,83
ascendente	20	0,50	0,62
ascendente	20	0,19	0,76
ascendente	20	0,10	0,80
ascendente	20	0,04	0,92

Tabela A.5. Saturação total para as esferas de 1,9 mm.

escoamento	L (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	β_t
descendente	2	0,50	0,33
descendente	2	0,19	0,39
descendente	2	0,10	0,43
descendente	2	0,04	0,44
descendente	9	0,50	0,55
descendente	9	0,19	0,66
descendente	9	0,10	0,72
descendente	9	0,04	0,78
descendente	20	0,50	0,70
descendente	20	0,20	0,78
descendente	20	0,10	0,81
descendente	20	0,04	0,87
ascendente	2	0,49	0,43
ascendente	2	0,20	0,59
ascendente	2	0,11	0,66
ascendente	2	0,04	0,79
ascendente	9	0,50	0,56
ascendente	9	0,20	0,68
ascendente	9	0,11	0,74
ascendente	9	0,04	0,84
ascendente	20	0,50	0,67
ascendente	20	0,20	0,73
ascendente	20	0,10	0,79
ascendente	20	0,04	0,86

Tabela A.6. Saturação total para os cilindros.

escoamento	L (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	β_t
descendente	2	0,50	0,31
descendente	2	0,35	0,33
descendente	2	0,20	0,33
descendente	2	0,10	0,35
descendente	2	0,04	0,37
descendente	9	0,50	0,48
descendente	9	0,20	0,55
descendente	9	0,10	0,58
descendente	9	0,04	0,61
descendente	20	0,51	0,57
descendente	20	0,20	0,64
descendente	20	0,10	0,70
descendente	20	0,04	0,78
ascendente	2	0,92	0,44
ascendente	2	0,50	0,51
ascendente	2	0,20	0,61
ascendente	2	0,12	0,71
ascendente	2	0,04	0,86
ascendente	2	0,03	0,92
ascendente	9	0,49	0,57
ascendente	9	0,20	0,70
ascendente	9	0,10	0,80
ascendente	9	0,05	0,90
ascendente	9	0,03	0,93
ascendente	20	0,50	0,65
ascendente	20	0,20	0,77
ascendente	20	0,10	0,87
ascendente	20	0,04	0,98

Tabela A.7. Saturação total para os paralelepípedos.

escoamento	L (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	β_t
descendente	2	0,50	0,33
descendente	2	0,35	0,33
descendente	2	0,20	0,36
descendente	2	0,10	0,38
descendente	2	0,04	0,39
descendente	9	0,51	0,49
descendente	9	0,21	0,55
descendente	9	0,10	0,60
descendente	9	0,04	0,64
descendente	20	0,50	0,58
descendente	20	0,20	0,66
descendente	20	0,10	0,71
descendente	20	0,04	0,79
ascendente	2	0,51	0,50
ascendente	2	0,20	0,63
ascendente	2	0,10	0,72
ascendente	2	0,06	0,79
ascendente	2	0,04	0,83
ascendente	2	0,03	0,88
ascendente	9	0,49	0,60
ascendente	9	0,20	0,73
ascendente	9	0,10	0,80
ascendente	9	0,04	0,88
ascendente	9	0,03	0,92
ascendente	20	0,49	0,66
ascendente	20	0,20	0,76
ascendente	20	0,10	0,89
ascendente	20	0,04	0,99

Tabela A.8. Parâmetro A.

