

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ  
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA  
CURSO DE ENGENHARIA MECÂNICA

CARLOS LANGE BASSANI

**DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO ESTACIONÁRIO PARA O  
ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-GÁS EM GOLFADAS COM  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM TUBULAÇÕES HORIZONTAIS**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

CURITIBA

2014

CARLOS LANGE BASSANI

**DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO ESTACIONÁRIO PARA O  
ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-GÁS EM GOLFADAS COM  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM TUBULAÇÕES HORIZONTAIS**

Proposta de Projeto de Pesquisa apresentada à disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 1 do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para aprovação na disciplina.

Orientador: Prof. Dr. Rigoberto E. M. Morales

Co-orientador: Eng. MSc. Fausto A. Barbuto

CURITIBA

2014

## **TERMO DE ENCAMINHAMENTO**

Venho, por meio deste termo, encaminhar para apresentação a Proposta do Projeto de Pesquisa “DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO ESTACIONÁRIO PARA O ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-GÁS EM GOLFADAS COM TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM TUBULAÇÕES HORIZONTAIS”, realizada pelo aluno CARLOS LANGE BASSANI, como requisito parcial para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 1 do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Orientador: Prof. Dr. Rigoberto E. M. Morales  
UTFPR - DAMEC

Curitiba, 04 de setembro de 2014.

## **TERMO DE APROVAÇÃO**

Por meio deste termo, aprovamos a Proposta de Projeto de Pesquisa “DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO ESTACIONÁRIO PARA O ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-GÁS EM GOLFADAS COM TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM TUBULAÇÕES HORIZONTAIS”, realizada pelo aluno CARLOS LANGE BASSANI, como requisito parcial para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 1, do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Prof. Dr. Rigoberto E. M. Morales  
DAMEC - UTFPR  
Orientador

Eng. MSc. Fausto A. Barbuto  
DAMEC - UTFPR  
Orientador

Prof. Dr. Admilson T. Franco  
DAMEC - UTFPR  
Avaliador

Prof. Dr. Sílvio L. M. Junqueira  
DAMEC - UTFPR  
Avaliador

Curitiba, 04 de setembro de 2014.

## RESUMO

BASSANI, Carlos Lange. Desenvolvimento de um modelo estacionário para o escoamento bifásico líquido-gás em golfadas com transferência de calor em tubulações horizontais. Trabalho de Conclusão de Curso (Engenharia Industrial Mecânica), Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2014.

O escoamento bifásico líquido gás ocorre em diversas aplicações industriais tais como geradores de vapor, condensadores e na extração de petróleo. Um dos tipos de escoamento bifásico que ocorre em uma ampla faixa de vazões é o escoamento líquido-gás em golfadas, caracterizado pela passagem intermitente de pistões de líquidos e bolhas alongadas. Devido à alta complexidade do fenômeno, a literatura apresenta poucos modelos matemáticos para a simulação da distribuição da temperatura ao longo da tubulação e para a previsão do coeficiente de transferência de calor bifásico. Neste contexto, no presente trabalho desenvolve-se um modelo matemático estacionário para o escoamento bifásico líquido-gás em golfadas com transferência de calor em tubulações horizontais. As equações de balanço de massa, quantidade de movimento e energia são aplicadas a volumes de controle englobando as diferentes regiões da célula unitária. A modelagem utiliza a temperatura da mistura como principal variável e ainda considera a troca de calor entre duas células unitárias vizinhas, também conhecido como *scooping* térmico. Foram considerados duas condições de contorno na parede da tubulação, de temperatura externa constante e de fluxo de calor constante. O modelo foi implementado em linguagem Fortran e validado com dados experimentais da literatura. Para os resultados na queda da temperatura da mistura ao longo da tubulação, o presente modelo apresentou uma precisão na faixa de 15 %. Além disso, foi proposta uma expressão para o cálculo do coeficiente de transferência de calor, que apresentou precisão na faixa de 30 % com dados experimentais e uma concordância na faixa de 10 a 20 % com diferentes correlações da literatura.

**Palavras-chave:** Escoamento em golfadas. Transferência de calor. Modelagem estacionária.

## ABSTRACT

BASSANI, Carlos Lange. Development of a stationary model for gas-liquid slug flow with heat transfer in horizontal pipes. Final Project (Industrial Mechanical Engineering), Federal University of Technology – Paraná. Curitiba, 2014.

Multiphase flows occur in many industrial applications such as vapor heaters, condensers and in gas and oil production. A common liquid-gas multiphase flow is the intermittent or slug flow, characterized by the succession of liquid slug and elongated bubbles along the pipe. Due to the high complexity of the phenomena, the literature presents only a few mathematical models for simulation of the temperature distribution along the pipe and for the two-phase flow heat transfer coefficient prediction. In this context, the present work develops a stationary mathematical model for gas-liquid two-phase slug flow with heat transfer in horizontal pipes. The mass, momentum and energy conservation equations are applied to control volumes located at the different regions of the slug flow unit cell. The mathematical model uses the mixture temperature as the main variable and also takes into account the heat transfer between two consecutive unit cells, known as thermal scooping. Two different thermal boundary conditions were used in the model, constant external temperature and constant heat flux. The model was implemented in Fortran language and validated with experimental data from the literature. The temperature drop along the pipeline shows good agreement with experimental data, with a precision of 15 %. Furthermore, an expression for the two-phase heat transfer coefficient was developed and showed an accuracy of 30 % with experimental data and good agreement with some literature correlations, within 10 to 20 % of concordance.

**Keywords:** Slug flow. Heat transfer. Stationary mathematical modeling.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

- Figura 1.1 - Padrões de escoamento bifásico gás-líquido horizontal (Medina, 2011). 18
- Figura 1.2 – Mapa de fluxo para escoamento bifásico horizontal de ar e água seguindo o modelo de Taitel e Dukler (1976) para comprimento da tubulação de 6,07 m e diâmetro de 52 mm. 19
- Figura 1.3 – Célula unitária do escoamento em golfadas (Górski, 2008). 20
- Figura 1.4 – Bloqueio de uma tubulação de extração de petróleo e gás natural por formação de hidratos (Arquivo da Petrobras). 22
- Figura 2.1 – Seção transversal da tubulação na região: a) da bolha alongada e b) do pistão (Medina, 2011). 26
- Figura 2.2 – Comportamento do coeficiente de transferência de calor na parte superior e na parte inferior de uma tubulação horizontal com escoamento bifásico em função da velocidade superficial do gás (adaptado de Deshpande *et al.*, 1991). 42
- Figura 3.1 – Volumes de controle para aplicação da conservação da massa: a) do gás e b) do líquido na célula unitária. 54
- Figura 3.2 – Volume de controle na célula unitária para aplicação da conservação da quantidade de movimento. 57
- Figura 3.3 – Volume de controle para a aplicação da conservação da quantidade de movimento: a) do líquido no filme e b) do gás na bolha alongada para encontrar o perfil de bolha de Taitel e Barnea (1990b). 60
- Figura 3.4 – Representação da temperatura local de uma célula unitária. 64
- Figura 3.5 – A temperatura da mistura pode ser interpretada como a temperatura final resultante de dois escoamentos em um misturador adiabático. 64
- Figura 3.6 – Distribuição da temperatura local e da temperatura da mistura do escoamento em golfadas ao longo da tubulação. 65

Figura 3.7 – Volume de controle infinitesimal e estacionário utilizado para aplicação da conservação da energia do líquido no pistão e no filme.	67
Figura 3.8 – Volume de controle deformável envolvendo a célula unitária e se movendo com velocidade $U_T$ . Este volume de controle é utilizado para o balanço de energia na célula unitária.	71
Figura 3.9 – Resistências térmicas associadas ao fluxo de calor na parede da tubulação.	78
Figura 4.1 – Arquivo “Entrada.dat” com as variáveis de entrada do programa.	82
Figura 4.2 – Etapa 1: estimativa da pressão na entrada e da temperatura da mistura na saída.	84
Figura 4.3 – Fluxograma da etapa 1.	85
Figura 4.4 – Etapa 2: processo iterativo para definição das distribuições de pressão e de temperatura e demais variáveis de saída do modelo.	86
Figura 4.5 – Fluxograma da etapa 2.	87
Figura 4.6 – Processo de integração do perfil da bolha alongada para o modelo de Taitel e Barnea (1990b). O nariz da bolha alongada indica o início do processo de integração e é caracterizado pela inversão no sinal da derivada $dH_{LB}/dz$ .	91
Figura 5.1 – Comparação do modelo atual para escoamento isotérmico com o simulador de Górski (2008) utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues <i>et al.</i> (2006) para: a) comprimento da bolha adimensionalizado, b) comprimento do pistão adimensionalizado, c) velocidade da bolha alongada e d) pressão.	96
Figura 5.2 – Comparação do modelo atual para escoamento isotérmico com o simulador de Górski (2008) utilizando o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1991b) para: a) comprimento da bolha adimensionalizado, b) comprimento do pistão adimensionalizado, c) velocidade da bolha alongada e d) pressão.	98
Figura 5.3 – Comparação do modelo bifásico à baixa vazão de gás com a solução analítica para escoamento monofásico nas condições de contorno de a) temperatura externa constante e b) fluxo de calor constante.	100



- Figura 5.4 – Resultados para a distribuição da temperatura da mistura utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) para os pontos experimentais de Lima (2009): a) 6, b) 11, c) 17 e d) 25. 103
- Figura 5.5 – Comparação da temperatura absoluta (a) e da queda de temperatura (b), com os dados experimentais de Lima (2009), utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006). 105
- Figura 5.6 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) em comparação com os resultados experimentais de Lima (2009). 106
- Figura 5.7 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) em comparação com: a) correlação de Kim e Ghajar (2006) ; b) resultados numéricos de Medina (2011) ; c) correlação de Camargo (1991) e ; d) correlação de Shah (1981). 108
- Figura 5.8 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) e resultados experimentais de Lima (2009) em função da velocidade superficial de líquido. 109
- Figura 5.9 – Distribuição dos comprimentos de bolha (a) e de pistão (b) adimensionalizados em função do tamanho da malha utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Taitel e Barnea (1990b). 111
- Figura 5.10 – Comparação da temperatura absoluta (a) e da queda de temperatura (b), com os dados experimentais de Lima (2009), utilizando o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b). 112
- Figura 5.11 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Taitel e Barnea (1990b) em comparação com os resultados experimentais de Lima (2009). 113
- Figura 5.12 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo de Taitel e Barnea (1990b) em comparação com: a) correlação de Kim e Ghajar (2006) ; b) resultados numéricos de Medina (2011) ; c) correlação de Camargo (1991) e ; d) correlação de Shah (1981). 114