partícula	escoamento	h (m)	L (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	A
esf. 4,4	descendente	0,1	20	0,04	0,0518
esf. 4,4	descendente	0,1	20	0,10	0,0453
esf. 4,4	descendente	0,1	20	0,19	0,0494
esf. 4,4	descendente	0,1	20	0,29	0,0438
esf. 4,4	descendente	0,1	20	0,40	0,0511
esf. 4,4	descendente	0,1	20	0,50	0,0539
esf. 4,4	descendente	0,2	20	0,04	0,0445
esf. 4,4	descendente	0,2	20	0,07	0,0320
esf. 4,4	descendente	0,2	20	0,10	0,0389
esf. 4,4	descendente	0,2	20	0,19	0,0479
esf. 4,4	descendente	0,2	20	0,30	0,0432
esf. 4,4	descendente	0,2	20	0,39	0,0467
esf. 4,4	descendente	0,2	20	0,49	0,0396
esf. 1,9	descendente	0,2	20	0,11	0,083
esf. 1,9	descendente	0,2	20	0,20	0,0852
esf. 1,9	descendente	0,2	20	0,31	0,0807
esf. 1,9	descendente	0,2	20	0,40	0,0674
esf. 1,9	descendente	0,2	20	0,51	0,0754
cilindros	descendente	0,2	20	0,04	0,0553
cilindros	descendente	0,2	20	0,07	0,0475
cilindros	descendente	0,2	20	0,10	0,0329
cilindros	descendente	0,2	20	0,20	0,0472
cilindros	descendente	0,2	20	0,30	0,0437
cilindros	descendente	0,2	20	0,40	0,0377
cilindros	descendente	0,2	20	0,51	0,0492
paralelep.	descendente	0,2	20	0,04	0,0396
paralelep.	descendente	0,2	20	0,07	0,0376
paralelep.	descendente	0,2	20	0,10	0,2836
paralelep.	descendente	0,2	20	0,20	0,0449
paralelep.	descendente	0,2	20	0,30	0,0315
paralelep.	descendente	0,2	20	0,40	0,0349
paralelep.	descendente	0,2	20	0,50	0,039
esf. 4,4	descendente	0,2	2	0,04	0,0897
esf. 4,4	descendente	0,2	2	0,11	0,0885
esf. 4,4	descendente	0,2	2	0,31	0,1017
esf. 4,4	descendente	0,2	2	0,51	0,0659
esf. 1,9	ascendente	0,2	2	0,04	0,0600
esf. 1,9	ascendente	0,2	2	0,07	0,0500
esf. 1,9	ascendente	0,2	2	0,10	0,0570
esf. 1,9	ascendente	0,2	2	0,21	0,0390
esf. 1,9	ascendente	0,2	2	0,50	0,0290
esf. 1,9	ascendente	0,2	20	0,05	0
esf. 1,9	ascendente	0,2	20	0,07	0,010
esf. 1,9	ascendente	0,2	20	0,10	0,009
esf. 1,9	ascendente	0,2	20	0,20	0,019
esf. 1,9	ascendente	0,2	20	0,50	0,010

Tabela A.9. h_p no escoamento descendente.

partícula	h (m)	L ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	G ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	h_p ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$)
esf. 4,4	0,2	20	0,04	1190,9
esf. 4,4	0,2	20	0,07	1186,9
esf. 4,4	0,2	20	0,10	1221,5
esf. 4,4	0,2	20	0,19	1293,1
esf. 4,4	0,2	20	0,30	1284
esf. 4,4	0,2	20	0,39	1434,9
esf. 4,4	0,2	20	0,49	1345
esf. 4,4	0,1	20	0,04	1653,1
esf. 4,4	0,1	20	0,10	1553,3
esf. 4,4	0,1	20	0,19	1634,8
esf. 4,4	0,1	20	0,29	1683,3
esf. 4,4	0,1	20	0,40	1739,1
esf. 4,4	0,1	20	0,50	1780,9
esf. 4,4	0,2	2	0,04	308,9
esf. 4,4	0,2	2	0,11	438,2
esf. 4,4	0,2	2	0,31	474,3
esf. 4,4	0,2	2	0,51	407,2
esf. 1,9	0,2	20	0,04	1350
esf. 1,9	0,2	20	0,11	1321,9
esf. 1,9	0,2	20	0,20	1465,8
esf. 1,9	0,2	20	0,31	1406,8
esf. 1,9	0,2	20	0,40	1425,7
esf. 1,9	0,2	20	0,51	1582
esf. 1,9	0,2	2	0,04	507
esf. 1,9	0,2	2	0,07	477,5
esf. 1,9	0,2	2	0,10	476,3
esf. 1,9	0,2	2	0,20	425,2
esf. 1,9	0,2	2	0,30	474,3
esf. 1,9	0,2	2	0,39	456
esf. 1,9	0,2	2	0,50	455
cilindros	0,2	20	0,04	1207,5
cilindros	0,2	20	0,07	1263,4
cilindros	0,2	20	0,10	1196,7
cilindros	0,2	20	0,20	1325,2
cilindros	0,2	20	0,30	1374
cilindros	0,2	20	0,40	1375,5
cilindros	0,2	20	0,51	1434,7
paralelep.	0,2	20	0,038	1367,6
paralelep.	0,2	20	0,066	1397,6
paralelep.	0,2	20	0,1	1425,9
paralelep.	0,2	20	0,201	1469,7
paralelep.	0,2	20	0,301	1538,4
paralelep.	0,2	20	0,404	1590,8
paralelep.	0,2	20	0,498	1572,4

Tabela A.10. k_r no escoamento descendente.

partícula	h (m)	L ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	G ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	k_r ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)
esf. 4,4	0,2	20	0,04	42
esf. 4,4	0,2	20	0,07	41,1
esf. 4,4	0,2	20	0,10	42,3
esf. 4,4	0,2	20	0,19	41,3
esf. 4,4	0,2	20	0,30	35,9
esf. 4,4	0,2	20	0,39	37,8
esf. 4,4	0,2	20	0,49	34,2
esf. 4,4	0,1	20	0,04	53,9
esf. 4,4	0,1	20	0,10	56,5
esf. 4,4	0,1	20	0,19	58,5
esf. 4,4	0,1	20	0,29	55,3
esf. 4,4	0,1	20	0,40	53
esf. 4,4	0,1	20	0,50	50,6
esf. 4,4	0,2	2	0,04	7,5
esf. 4,4	0,2	2	0,11	7,9
esf. 4,4	0,2	2	0,31	7,2
esf. 4,4	0,2	2	0,51	6,4
esf. 1,9	0,2	20	0,04	27
esf. 1,9	0,2	20	0,11	24,3
esf. 1,9	0,2	20	0,20	28,2
esf. 1,9	0,2	20	0,31	25,3
esf. 1,9	0,2	20	0,40	21,9
esf. 1,9	0,2	20	0,51	26,9
esf. 1,9	0,2	2	0,04	2
esf. 1,9	0,2	2	0,07	2,1
esf. 1,9	0,2	2	0,10	2,2
esf. 1,9	0,2	2	0,20	2,5
esf. 1,9	0,2	2	0,30	2,6
esf. 1,9	0,2	2	0,39	2,8
esf. 1,9	0,2	2	0,50	2,8
cilindros	0,2	20	0,04	57,5
cilindros	0,2	20	0,07	53,5
cilindros	0,2	20	0,10	44,9
cilindros	0,2	20	0,20	43,6
cilindros	0,2	20	0,30	43,4
cilindros	0,2	20	0,40	41
cilindros	0,2	20	0,51	37,6
paralelep.	0,2	20	0,038	59,3
paralelep.	0,2	20	0,066	56,3
paralelep.	0,2	20	0,1	52,8
paralelep.	0,2	20	0,201	53,2
paralelep.	0,2	20	0,301	50,3
paralelep.	0,2	20	0,404	49,5
paralelep.	0,2	20	0,498	47,8

Tabela A.11. h_p no escoamento ascendente.

partícula	h (m)	L ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	G ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	h_p ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$)
esf. 4,4	0,2	20	0,04	1131,9
esf. 4,4	0,2	20	0,07	1351,7
esf. 4,4	0,2	20	0,09	1352,2
esf. 4,4	0,2	20	0,20	1321,8
esf. 4,4	0,2	20	0,50	1322,5
esf. 4,4	0,3	20	0,04	1171,4
esf. 4,4	0,3	20	0,06	1278,7
esf. 4,4	0,3	20	0,10	1311,7
esf. 4,4	0,3	20	0,19	1304,6
esf. 4,4	0,3	20	0,25	1182
esf. 4,4	0,3	20	0,31	1178
esf. 4,4	0,3	20	0,40	1147,8
esf. 4,4	0,3	20	0,49	1183,5
esf. 1,9	0,1	20	0,04	1556,1
esf. 1,9	0,1	20	0,06	1280,8
esf. 1,9	0,1	20	0,09	1563,2
esf. 1,9	0,1	20	0,20	1472,8
esf. 1,9	0,1	20	0,49	1555,7
esf. 1,9	0,2	20	0,05	1153,2
esf. 1,9	0,2	20	0,07	1202,4
esf. 1,9	0,2	20	0,10	1152,1
esf. 1,9	0,2	20	0,20	1129,5
esf. 1,9	0,2	20	0,50	1163,2
esf. 1,9	0,2	9	0,04	926
esf. 1,9	0,2	9	0,06	895
esf. 1,9	0,2	9	0,10	815
esf. 1,9	0,2	9	0,20	832
esf. 1,9	0,2	9	0,49	931
esf. 1,9	0,2	2	0,04	321
esf. 1,9	0,2	2	0,06	269
esf. 1,9	0,2	2	0,10	272
esf. 1,9	0,2	2	0,21	300
esf. 1,9	0,2	2	0,50	300
cilindros	0,3	20	0,04	940,2
cilindros	0,3	20	0,06	1044,6
cilindros	0,3	20	0,10	995,3
cilindros	0,3	20	0,19	1062
cilindros	0,3	20	0,25	1125,7
cilindros	0,3	20	0,30	1099,5
cilindros	0,3	20	0,41	1111,4
cilindros	0,3	20	0,49	1231,1
paralelep.	0,3	20	0,04	985,6
paralelep.	0,3	20	0,06	1025,4
paralelep.	0,3	20	0,10	1046,2
paralelep.	0,3	20	0,19	1115,6
paralelep.	0,3	20	0,25	1116,4
paralelep.	0,3	20	0,30	1040,2
paralelep.	0,3	20	0,41	1107,2
paralelep.	0,3	20	0,50	1098,1

Tabela A.12. k_r no escoamento ascendente.