- Figura 5.13 – Distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação para a condição de contorno de temperatura externa constante para os pontos: a) A@W#1; b) A@W#2; c) A@W#3; e d) A@W#4. 118
- Figura 5.14 – Influência dos parâmetros de escoamento na temperatura da mistura na saída para a condição de contorno TEC. 120
- Figura 5.15 – Distribuição de  $h_{TP}$  ao longo da tubulação em comparação com a correlação de Kim e Ghajar (2006) para TEC dos pontos A@W#1 e A@W#2. 122
- Figura 5.16 – Distribuição de  $h_{TP}$  ao longo da tubulação em comparação com a correlação de Kim e Ghajar (2006) para TEC dos pontos A@W#3 e A@W#4. 123
- Figura 5.17 – Influência dos parâmetros de escoamento no  $h_{TP}$  médio da tubulação para a condição de contorno TEC. 125
- Figura 5.18 – Distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação para a condição de contorno de fluxo de calor constante para os pontos: a) A@W#1; b) A@W#2; c) A@W#3; e d) A@W#4. 128
- Figura 5.19 - Influência dos parâmetros de escoamento na temperatura da mistura na saída para a condição de contorno FCC. 130
- Figura 5.20 – Distribuição de  $h_{TP}$  ao longo da tubulação em comparação com a correlação de Kim e Ghajar (2006) para FCC dos pontos A@W#1 e A@W#2. 133
- Figura 5.21 – Distribuição de  $h_{TP}$  ao longo da tubulação em comparação com a correlação de Kim e Ghajar (2006) para FCC dos pontos A@W#3 e A@W#4. 134
- Figura 5.22 – Influência dos parâmetros de escoamento no  $h_{TP}$  médio da tubulação para a condição de contorno FCC. 135
- Figura 5.23 – Influência do fenômeno de *scooping* térmico na distribuição da temperatura da mistura para a condição de contorno de temperatura externa constante comparando com os pontos experimentais de Lima (2009): a) 6, b) 11, c) 17 e d) 25. 137

Figura 5.24 – Comparação com dados experimentais para a temperatura da mistura (a) e para a queda da temperatura na tubulação (b) desconsiderando o fenômeno de *scooping* térmico. 138

Figura 5.25 – Comparação de  $h_{TP}$  simulado para o fenômeno de *scooping* térmico. 139

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Relações geométricas para escoamento em golfadas horizontal (Medina, 2011).	27
Tabela 2.2 – Principais modelos numéricos para a previsão das características hidrodinâmicas do escoamento em golfadas.	35
Tabela 2.3 – Correlações para o cálculo das tensões de cisalhamento na célula unitária (Górski, 2008).	40
Tabela 2.4 – Correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico.	50
Tabela 4.1 – Variáveis de entrada do programa.	83
Tabela 4.2 – Resultados impressos no arquivo “Saida.dat”.	88
Tabela 5.1 – Parâmetros de entrada para validação com os resultados experimentais de Lima (2009).	102
Tabela 5.2 – Comparativos dos erros percentuais médios, seus desvios padrões e valores máximos para os modelos de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues <i>et al.</i> (2006) e de Taitel e Barnea (1990b).	115
Tabela 5.3 – Parâmetros de entrada para as simulações numéricas de escoamento em golfadas de ar e água.	117
Tabela 5.4 – Influência dos parâmetros hidrodinâmicos na temperatura da mistura na saída da tubulação para a condição de contorno TEC.	121
Tabela 5.5 – Influência dos parâmetros hidrodinâmicos no coeficiente de transferência de calor bifásico na condição de contorno TEC.	126
Tabela 5.6 – Influência dos parâmetros hidrodinâmicos na temperatura da mistura na saída da tubulação na condição de contorno FCC.	131
Tabela 5.7 – Influência dos parâmetros hidrodinâmicos no coeficiente de transferência de calor bifásico na condição de contorno FCC.	136
Tabela B.1 – Dados de entrada para validação com Lima (2009).	159

Tabela B.2 – Resultados para a temperatura da mistura na saída da tubulação utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues <i>et al.</i> (2006).	160
Tabela B.3 – Resultados para o coeficiente de transferência de calor bifásico utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues <i>et al.</i> (2006).	161
Tabela B.4 – Erros percentuais no cálculo do $h_{TP}$ em relação a outros trabalhos da literatura - modelo de fechamento de Rodrigues <i>et al.</i> (2006).	162

## LISTA DE SÍMBOLOS

### Letras romanas

$A$	Área da seção transversal do tubo	$[m^2]$
$a_w, b_w$	Constantes para o cálculo do fator de esteira	$[-]$
$C_0, C_1$	Constantes para cálculo da velocidade de translação da bolha	$[-]$
$C_2, C_3$	Constantes para o cálculo do fator de intermitência	$[-]$
$C_v, C_p$	Calor específico a volume/pressão constante	$[J/kgK]$
$D$	Diâmetro da tubulação	$[m]$
$D_h$	Diâmetro hidráulico	$[m]$
$e, E$	Energia específica/Energia	$[J/kg \text{ e } J]$
$E_o$	Número de Eötvös	$[-]$
$f$	Fator de atrito	$[-]$
$freq$	Frequência da célula unitária	$[-]$
$Fr$	Número de Froude	$[-]$
$F_0, F_1$	Constantes para o cálculo da fração de líquido no pistão	$[-]$
$g$	Aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
$h$	Coeficiente de transferência de calor ou coeficiente de película	$[W/m^2K]$
$h^G$	Coeficiente de transferência de calor global	$[W/m^2K]$
$\tau$	Fator de esteira	$[-]$
$H$	Altura do filme de líquido	$[m]$
$i$	Entalpia específica	$[J/kg]$
$j$	Velocidade superficial de uma fase	$[m/s]$
$J$	Velocidade superficial da mistura	$[m/s]$
$k$	Condutividade térmica	$[W/mK]$
$L$	Comprimento	$[m]$
$\dot{m}$	Vazão mássica	$[kg/s]$
$\dot{m}_{LB}, \dot{m}_{LS}$	Variáveis definidas para o modelo térmico	$[kg/s]$
$\dot{m}_{Lx}$	Vazão mássica de <i>scooping</i> /Troca de massa entre duas células unitárias	$[kg/s]$
$\dot{m}_{cell}$	Vazão mássica da célula unitária	$[kg/s]$
$n$	Número de mols	$[kmol]$
$Nu$	Número de Nusselt	$[-]$
$P$	Pressão	$[Pa]$
$Pr$	Número de Prandtl	$[-]$

$q''$	Fluxo de calor	[W/m <sup>2</sup> ]
$Q$	Taxa de calor transferido por unidade de comprimento	[W/m]
$\Re$	Constante universal dos gases	[J/kmolK]
$R$	Fração de fase	[-]
$Re$	Número de Reynolds	[-]
$S$	Perímetro molhado	[m]
$t$	Tempo	[s]
$T$	Temperatura	[K]
$T_D$	Temperatura traseira do filme	[K]
$T_f$	Temperatura de avaliação das propriedades das fases	[K]
$T_\ell$	Temperatura local	[K]
$T_m$	Temperatura da mistura	[K]
$T_{mi}, T_{ent}$	Temperatura da mistura na entrada da tubulação/Temperatura na entrada	[K]
$T_N$	Temperatura local da dianteira do filme/traseira do pistão	[K]
$T_U$	Temperatura local da dianteira do pistão	[K]
$\hat{u}, \hat{U}$	Energia interna específica/Energia interna	[J/kg e J]
$U$	Velocidade	[m/s]
$V$	Velocidade relativa	[m/s]
$\nabla$	Volume	[m <sup>3</sup> ]
$X$	Título	[-]
$z$	Coordenada axial da tubulação	[m]

### Letras Gregas

$\alpha$	Difusividade térmica	[m <sup>2</sup> /s]
$\beta$	Fator de intermitência	[-]
$\gamma$	Inclinação do tubo	[°]
$\lambda$	Gradiente de pressão	[Pa/m]
$\mu$	Viscosidade dinâmica	[Pa.s]
$\nu$	Viscosidade cinemática	[m <sup>2</sup> /s]
$\rho$	Massa específica	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Tensão superficial	[N/m]
$\tau$	Tensão de cisalhamento	[Pa]
$\phi$	Referente ao componente da célula ( $\phi = LS; LB; GS; GB$ )	[-]

## Subscritos

atm	Atmosférica
B	Região da bolha
DS	Referente à velocidade de deslizamento das bolhas dispersas
ent	Entrada da tubulação
ext	Referente ao fluido que escoo externamente à tubulação
i	Interface entre a bolha alongada e o filme de líquido (exceção: $T_{mi} = T_m$ na entrada da tubulação)
G	Gás
GB	Gás na região da bolha alongada
GS	Gás no pistão (bolhas dispersas)
K	(Energia) Cinética
L	Líquido
LB	Líquido na região da bolha alongada
LS	Líquido no pistão
m	Referente à mistura bifásica como homogênea
P	(Energia) Potencial gravitacional
saída	Saída da tubulação
S	Região do pistão de líquido
SP	Monofásico ( <i>Single-Phase</i> )
T	Referente à velocidade de translação da célula unitária
TP	Bifásico ( <i>Two-Phase</i> )
U	Célula unitária
W	(Temperatura da) Parede ( <i>Wall</i> )

## Abreviações

A@W	<i>Air at Water</i>
FCC	Fluxo de Calor Constante
LACIT	Laboratório de Ciências Térmicas
SC	Superfície de controle
TEC	Temperatura Externa Constante
UDS	<i>Upwind Difference Scheme</i>
VC	Volume de controle



# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>17</b>
1.1	Caracterização do Problema	21
1.2	Objetivos	22
1.3	Justificativa	23
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	<b>25</b>
2.1	Conceitos básicos	25
2.1.1	Relações geométricas	26
2.1.2	Velocidades superficiais	27
2.1.3	Relações termodinâmicas	28
2.2	Hidrodinâmica do escoamento em golfadas	30
2.2.1	Modelos hidrodinâmicos	30
2.2.2	Equações constitutivas	33
2.3	Transferência de calor em escoamentos bifásicos	40
2.3.1	Correlações para o coeficiente de transferência de calor	47
2.4	Comentários finais	51
<b>3</b>	<b>MODELAGEM MATEMÁTICA</b>	<b>52</b>
3.1	Modelagem hidrodinâmica	52
3.1.1	Conservação da massa	53
3.1.2	Conservação da quantidade de movimento	55
3.1.3	Fechamento do modelo hidrodinâmico	58
3.2	Modelagem da transferência de calor	63
3.2.1	Modelo da temperatura local	66
3.2.2	Modelo da temperatura da mistura	70
3.2.3	Coeficiente de transferência de calor bifásico	75
3.2.4	Fechamento do modelo térmico	77
3.3	Comentários finais	79
<b>4</b>	<b>IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA</b>	<b>80</b>
4.1	Lógica da implementação numérica do modelo	80
4.1.1	Entrada	80
4.1.2	Etapa 1	81
4.1.3	Etapa 2	84
4.1.4	Resultados	86
4.2	Discretização e algoritmo de solução do modelo	88
4.2.1	Modelo hidrodinâmico	89
4.2.2	Modelo térmico	92
<b>5</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>94</b>
5.1	Validação do modelo	94
5.1.1	Validação do modelo hidrodinâmico	94

5.1.2	Validação com escoamento monofásico	97
5.1.3	Validação com dados experimentais	101
5.2	Simulações numéricas	116
5.2.1	Temperatura externa constante (TEC)	117
5.2.2	Fluxo de calor constante (FCC)	127
5.2.3	Influência do <i>scooping</i> térmico	136
6	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	140
6.1	Sugestões para trabalhos futuros	143
	REFERÊNCIAS	148
	APÊNDICE A – CONSISTÊNCIA MATEMÁTICA DO MODELO	155
A.1	Temperatura Externa Constante (TEC)	155
A.2	Fluxo de Calor Constante (FCC)	157
	APÊNDICE B – DETALHES DOS RESULTADOS	159
	ANEXO A – ARTIGO CIENTÍFICO	167

# 1 INTRODUÇÃO

Os escoamentos multifásicos ocorrem com grande frequência tanto na natureza como em aplicações industriais. Como exemplos, podem ser citados o transporte de sedimentos em rios e a movimentação de massas térmicas na atmosfera terrestre. Em aplicações industriais, o escoamento multifásico é encontrado em geradores de vapor, condensadores e no transporte de misturas em tubulações, e concentram-se principalmente nas usinas nucleares e de extração de petróleo.

Um dos casos particulares do escoamento multifásico é o escoamento bifásico de líquido e gás, no quais as interfaces das fases se organizam espacialmente de maneiras diferentes. Estas disposições das fases são chamadas de padrões de escoamento e dependem principalmente das vazões e das propriedades dos fluidos. Existem vários padrões de escoamento e não há um consenso na literatura para a sua classificação. Na Figura 1.1 são apresentados os padrões mais comumente encontrados para tubulações horizontais.

O escoamento estratificado se caracteriza pelo escoamento separado entre as fases líquida e gasosa, acontecendo principalmente para baixas vazões de líquido. Aumentando-se a velocidade da mistura, a interface líquido-gás torna-se agitada, com a formação de ondulações. Estas ondulações crescem com o aumento da vazão de líquido, até o momento no qual se encostam à parede superior da tubulação, dando origem à pistões de líquidos e bolhas alongadas. Este padrão de escoamento é chamado de golfadas, e é caracterizado por sua intermitência tanto no tempo quanto no espaço. Ao aumentar-se ainda mais a vazão de líquido, as bolhas alongadas formadas durante o escoamento em golfadas se dissolvem em bolhas dispersas. Para altas vazões de gás, o padrão de escoamento que predomina é o anular, caracterizado por um núcleo gasoso e um filme de líquido nas paredes da tubulação.

Uma das metodologias utilizadas para a determinação do padrão de escoamento são os mapas de fluxo. Estes mapas de fluxo são gráficos que mapeiam os padrões de escoamento em função das velocidades superficiais do gás e do líquido. As linhas que separam dois padrões de escoamento não são

totalmente definidas, representando apenas uma zona de transição. Os mapas de fluxo são dependentes das propriedades das fases e das características geométricas da tubulação, tais como o seu comprimento, diâmetro e inclinação. A Figura 1.2 apresenta o mapa de fluxo gerado utilizando o modelo de Taitel e Dukler (1976) para escoamento horizontal de ar e água em uma tubulação de comprimento de 6,07 m e diâmetro de 52 mm. Este modelo considera a separação do escoamento estratificado em liso e ondulado, conforme a característica da interface.

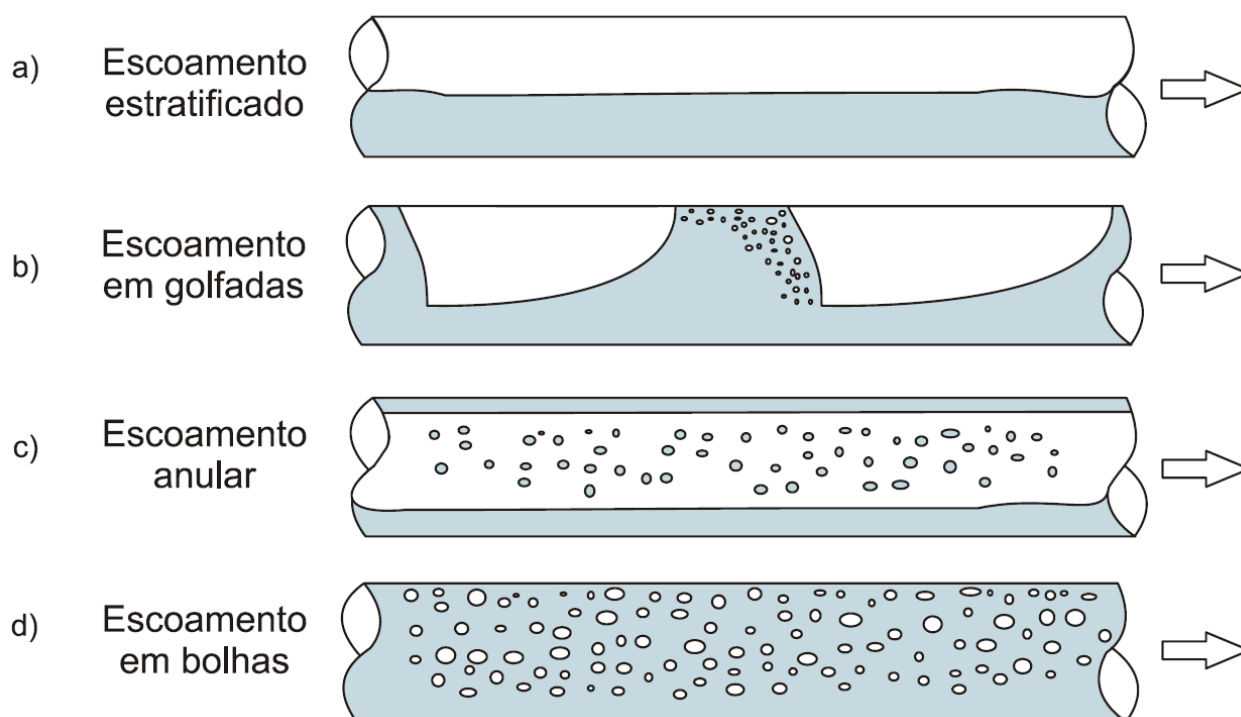


Figura 1.1 - Padrões de escoamento bifásico gás-líquido horizontal (Medina, 2011).

Dentre os padrões citados acima, o padrão de escoamento em golfadas, também chamado de escoamento intermitente ou *slug flow*, é frequentemente encontrado devido a sua ocorrência em uma grande faixa de vazões de líquido e gás. Logo, o tratamento correto deste fenômeno é de extrema importância em diversas aplicações industriais.

O escoamento em golfadas é caracterizado pela intermitência no tempo e no espaço da passagem de bolhas alongadas e de pistões de líquido, os quais podem ou não conter bolhas dispersas. A intermitência deste tipo de escoamento torna

difícil a sua simulação, e não existe um modelo matemático até hoje que contemple todos os fenômenos físicos envolvidos no processo. Porém, esta é uma linha de pesquisa que começou no final da década de 1960, com a definição de célula unitária, proposta por Wallis (1969).

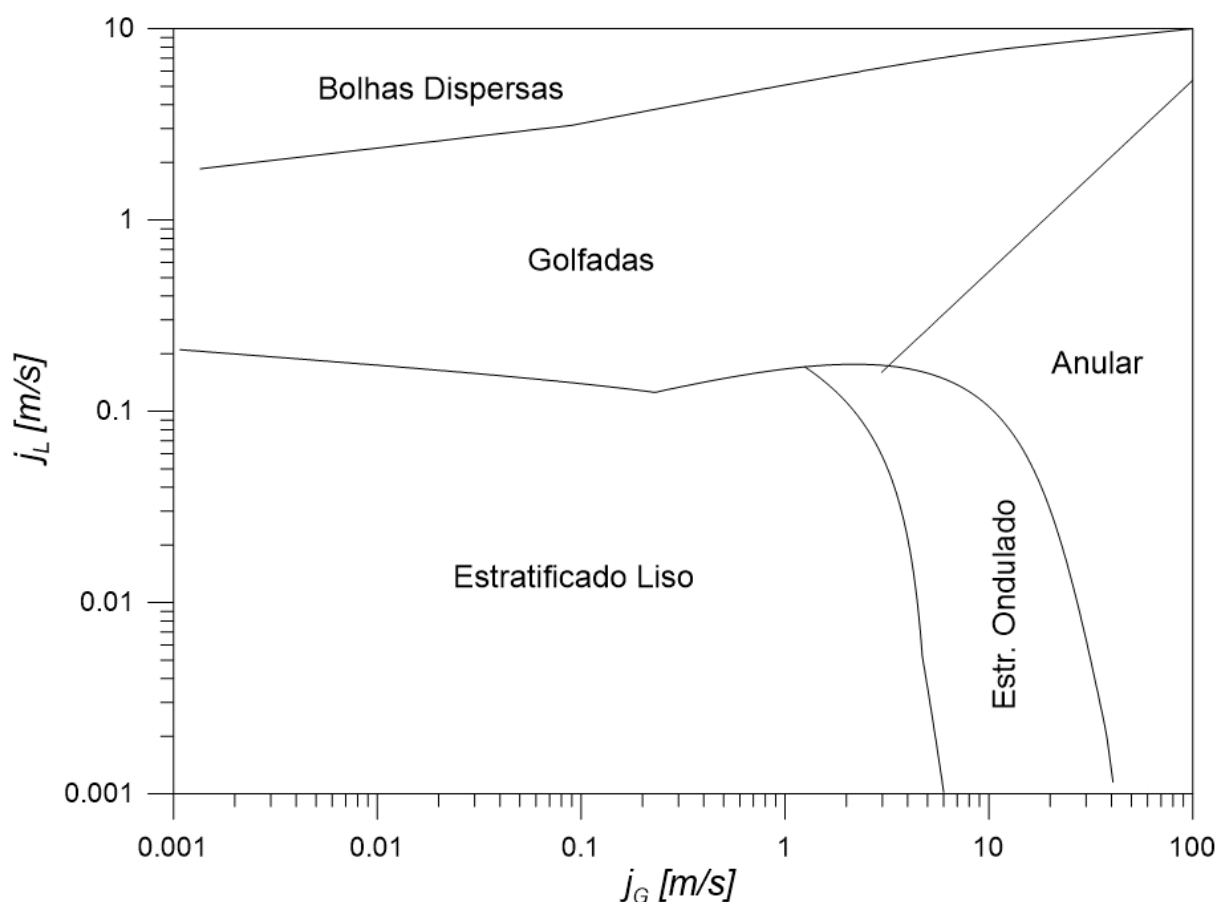


Figura 1.2 – Mapa de fluxo para escoamento bifásico horizontal de ar e água seguindo o modelo de Taitel e Dukler (1976) para comprimento da tubulação de 6,07 m e diâmetro de 52 mm<sup>1</sup>.