partícula	h (m)	L ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	G ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	k_r ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$)
esf. 4,4	0,2	20	0	59,8
esf. 4,4	0,2	20	0,04	1500
esf. 4,4	0,2	20	0,09	279
esf. 4,4	0,2	20	0,20	157
esf. 4,4	0,2	20	0,50	78,7
esf. 4,4	0,3	20	0	30,5
esf. 4,4	0,3	20	0,06	173,3
esf. 4,4	0,3	20	0,10	141
esf. 4,4	0,3	20	0,25	82,9
esf. 4,4	0,3	20	0,31	72,2
esf. 4,4	0,3	20	0,40	69,7
esf. 4,4	0,3	20	0,49	61,8
esf. 1,9	0,1	20	0	38,1
esf. 1,9	0,1	20	0,04	47,2
esf. 1,9	0,1	20	0,09	54,5
esf. 1,9	0,1	20	0,20	69,6
esf. 1,9	0,1	20	0,49	58,8
esf. 1,9	0,2	20	0	20,7
esf. 1,9	0,2	20	0,05	25,7
esf. 1,9	0,2	20	0,07	29,6
esf. 1,9	0,2	20	0,10	33,6
esf. 1,9	0,2	20	0,20	42,2
esf. 1,9	0,2	20	0,50	37,2
esf. 1,9	0,2	9	0	8,7
esf. 1,9	0,2	9	0,04	20,5
esf. 1,9	0,2	9	0,07	42
esf. 1,9	0,2	9	0,10	38,3
esf. 1,9	0,2	9	0,20	24,7
esf. 1,9	0,2	9	0,49	25,4
esf. 1,9	0,2	2	0,04	29
esf. 1,9	0,2	2	0,07	51
esf. 1,9	0,2	2	0,10	25
esf. 1,9	0,2	2	0,21	20
esf. 1,9	0,2	2	0,50	17
cilindros	0,3	20	0	55
cilindros	0,3	20	0,06	190,2
cilindros	0,3	20	0,10	155,9
cilindros	0,3	20	0,25	105
cilindros	0,3	20	0,30	89,2
cilindros	0,3	20	0,41	76,1
cilindros	0,3	20	0,49	70
paralelep.	0,3	20	0	60
paralelep.	0,3	20	0,06	443,3
paralelep.	0,3	20	0,10	378,8
paralelep.	0,3	20	0,25	119,6
paralelep.	0,3	20	0,30	98,2
paralelep.	0,3	20	0,41	92,2
paralelep.	0,3	20	0,50	80,5

A.2 Artigos gerados a partir desta tese

- 2001 Moreira, M. F. P.; Freire, J. T. Regimes de Escoamento e Saturação de Líquido no Escoamento Bifásico Ascendente de um Gás e de um Líquido em Leito Fixo. In: XXIX Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados (ENEMP 2001), São João del Rei - MG.
- 2002 Moreira, M. F. P.; Freire, J. T. Transferência de Calor em Leito Fixo com Escoamento Bifásico Ascendente de um Gás e de um Líquido: Influência dos Regimes de Escoamento e do Diâmetro de Partícula nos Parâmetros Térmicos. In: 9th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences (ENCIT 2002), Caxambu - MG.
- 2002 Moreira, M. F. P.; Freire, J. T. Análise do Comportamento Linear do Modelo Pseudo-homogêneo a Dois Parâmetros na Transferência de Calor em Leito Fixo com Escoamento Bifásico Ascendente de um Gás e de um Líquido. In: 9no Congreso Latinoamericano de Transferencia de Calor y Masa (LATCYM 2002), San Juan, Porto Rico.
- 2002 Moreira, M. F. P.; Freire, J. T. Análise do Efeito da Forma da Partícula nos Comportamentos Fluidodinâmico e Térmico em Leito Fixo com Escoamento Ascendente de um Gás e de um Líquido. In: XXX Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados (ENEMP 2002), São Carlos - SP.
- 2002 Moreira, M. F. P.; Freire, J. T. Análise da Linearidade de Correlações para a Saturação Total de Líquido em Leito Fixo nos Escoamentos Ascendente e Descendente Gás-Líquido. In: XXX Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados (ENEMP 2002), São Carlos - SP.
- 2003 Moreira, M. F. P.; Freire, J. T. Evaluation of the Influence of the Particle Shape on the Thermal Parameters in a Packed Bed With Gas and Liquid Co-current Downflow. 17th International Congress of Mechanical Engineering, São Paulo – SP.
- 2003 Moreira, M. F. P.; Freire, J. T. Influence of Gas and Liquid Flow Rates and the Size and Shape of Particles on the Regime Flow Maps Obtained in Co-current Gas-Liquid Downflow and Upflow Through Packed Beds. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 42, 929-936.
- 2004 Moreira, M. F. P.; Ferreira, M. C.; Freire, J. T. Total Liquid Saturation in Gas-Liquid Co-Current Downflow and Upflow Through Packed Beds and Analysis of Correlations for Predicting the Total Liquid Saturation. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 43, 1096-1102.