A célula unitária é composta por duas estruturas ou regiões bem definidas: uma bolha alongada de comprimento  $L_B$  e um pistão de comprimento  $L_S$ , e é apresentada na Figura 1.3. Para a análise deste tipo de escoamento ainda é importante a quantificação das velocidades do líquido no pistão  $U_{LS}$ , do líquido no

<sup>1</sup> Todas as tabelas, quadros e figuras que não possuem referência bibliográfica foram produzidos pelo autor deste trabalho.

filme  $U_{LB}$  e da translação da bolha  $U_T$ , além da pressão do gás na bolha alongada  $P_{GB}$ .

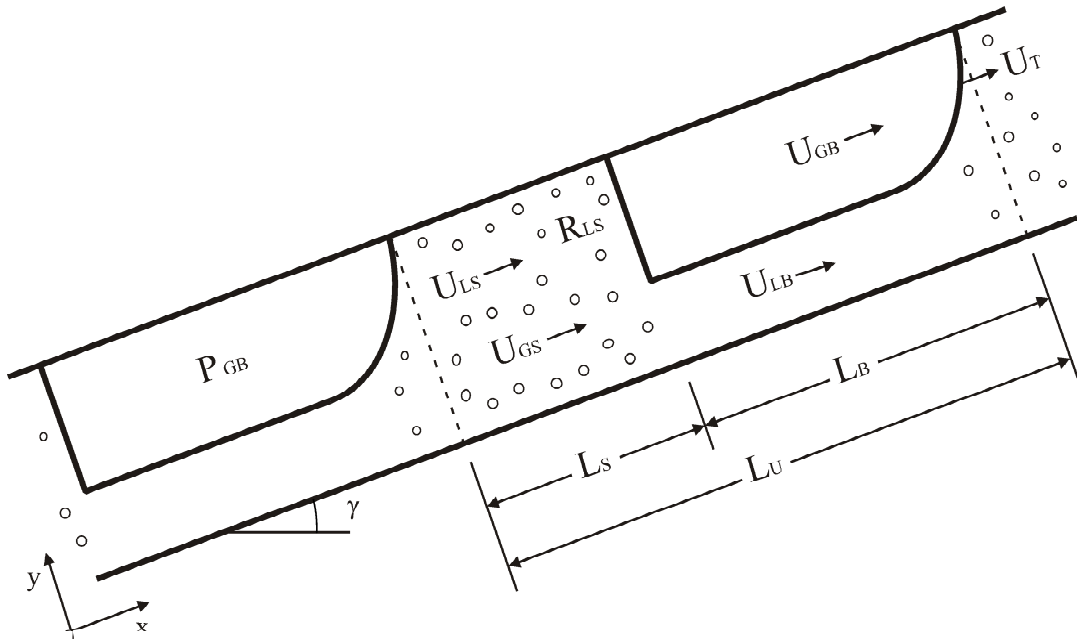


Figura 1.3 – Célula unitária do escoamento em golfadas (Górski, 2008).

Após a definição da célula unitária, Dukler e Hubbard (1975) e Fernandes *et al.* (1983) realizaram estudos experimentais e desenvolveram modelos mecanicistas simplificados para o escoamento em golfadas horizontais e verticais, respectivamente. Seguindo a mesma linha, Taitel e Barnea (1990a) propuseram um modelo genérico para escoamentos com qualquer ângulo de inclinação. Já Górski (2008) fez um *benchmarking* da literatura, propondo a utilização de quatro modelos diferentes para a simulação do escoamento em golfadas. Estes modelos são conhecidos como modelos de estado estacionário, pois desconsideram a intermitência do escoamento no tempo e no espaço (ao longo da evolução do escoamento).

Com o avanço da tecnologia computacional, outros modelos começaram a surgir. Entre eles, podem-se citar os modelos de dois fluidos e de *drift flux*, que utilizam uma malha euleriana ao longo da tubulação e resolvem numericamente as equações diferenciais da conservação da massa e da quantidade de movimento.

Estes modelos apresentam um custo computacional relativamente alto e possuem instabilidades numéricas na solução de acordo com o arranjo das fases. Outro tipo de modelo que vem sendo empregado é o *slug tracking*, ou de seguimento de pistões. Este modelo é lagrangeano, onde as equações são obtidas a partir de balanços de massa e quantidade de movimento na forma integral sobre cada parte da célula unitária. Entre os trabalhos que utilizaram este tipo de aproximação, podem-se citar os modelos de Barnea e Taitel (1993), Franklin e Rosa (2004) e Rodrigues (2009).

Comparando-se os diversos tipos de modelos, os estacionários são os mais simples por considerarem uma frequência constante do escoamento, sendo que todas as células unitárias apresentam as mesmas características em um dado ponto da tubulação. Estes modelos não preveem uma distribuição estatística das variáveis do escoamento, porém possuem bons resultados para os valores médios, com baixo custo computacional e boa estabilidade numérica.

### **1.1 Caracterização do Problema**

Com o aumento da população mundial, a tecnologia trabalha no sentido de prover máquinas, motores e turbinas mais eficientes e de menor consumo energético. Em paralelo, existe uma busca crescente na exploração das fontes energéticas existentes. A principal destas fontes de energia é o petróleo, que também é utilizado na produção de polímeros. Por ser uma fonte não renovável, a extração de petróleo deve garantir máxima eficiência, possibilitando um melhor aproveitamento destas reservas. Também o alto custo da extração de petróleo justifica a procura minuciosa de melhorias operacionais.

Segundo Lima (2009), os campos brasileiros de petróleo no mar (*offshore*) representam 85 % da produção de óleo bruto nacional. Nestes campos, as misturas de óleo e gás natural são transportadas por longas distâncias horizontais ou levemente inclinadas antes de serem separadas, sendo padrão de escoamento em golfadas predominante. Como a mistura sai a altas temperaturas do poço de petróleo e é resfriada pela água do mar em contato com a parede da tubulação, ocorre uma considerável transferência de calor. Esta transferência de calor ocasiona

uma variação na temperatura das fases, com respectivas alterações em suas propriedades físicas, notadamente a viscosidade. A previsão das variações destas propriedades físicas é de suma importância para a caracterização do escoamento.

Além disso, o gradiente de temperaturas influi em fenômenos como a cristalização de parafinas, a precipitação de asfaltenos e a formação de hidratos, o que pode gerar perdas de carga pela redução da seção transversal interna do duto ou até bloqueio da tubulação com interrupção da produção. Na Figura 1.4 é apresentada uma fotografia do bloqueio de uma tubulação devido à aglomeração descontrolada de hidratos, que é uma consequência do resfriamento no transporte de extração de óleos e gás natural em águas profundas.



Figura 1.4 – Bloqueio de uma tubulação de extração de petróleo e gás natural por formação de hidratos (Arquivo da Petrobras).

## 1.2 Objetivos

O objetivo deste trabalho é o desenvolvimento de um modelo matemático em regime estacionário para a simulação do escoamento bifásico em golfadas líquido-gás com transferência de calor em tubulações horizontais.

Para o desenvolvimento do modelo matemático, serão realizados balanços de massa, quantidade de movimento e energia em sua forma integral na célula unitária.



O modelo será discretizado numericamente e implementado em linguagem Fortran, dando origem a um simulador para este tipo de escoamento.

A partir dos resultados numéricos, serão analisados as distribuições de pressão e de temperatura ao longo da tubulação e os parâmetros hidrodinâmicos das estruturas características do escoamento bifásico em golfadas, tais como os comprimentos e velocidades do pistão e da bolha. Os resultados obtidos serão comparados com dados experimentais disponíveis na literatura.

### 1.3 Justificativa

Os modelos matemáticos disponíveis na literatura, tais como os citados na seção introdutória, consideram o escoamento bifásico líquido-gás em golfadas como isotérmico. Porém, fica clara a importância da previsão da distribuição de temperaturas ao longo da tubulação para aplicações de extração de petróleo e gás natural em poços no mar.

Os estudos sobre o escoamento bifásico líquido-gás em golfadas com transferência de calor se restringem principalmente a estudos experimentais, e muitos deles se concentram na obtenção do coeficiente de transferência de calor bifásico. Lunde (1961) analisou resultados experimentais obtidos por outros pesquisadores e concluiu que, no padrão de escoamento em golfadas, a fase líquida controla o processo de transferência de calor. Deshpande *et al.* (1991) analisaram a diferença entre os coeficientes de película nas partes superior e inferior da tubulação em escoamentos horizontais devido à assimetria axial do escoamento em golfadas, concluindo que o coeficiente de película na parte superior é sempre menor que na parte inferior devido à passagem da bolha alongada. Outros trabalhos, como os de Shah (1981) e Kim e Ghajar (2006), propuseram correlações empíricas para a determinação do coeficiente de transferência de calor.

Porém, são poucos os trabalhos encontrados na literatura que propõem modelos matemáticos para a previsão da variação de temperaturas do escoamento a partir do balanço de energia. Camargo (1991) apresentou um método de cálculo para o coeficiente de transferência de calor bifásico baseado em uma média ponderada pelo tempo de passagem de cada região da célula unitária. Sun *et al.*

(2003) desenvolveram um simulador para o escoamento em golfadas com transferência de calor, combinando o modelo de Dukler e Hubbard (1975) com correlações empíricas para o coeficiente de transferência de calor bifásico. Mais tarde, Medina *et al.* (2010) apresentaram um modelo estacionário para o escoamento bifásico em golfadas com transferência de calor em tubulações horizontais, considerando a temperatura de cada uma das regiões da célula unitária separadamente. Este modelo foi posteriormente expandido para um modelo de seguimento de pistões, no trabalho de Medina (2011).

Assim, o presente trabalho vem a contornar carência de modelos matemáticos para a previsão do perfil de temperaturas e do coeficiente de transferência de calor em escoamentos bifásicos líquido-gás em golfadas, propondo uma continuidade ao trabalho de Medina *et al.* (2010).

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo apresenta-se uma revisão bibliográfica dos principais estudos e conceitos necessários para o embasamento teórico deste trabalho. Primeiramente serão apresentados alguns conceitos básicos no estudo de escoamento bifásico, como algumas correlações geométricas e propriedades termodinâmicas, além da definição de velocidade superficial e fração de fase. Em seguida, será feita uma breve revisão dos principais modelos hidrodinâmicos existentes na literatura. Ao final do capítulo, será apresentada uma revisão dos principais trabalhos em escoamento bifásico líquido-gás com transferência de calor e algumas correlações experimentais importantes para a posterior validação do modelo proposto.

### 2.1 Conceitos básicos

O escoamento bifásico líquido-gás em golfadas normalmente é estudado fazendo-se referência ao modelo de célula unitária, proposto primeiramente por Wallis (1969), como citado no capítulo introdutório deste trabalho. Uma célula unitária é constituída de uma bolha alongada, que escoa sobre um filme de líquido, e de um pistão, que pode ou não conter bolhas dispersas (Figura 1.3).

Cada uma destas partes da bolha é representada por um comprimento, uma velocidade e a fração volumétrica de cada fase. Estes comprimentos, velocidades e frações de fase não são constantes para todas as células unitárias, podendo variar ao longo da tubulação devido à expansão do gás ou coalescência das bolhas alongadas, ou variar ao longo do tempo, devido à característica intermitente do escoamento.

A seguir, serão abordadas as relações geométricas para calcular as frações de fase e o perímetro molhado para cada estrutura da célula unitária e ainda serão definidas as velocidades superficiais e as relações termodinâmicas para cada fase.

### 2.1.1 Relações geométricas

A partir de uma análise geométrica de cada região da célula unitária, encontram-se relações importantes para o cálculo das tensões de cisalhamento, responsáveis pelo atrito no escoamento, como os perímetros molhados por cada fase e as frações de fase. Estas últimas são variáveis importantes nas equações de balanço e são definidas como a razão volumétrica entre a fase e a mistura. Analisando o caso de dutos circulares de diâmetro constante, essa razão é dada em função das áreas das seções transversais ocupadas por cada fase e a seção da tubulação:

$$R_L \equiv \frac{A_L}{A} \quad ; \quad R_G \equiv \frac{A_G}{A} \quad (2.1)$$

A Figura 2.1 apresenta as seções transversais do escoamento nas regiões da bolha alongada e do pistão. A interface entre a bolha alongada e o filme de líquido é tratada como retilínea. Aplicando-se relações de geometria e trigonometria, encontram-se os perímetros molhados  $S_\phi$ , as áreas ocupadas por cada fase  $A_\phi$  e, em consequência, as frações de fase  $R_\phi$  (Shoham, 2006). Estas relações são funções da altura do filme de líquido  $H_{LB}$  e são apresentadas na Tabela 2.1 para escoamentos horizontais.

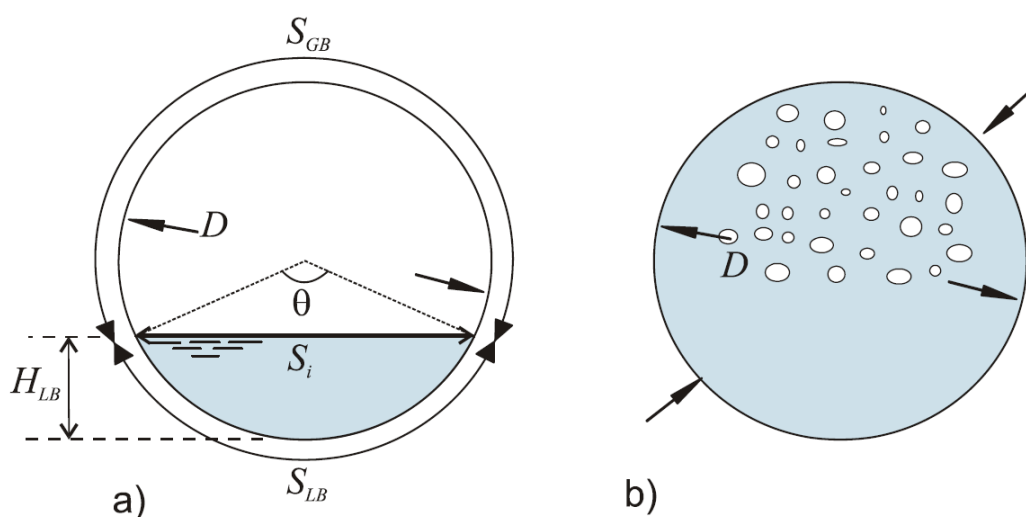


Figura 2.1 – Seção transversal da tubulação na região: a) da bolha alongada e b) do pistão (Medina, 2011).

Tabela 2.1 – Relações geométricas para escoamento em golfadas horizontal (Medina, 2011).

<b>Parâmetro</b>	<b>Equação</b>
Fração de líquido na região da bolha alongada	$R_{LB} = \frac{1}{\pi} \left( \pi - a \cos \left( \frac{2H_{LB}}{D} - 1 \right) + \left( \frac{2H_{LB}}{D} - 1 \right) \sqrt{1 - \left( \frac{2H_{LB}}{D} - 1 \right)^2} \right) \quad (2.2)$
Perímetro molhado do filme de líquido	$S_{LB} = D \left( \pi - a \cos \left( \frac{2H_{LB}}{D} - 1 \right) \right) \quad (2.3)$
Perímetro molhado da bolha alongada	$S_{GB} = \pi D - S_{LB} \quad (2.4)$
Perímetro molhado da interface	$S_i = D \sqrt{1 - \left( \frac{2H_{LB}}{D} - 1 \right)^2} \quad (2.5)$
Varição de $R_{LB}$ com a altura do filme de líquido	$\frac{dR_{LB}}{dH_{LB}} = \frac{4}{\pi D} \sqrt{1 - \left( \frac{2H_{LB}}{D} - 1 \right)^2} \quad (2.6)$

### 2.1.2 Velocidades superficiais

A velocidade superficial  $j_\phi$  é um parâmetro definido em escoamento bifásico como sendo a velocidade de uma fase  $\phi$  caso ela escoasse sozinha na tubulação (Shoham, 2006). Logo, as velocidades superficiais das fases líquida e gasosa são dadas por:

$$j_L = \frac{\dot{m}_L}{\rho_L A} \quad ; \quad j_G = \frac{\dot{m}_G}{\rho_G A} \quad (2.7)$$

sendo  $\dot{m}$  a vazão mássica,  $\rho$  a massa específica e  $A$  a seção da tubulação. Os subscritos  $L$  e  $G$  correspondem às fases líquida e gasosa, respectivamente.

A velocidade superficial da mistura é definida como a soma das velocidades superficiais de cada fase (Shoham, 2006), ou seja:

$$J = j_L + j_G \quad (2.8)$$

A fase líquida pode ser considerada como incompressível. Porém, a compressibilidade da fase gasosa deve ser levada em consideração. No caso de um gás perfeito, pode-se aplicar a equação de Clapeyron (Moran e Shapiro, 2006).

$$P\forall = n\mathfrak{R}T \quad (2.9)$$

onde  $P$  é a pressão,  $\forall$  é o volume,  $n$  é o número de moles,  $T$  é a temperatura e  $\mathfrak{R}$  é a constante universal dos gases. Dividindo pelo tempo  $t$  e pela área da seção transversal da tubulação  $A$ , constante no comprimento, o volume  $\forall$  é substituído pela velocidade superficial do gás  $j_G$ :

$$Pj_G = \frac{n\mathfrak{R}}{tA}T \quad (2.10)$$

Considerando que não haja reações químicas nem mudança de fase, a quantidade  $n\mathfrak{R}/tA$  pode ser considerada como constante. Aplicando-se a equação em dois pontos da tubulação e escolhendo-se a saída como ponto de referência, encontra-se:

$$j_G \frac{P}{T} = j_{Gsaida} \frac{P_{saida}}{T_{saida}} \quad (2.11)$$

que é uma relação que expressa a dependência da velocidade superficial do gás com a sua pressão e a sua temperatura em função de um ponto dado, a saída. A pressão na saída, em bancadas de estudos experimentais, muitas vezes é a própria pressão atmosférica:

$$P_{saida} = P_{atm} \quad (2.12)$$

### 2.1.3 Relações termodinâmicas

A energia total de um sistema é dada pela soma dos diferentes tipos de energia. Normalmente são considerados apenas a energia cinética  $E_K$ , a energia potencial gravitacional  $E_P$  e a energia interna  $\hat{U}$ , que podem ser dados tanto em seus valores absolutos como em seus valores específicos, por unidade de massa:

$$E = E_K + E_P + \hat{U} \quad ; \quad e = e_K + e_P + \hat{u} \quad (2.13)$$

Uma propriedade importante relacionada à energia interna é a entalpia. A entalpia específica  $i$  é dada pela energia interna  $\hat{u}$  somada ao trabalho específico do escoamento:

$$i = \hat{u} + \frac{P}{\rho} \quad (2.14)$$

Outras propriedades termodinâmicas importantes são os calores específicos a volume e a pressão constante, definidos respectivamente pela variação da energia interna e da entalpia com a temperatura:

$$C_v = \left. \frac{\partial \hat{u}}{\partial T} \right|_{\rho=cte} \quad (2.15)$$

$$C_p = \left. \frac{\partial i}{\partial T} \right|_{P=cte} \quad (2.16)$$

Estas propriedades serão analisadas, em seguida, para as duas fases, sendo elas consideradas como líquido incompressível e gás ideal.

### Líquido incompressível

No caso de líquidos, a energia interna específica varia pouco em relação à pressão quando a temperatura é mantida constante (Moran e Shapiro, 2006). Logo, pode-se considerar a energia interna específica do líquido com uma função da temperatura:

$$\hat{u}_{L(T,P)} \approx \hat{u}_{L(T)} \quad (2.17)$$

Sendo o líquido incompressível, o seu volume específico (ou massa específica) é constante. Logo, o calor específico a pressão constante é igual ao calor específico a volume constante:

$$C_{p_L} = C_{v_L} = C_L \quad (2.18)$$

A partir disso, constata-se que a variação da entalpia específica em relação à temperatura é igual à variação da energia interna. Considerando o calor específico do líquido constante com a temperatura e integrando-se as eqs. (2.15) e (2.16), obtém-se:

$$\Delta i_L = \Delta \hat{u}_L = C_L \Delta T_L \quad (2.19)$$

## Gás ideal

A energia interna específica e a entalpia específica de um gás ideal dependem unicamente da sua temperatura, segundo Moran e Shapiro (2006). Considerando os calores específicos a volume e a pressão constantes como invariáveis com a temperatura, integram-se as eqs. (2.15) e (2.16), obtendo-se:

$$\Delta \hat{u}_G = C_{v_G} \Delta T_G \quad (2.20)$$

$$\Delta \hat{i}_G = C_{p_G} \Delta T_G \quad (2.21)$$

## 2.2 Hidrodinâmica do escoamento em golfadas

Os trabalhos em escoamento bifásico gás-líquido em golfadas focando a parte hidrodinâmica do escoamento podem ser divididos em estudos teóricos, com o desenvolvimento de modelos para o cálculo das principais variáveis do escoamento, e em estudos experimentais, com o desenvolvimento de correlações, também chamadas de equações constitutivas. As equações constitutivas normalmente são utilizadas para o fechamento dos modelos numéricos.

A seguir, serão apresentados os principais modelos que constam na literatura e as equações constitutivas que são importantes para o fechamento do modelo do presente trabalho.

### 2.2.1 Modelos hidrodinâmicos

Ao longo das últimas décadas, os fenômenos hidrodinâmicos envolvidos no escoamento bifásico gás-líquido em golfadas vêm sendo estudados com diferentes aplicações, tais como geradores de vapor, condensadores e na extração de petróleo. Com isso, surgiu a necessidade da criação de modelos para a previsão das principais variáveis do escoamento, como a queda de pressão e as velocidades superficiais de cada fase, importantes para o projeto de instalações hidráulicas. Diversas abordagens foram propostas, como já citado na introdução deste trabalho.

Os modelos podem ser classificados em estacionários ou transientes. Os modelos estacionários foram os primeiros a surgir e tratam o escoamento de forma



periódica, calculando as propriedades da célula unitária ponto a ponto da tubulação, sem considerar as interações com as células vizinhas. Estes modelos preveem bem a média das principais variáveis do escoamento bifásico em golfadas, porém não levam em consideração a distribuição destas variáveis devido à intermitência do escoamento.

Um dos primeiros modelos propostos foi o de Dukler e Hubbard (1975). O seu modelo é restrito a escoamentos horizontais e despreza termos importantes da queda de pressão. Posteriormente, Fernandes *et al.* (1983) utilizaram a mesma abordagem, porém tratando o fenômeno de empuxo e criando um modelo para escoamentos verticais.

Mais tarde, Taitel e Barnea (1990a) criaram um modelo para aplicação em qualquer inclinação da tubulação. Este é um dos modelos estacionários mais completos existentes e leva em consideração o formato da bolha alongada. Posteriormente, Górski (2008) desenvolveu um simulador estacionário e analisou quatro modelos para o cálculo das frações de fase, comparando-os entre si. Este é o simulador atualmente disponível no LACIT/UTFPR.

Na década de 90, com o avanço tecnológico dos computadores, os modelos transientes começaram a ser desenvolvidos. Estes modelos levam em consideração a intermitência do escoamento e, por isso, são computacionalmente mais dispendiosos. Três modelos foram bastante estudados, sendo eles o modelo de dois fluidos, o modelo de deslizamento (ou *drift flux*) e o modelo de seguimento de pistões (ou *slug tracking*). Devido às semelhanças do modelo de seguimento de pistões e dos modelos estacionários quanto à utilização da definição de célula unitária e a aplicação das equações de conservação em sua forma integral, apenas estes serão analisados durante a revisão bibliográfica.

O primeiro modelo transiente utilizando o método de seguimento de pistões foi desenvolvido por Barnea e Taitel (1993). Em seu modelo, o líquido e o gás foram considerados incompressíveis, a fração de líquido do filme foi considerada como constante e os pistões como não aerados. Devido a essas considerações, todos os pistões possuíam mesma velocidade. Ainda, as velocidades da traseira e da dianteira da bolha apresentavam valores idênticos. Neste modelo, os pistões pequenos tendiam a desaparecer.

Utilizando a mesma abordagem, Zheng *et al.* (1994) estudaram os efeitos de geração e desaparecimento de pistões em pequenas mudanças de direção horizontal-ascendente. O modelo foi expandido para considerar aeração no pistão. Ainda na mesma linha, Taitel e Barnea (1998) aprimoraram o seu modelo de 1993 considerando o gás como compressível e a fração de líquido no filme como variável. Posteriormente, Taitel e Barnea (2000) acrescentaram ao seu modelo os efeitos estudados por Zheng *et al.* (1994).

Nydal e Banerjee (1995) também propuseram um modelo transiente para o escoamento em golfadas. Eles consideraram o pistão como não aerado, porém a fração de líquido foi considerada como variável. Em seu trabalho, eles utilizaram uma discretização explícita no tempo. Nydal *et al.* (2003) apresentaram uma evolução do trabalho precedente, considerando a aeração do pistão. Ainda propuseram um modelo para simular o processo de *pigging*, limpeza de tubulações utilizando-se uma esfera de diâmetro semelhante ao do duto.

Grenier (1997) estudou a evolução dos comprimentos dos pistões em escoamento horizontal, apresentando um modelo de seguimento de pistões. Esse modelo foi posteriormente aprimorado por Franklin e Rosa (2004), que consideraram o gás como compressível e ideal e a fração do líquido no filme como constante. Em seu trabalho, a conservação da quantidade de movimento foi aplicada ao pistão de líquido e os termos de fluxo e de variação da quantidade de movimento foram levados em consideração, resultando em uma equação para a variação temporal da velocidade do pistão.

Ujang *et al.* (2006) também apresentaram um modelo de seguimento de pistões considerando o gás como incompressível e o pistão como aerado. Em seu trabalho, consideraram idênticas as velocidades do pistão e das bolhas dispersas. Além disso, modelaram a troca de gás entre a bolha e o pistão a partir de uma correlação experimental.

Rodrigues (2006) desenvolveu um modelo transiente de seguimento de pistões incluindo a inserção intermitente de células unitárias. O pistão foi considerado como aerado e os termos de fluxo e variação da quantidade de movimento no filme foram levados em consideração. Posteriormente, Rodrigues (2009) expandiu o seu modelo, considerando fenômenos como a coalescência de bolhas alongadas e o

atrito no filme. Conte *et al.* (2011) acrescentaram a este modelo os fenômenos de geração e desaparecimento de pistões na mudança de direção horizontal-ascendente, como proposto por Zheng *et al.* (1994). Bassani *et al.* (2012) consideraram ainda a alteração do formato da bolha durante a mudança de direção. Utilizando o modelo de Taitel e Barnea (1990b), eles recalcularam as frações de fase na bolha e no pistão para a nova inclinação e aplicaram a conservação da massa no cotovelo.

Este último modelo de seguimento de pistões é um dos modelos mais completos atualmente disponíveis na literatura e seu simulador está disponível, para uso em pesquisa, no LACIT/UTFPR.

A Tabela 2.2 apresenta, sucintamente, os modelos discutidos e as principais hipóteses adotadas. A tabela é dividida em modelos estacionários e transientes. As linhas espessas dividem diferentes linhas de pesquisa.

Ainda é importante ressaltar que nenhum modelo até hoje leva em consideração todos os fenômenos do escoamento em golfadas e nenhum deles consegue prever com grande precisão todas as variáveis do escoamento em todas as inclinações e em todas as faixas de vazão.

### **2.2.2 Equações constitutivas**

As equações constitutivas são correlações experimentais utilizadas para o fechamento das equações de balanço. Nesta seção, serão explicitadas as equações de fechamento para o modelo proposto no trabalho, sendo elas: velocidade de translação da frente da bolha alongada, velocidade das bolhas dispersas no pistão, fração de líquido no pistão, frequência de escoamento, fator de intermitência e tensões de cisalhamento devido ao atrito.

#### **Velocidade de translação da frente da bolha alongada**

As equações de balanço em modelos matemáticos de escoamento bifásico em golfadas com referencial euleriano normalmente consideram a velocidade de translação da frente da bolha alongada como a velocidade do referencial. Por isso, a previsão correta desta variável é de suma importância para a precisão dos

resultados obtidos. Devido a isso, diversos trabalhos experimentais foram realizados, indicando que a velocidade de translação da frente da bolha alongada é resultado de dois fenômenos, a força de empuxo e o movimento do líquido. Segundo Omgba (2004), o seu cálculo pode ser obtido através da superposição da velocidade da bolha em um meio estagnado, conhecido como *drift velocity*, e a contribuição da inércia do líquido a partir da velocidade da mistura  $J$ . Nicklin *et al.* (1962) propuseram uma equação para o caso vertical, mas que logo foi estendida para o caso geral:

$$U_T = C_0 J + C_1 \sqrt{gD} \quad (2.22)$$

sendo  $C_0$  e  $C_1$  constantes dependentes principalmente dos números adimensionais de Froude e de Reynolds. Em menor escala, essas constantes são dependentes da tensão superficial e do ângulo de inclinação. Bendiksen (1984) propôs que estas constantes dependem do número de Froude da fase líquida e do ângulo de inclinação do escoamento:

$$\begin{cases} Fr_L < 3,5: & C_0 = 1,05 + 0,15(\sin \gamma)^2 & e & C_1 = 0,54 \cos \gamma + 0,35 \sin \gamma \\ Fr_L \geq 3,5: & C_0 = 1,2 & e & C_1 = 0,35 \sin \gamma \end{cases} \quad (2.23)$$

sendo o número de Froude da fase líquida definido como  $Fr_L = j_L / \sqrt{gD}$ . Para escoamento horizontal, esses valores assumem  $C_0 = 1,05$  e  $C_1 = 0,54$  para  $Fr_L < 3,5$  e  $C_0 = 1,2$  e  $C_1 = 0$  para  $Fr_L \geq 3,5$ .

Além dos fenômenos de empuxo e de inércia do fluido em movimento, outro fenômeno que deve ser levado em consideração é a interação de duas bolhas alongadas consecutivas. Na traseira da bolha alongada existe uma região de mistura, a qual apresenta turbulência relativamente elevada em comparação ao restante do pistão. Na região de mistura existe uma zona de sucção, que tende a puxar a bolha alongada que a precede, frequentemente ocasionando a coalescência destas duas bolhas. Este fenômeno é representado matematicamente por um fator de esteira  $h$  (Rodrigues, 2009), que multiplica a velocidade de translação da bolha:

$$U_T = (C_0 J + C_1 \sqrt{gD})(1 + h) \quad (2.24)$$

Tabela 2.2 – Principais modelos numéricos para a previsão das características hidrodinâmicas do escoamento em golfadas.

<b>Autor(es)</b>	<b>Tipo de modelo</b>	<b>Inclinação</b>	<b>Observações</b>
Dukler e Hubbard (1975)	Estacionário	H	Ignora termos significativos na queda de pressão.
Fernandes <i>et al.</i> (1983)		V	Considera o empuxo e a distribuição dos componentes da célula unitária em escoamento vertical.
Taitel e Barnea (1990a)		H, V, I	Unifica o modelo estacionário para todas as inclinações.
Górski (2008)		H, V, I	Utiliza quatro modelos de fechamento diferentes para o cálculo das frações de fase.
Barnea e Taitel (1993)	Transiente	H, V, I	Líquido e gás incompressíveis. Fração de líquido no filme constante. Pistões não aerados. Considera a coalescência de bolhas.
Zheng <i>et al.</i> (1994)		H, LI	Implementa a mudança de direção horizontal-ascendente. Pistões aerados.
Taitel e Barnea (1998)		H, V, I	Considera a compressibilidade do gás. Gás ideal. Fração de líquido no filme variável.
Taitel e Barnea (2000)		H, LI	Unifica o trabalho de Taitel e Barnea (1998) com os fenômenos de mudança de direção de Zheng <i>et al.</i> (1994).
Nydal e Banerjee (1995)		H, V, I	Gás compressível. Pistão não aerado. Fração de líquido do filme variável.
Nydal <i>et al.</i> (2003)		H, V, I	Considera aeração no pistão.
Grenier (1997) e aprimorado por Franklin e Rosa (2004)		H	Modelo periódico. Pistões não aerados. Gás compressível. Fração de líquido no filme constante. Considera os termos de variação e fluxo da quantidade de movimento no pistão, resultando em uma equação para a variação temporal da velocidade do pistão.
Ujang <i>et al.</i> (2006)		H, V, I	Gás incompressível. Pistão aerado. As velocidades do líquido e do gás no pistão são iguais.
Rodrigues (2006)		H, V, I	Inserção intermitente de células unitárias. Pistão aerado. Considera os termos de variação e fluxo da quantidade de movimento no filme.
Rodrigues (2009)		H, V, I	Expansão do modelo. Considera coalescência de bolhas e expansão do gás. Bons resultados para as médias e distribuições.
Conte <i>et al.</i> (2011)	H, LI	Acrescenta os efeitos de geração e desaparecimento de pistões em mudança de direção horizontal-ascendente.	
Bassani <i>et al.</i> (2012)	H, LI	Considera a mudança das frações de fase na mudança de direção	

Legenda: H = Horizontal; V = Vertical; I = Inclinado; LI = Levemente Inclinado (até 7°).

O fator de esteira pode ser interpretado como um aumento percentual na velocidade de translação da bolha calculado a partir da expressão  $\# = a_w \exp(-b_w L_S / D)$ . Esta expressão representa o aumento exponencial da velocidade de translação da bolha com a diminuição do comprimento do pistão  $L_S$ . Rodrigues (2009) sugere a utilização de  $a_w = 0,4$  e  $b_w = 1,0$  para escoamento horizontal de ar e água. Para fluidos viscosos, este fenômeno de esteira é menos acentuado e não deve ser considerado (Pachas, 2011).

### Velocidade das bolhas dispersas

A velocidade das bolhas dispersas é considerada como uma superposição entre a velocidade da mistura e a velocidade de deslizamento ou *drift velocity*:

$$U_{GS} = J + U_{DS} \quad (2.25)$$

sendo  $U_{DS}$  a velocidade de deslizamento, correspondente à elevação das bolhas dispersas em um meio estagnado. Para o cálculo da velocidade de deslizamento, utiliza-se a equação de Harmathy (1960) para bolhas relativamente grandes e deformáveis:

$$U_{DS} = 1,54 \left( \sigma g \frac{(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{0,25} R_{LS}^{0,5} \sin(\gamma) \quad (2.26)$$

sendo  $\sigma$  a tensão superficial e  $\gamma$  a inclinação da tubulação. Logo, para escoamento horizontal, caso que será analisado no presente trabalho, a velocidade de deslizamento apresenta valor nulo devido à inexistência de empuxo na direção do escoamento. Assim, a velocidade das bolhas dispersas torna-se igual à velocidade superficial da mistura.

### Fração de líquido no pistão

A fração de uma fase é definida como a sua razão volumétrica em relação ao volume total da mistura em uma determinada região da célula unitária, conforme definido pela eq. (2.1). A fração de líquido no pistão é uma variável necessária para o fechamento das equações de balanço de massa, quantidade de movimento e energia, e por isso o seu conhecimento é fundamental para o desenvolvimento do modelo.

O gás no pistão se apresenta na forma de bolhas dispersas, que são retiradas da bolha alongada devido à turbulência do escoamento e se concentram principalmente na traseira da bolha. Para o escoamento horizontal, o pistão não apresenta uma grande aeração, segundo os estudos experimentais de Rosa e Altemani (2006). Porém, os mesmo autores constataram que o gás no pistão é bastante presente nos escoamentos verticais, pois o filme escoo na direção contrária ao líquido no pistão, ocasionando uma região de maior turbulência na traseira da bolha alongada. Esta zona de turbulência tende a retirar pequenas porções da bolha alongada (Rodrigues, 2009). Logo, pode-se afirmar que a fração de líquido no pistão depende do ângulo de inclinação do duto.

A fração de líquido no pistão pode ser calculada a partir de correlações experimentais da literatura. Entre elas, destaca-se a relação de Andreussi *et al.* (1993), que apresenta bons resultados na implementação de modelos matemáticos de escoamento em golfadas e já foi utilizada anteriormente em modelos como os de Górski (2008) e Medina (2011). A correlação experimental é dada por:

$$R_{LS} = \frac{F_0 + F_1}{Fr + F_1} \quad (2.27)$$

sendo  $Fr$  o número de Froude e  $F_0$  e  $F_1$  as constantes dadas por:

$$F_0 = \max \left[ 0; 2,6 \left( 1 - 2 \left( \frac{0,025}{D} \right)^2 \right) \right] ; \quad F_1 = 2400 \left( 1 - \frac{\sin \gamma}{3} \right) Eo^{-3/4} \quad (2.28)$$

onde  $Eo$  é o número adimensional de Eötvös, definido como  $Eo = (\rho_L - \rho_G) g D^2 / \sigma$ .

### Frequência do escoamento

A frequência média do escoamento é definida como a quantidade de células unitárias que passam por um determinado ponto da tubulação em um determinado intervalo tempo. De outra maneira, pode ser interpretada como o inverso do período de passagem de uma célula unitária ao longo do seu próprio comprimento:

$$freq = \frac{U_T}{(L_S + L_B)} \quad (2.29)$$

A frequência de escoamento não é constante ao longo do tempo nem ao longo da tubulação devido às características intermitentes do escoamento e aos

fenômenos de expansão e coalescência das bolhas alongadas. Porém, em modelos estacionários, as células unitárias vizinhas não são levadas em consideração nas equações de balanço, sendo justamente esta a característica que tornam os modelos estacionários mais simplificados. Logo, o fenômeno de coalescência já é descartado, como hipótese, neste tipo de modelo. Sendo a coalescência um dos principais fatores para a mudança da frequência do escoamento, pode-se adotar a hipótese de uma frequência constante.

Esta hipótese normalmente é adotada para os modelos estacionários, o que torna a modelagem muito mais simples e numericamente estável. A frequência pode ser obtida a partir de correlações experimentais da literatura, tais como a proposta por Heywood e Richardson (1979), dada por:

$$freq = 0,0434 \left[ \frac{j_L}{j} \left( \frac{2.02}{D} + \frac{j^2}{gD} \right) \right]^{1,02} \quad (2.30)$$

Esta correlação foi levantada apenas para escoamentos horizontais e não é dependente da viscosidade. Além desta correlação, pode-se também usar diretamente valores experimentais, garantindo-se a confiabilidade dos resultados.

### Fator de intermitência

O fator de intermitência  $\beta$  é definido como a razão entre o comprimento da bolha e o comprimento da célula unitária:

$$\beta = \frac{L_B}{L_U} \quad (2.31)$$

A determinação do fator de intermitência é de extrema importância para o fechamento do modelo, pois a partir de seu conhecimento e do conhecimento da frequência, pode-se calcular o valor dos comprimentos do pistão e da bolha alongada, como proposto por Rodrigues *et al.* (2006) e apresentado no capítulo de modelagem matemática.

O fator de intermitência pode ser considerado como constante no tempo nos modelos estacionários. Porém, a sua variação ao longo da tubulação não pode ser desprezada devido à expansão da bolha, ocasionada pela queda de pressão e



variação da temperatura. O fator de intermitência pode ser escrito em função da razão das vazões de gás e da mistura como:

$$\beta = C_2 \frac{J_G}{J} + C_3 \quad (2.32)$$

sendo  $C_2 = 0,853$  e  $C_3 = 0,207$  constantes experimentais levantadas por Rosa e Altemani (2006) para escoamentos horizontais.

### **Tensões de cisalhamento devido ao atrito**

A queda de pressão ao longo da tubulação é uma das variáveis mais importantes a serem determinadas devido à sua importância nos projetos de instalações hidráulicas. A determinação da queda de pressão vem de um balanço da quantidade de movimento na célula unitária. Sabe-se que um dos fatores influentes na queda de pressão é o atrito, o qual é obtido experimentalmente.

O fator de atrito é calculado a partir de correlações experimentais em função do número de Reynolds. Como as fases possuem arranjos geométricos e propriedades diferentes nas regiões do pistão, da bolha alongada e do filme de líquido, cada um destes componentes da célula unitária possui um número de Reynolds próprio.

O cálculo das tensões de cisalhamento, que serão utilizadas nas equações de balanço da quantidade de movimento no capítulo de modelagem matemática, é obtido a partir do seguinte algoritmo, aplicado em cada região da célula unitária:

- i. Cálculo dos diâmetros hidráulicos de cada fase em cada região da célula a partir de correlações geométricas, conforme apresentado na seção de relações geométricas;
- ii. Determinação das propriedades de cada fase;
- iii. Cálculo dos números de Reynolds de cada região da célula unitária;
- iv. Determinação dos fatores de atrito a partir de correlações experimentais;
- v. Cálculo das tensões de cisalhamento.

A Tabela 2.3 apresenta as relações para este cálculo, sendo utilizada a correlação para escoamento monofásico de Blasius para cada fase. O fator de atrito entre a interface da bolha alongada e do filme de líquido assume um valor constante

$f_i = 0,014$ . O algoritmo adotado é equivalente a uma leitura ascendente da Tabela 2.3.

Tabela 2.3 – Correlações para o cálculo das tensões de cisalhamento na célula unitária (Górski, 2008).

<b>Parâmetro</b>	<b>Equação</b>
Tensões de cisalhamento	$\tau_{LB} = f_{LB} (\rho_L  U_{LB}  U_{LB} / 2)$ (2.33)
	$\tau_{GB} = f_{GB} (\rho_G  U_{GB}  U_{GB} / 2)$ (2.34)
	$\tau_i = f_i (\rho_G  U_{GB} - U_{LB}  (U_{GB} - U_{LB}) / 2)$ (2.35)
	$\tau_{LS} = f_{LS} \rho_L J^2 / 2$ (2.36)
Fatores de atrito para cada parte da célula unitária e para a interface ( $\phi = LB, GB, LS$ )	$f_\phi = \begin{cases} 64 / \text{Re}_\phi & \text{Re}_\phi < 2300 \\ 0,3164 / \text{Re}_\phi^{0,25} & \text{Re}_\phi \geq 2300 \end{cases}$ (2.37)
	$f_i = 0,014$ (2.38)
Número de Reynolds	$\text{Re}_{LB} = \rho_L U_{LB} Dh_{LB} / \mu_L$ (2.39)
	$\text{Re}_{GB} = \rho_G U_{GB} Dh_{GB} / \mu_G$ (2.40)
	$\text{Re}_{LS} = \rho_L JD / \mu_L$ (2.41)
Diâmetro hidráulico	$Dh_{LB} = 4A_{LB} / S_{LB}$ (2.42)
	$Dh_{GB} = 4A_{GB} / (S_{GB} + S_i)$ (2.43)
Densidades médias	$\rho_S = \rho_L R_{LS} + \rho_G (1 - R_{LS})$ (2.44)
	$\rho_B = \rho_L (1 - R_{GB}) + \rho_G R_{GB}$ (2.45)

### 2.3 Transferência de calor em escoamentos bifásicos

Nesta seção do trabalho serão revisados os principais trabalhos em escoamento bifásico gás-líquido com transferência de calor. Foram realizados majoritariamente estudos experimentais, visando a caracterização do coeficiente de transferência de calor bifásico. Já os estudos teóricos em modelagem matemática estão em número reduzido devido à complexidade do fenômeno.

Camargo (1991) realizou um estudo experimental da hidrodinâmica e da transferência de calor no escoamento em golfadas. Seu estudo consistiu na medição das pressões e das temperaturas ao longo do escoamento bifásico ar-água sendo resfriado por um fluido externo. A partir dos dados coletados, o coeficiente de película foi calculado e comparado com correlações de outros autores. O autor ainda propôs um modelo mecanicista para a obtenção do coeficiente de transferência de

calor bifásico a partir de uma média ponderada no tempo das características hidrodinâmicas do escoamento, tais como os comprimentos do pistão e da bolha.

Deshpande *et al.* (1991) apresentaram um estudo experimental da transferência de calor em escoamento horizontal em golfadas ar-água. Eles focaram o seu trabalho no levantamento entre as diferenças dos coeficientes de convecção na parte superior e na parte inferior da tubulação. O coeficiente de película na parte superior é menor que o coeficiente para o caso de escoamento monofásico de líquido devido ao calor específico do gás ser menor e a bolha alongada passar colada ao topo. Já na parte inferior da tubulação, a velocidade da mistura aumenta no momento em que a fase gasosa é introduzida, e o escoamento tende a ser mais turbulento. Isso faz com que o coeficiente de transferência de calor aumente com a vazão de gás. Os autores concluem, em seu trabalho, que o coeficiente de transferência de calor na parte inferior é sempre maior do que na parte superior da tubulação, gerando diferenças de temperatura de até 50 °C na periferia da tubulação. A Figura 2.2 apresenta o comportamento dos coeficientes de convecção na parte superior e inferior da tubulação.

Elperin e Fominykh (1995) afirmaram que a turbulência ocasionada na traseira da bolha desfaz a camada limite térmica, o que gera uma alta transferência de calor. Eles apresentaram um modelo matemático para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor e de massa de uma única célula unitária ascendendo por uma tubulação vertical, considerando a absorção não isotérmica de gás pela fase líquida.

O escoamento em golfadas também possui aplicações espaciais em manutenção térmica de ambientes e geração de energia. Por isso, a NASA vem publicando trabalhos experimentais de escoamento em golfadas em ambientes de gravidade reduzida. Fore *et al.* (1996) fizeram medidas hidrodinâmicas e de transferência de calor dentro de aviões do tipo Zero-G KC-135 em queda livre, onde conseguiram ambientes com gravidade reduzida por até 23 segundos. Seu estudo foi o escoamento horizontal, tendo o cuidado de alinhar o eixo horizontal corretamente com o ângulo de descida do avião. A redução da gravidade diminui os efeitos de empuxo ocasionados pela diferença de densidade entre as duas fases. Isso tende a diminuir a turbulência, já que não existe um deslizamento tão acentuado entre as fases, e o coeficiente de transferência de calor bifásico

apresentou valores menores que no caso de gravidade normal para um mesmo par de vazões.

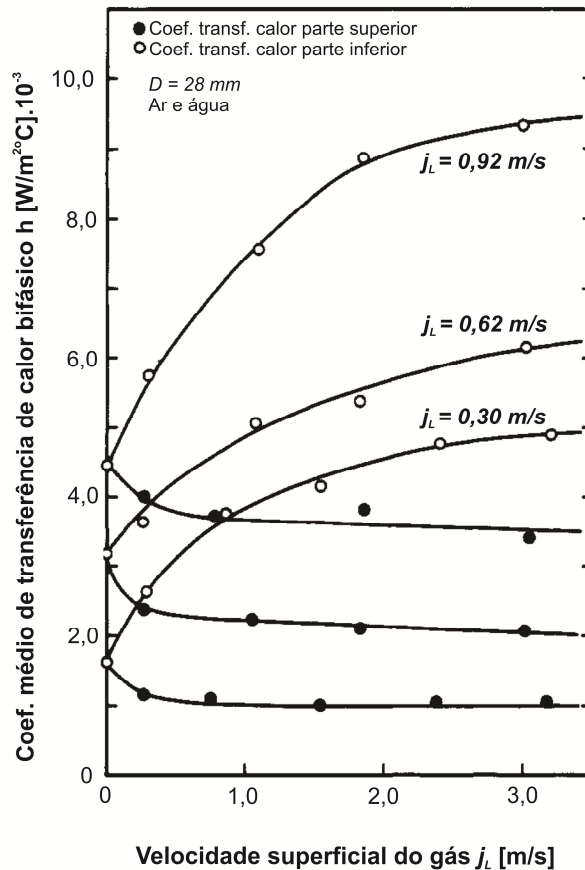


Figura 2.2 – Comportamento do coeficiente de transferência de calor na parte superior e na parte inferior de uma tubulação horizontal com escoamento bifásico em função da velocidade superficial do gás (adaptado de Deshpande *et al.*, 1991).

Barletta (1997) determinou analiticamente o campo de temperaturas e o número de Nusselt local na região de entrada da tubulação, considerando a troca de calor com uma convecção externa constante. A temperatura de referência desse fluido externo foi analisada como sendo constante ou variando linearmente ao longo da tubulação.

Fu (1997) aplicou um modelo de dois fluidos para a previsão da transferência de calor em escoamentos anulares. Aplicando as equações de conservação e utilizando correlações experimentais de fechamento, criou um modelo para a

previsão dos campos médios de velocidade e temperatura. O seu trabalho não considerou a evaporação.

Seguindo a mesma ideia, Sripattrapan e Wongwises (2004) também utilizaram um modelo de dois fluidos para a predição da transferência de calor em escoamentos anulares, mas dessa vez considerando a mudança de fase. Em seu trabalho foi considerada a condição de contorno de fluxo de calor uniforme. Seu trabalho foi validado com dados experimentais e apresentou conclusões acerca do comportamento do campo de pressão e temperatura, assim como a espessura do filme de líquido e a temperatura da parede da tubulação.

Hetsroni *et al.* (1998a) apresentaram um estudo experimental da transferência de calor em golfadas de ar e água para tubos horizontais. Os autores analisaram a variação do coeficiente de transferência de calor em tubos horizontais ao redor da periferia do tubo. Concluíram que os principais fatores que afetam o coeficiente de transferência de calor na parte superior da tubulação são a velocidade superficial do líquido, a frequência do escoamento e o comprimento e a velocidade da bolha. Já para parte inferior da tubulação, os autores concluíram que o coeficiente de película não aparenta depender do comprimento e da velocidade da bolha nem da frequência do escoamento. Ainda, a parte inferior do tubo não apresenta uma dependência do número de Froude do gás. Afirmam também que, para baixas velocidades superficiais de líquido, o coeficiente de transferência de calor é cerca de quatro vezes menor que o coeficiente no caso de escoamento monofásico do líquido a uma mesma velocidade superficial.

Ainda no mesmo ano, Hetsroni *et al.* (1998b) publicaram uma segunda parte do seu trabalho para escoamento ascendente em tubos levemente inclinados. O trabalho teve um enfoque experimental com a criação de uma correlação para prever o coeficiente de transferência de calor bifásico em função de uma média temporal para cada parte da célula unitária. As conclusões são acerca das diferenças entre os fenômenos que afetam o coeficiente de transferência de calor em tubos horizontais e levemente inclinados. Para os tubos horizontais, o fenômeno que rege a transferência de calor é a camada limite térmica formada na parede da tubulação. Já no escoamento levemente inclinado, a regência é dada pela turbulência ocasionada na traseira da bolha, induzida pelo empuxo.

O escoamento bifásico com transferência de calor também vem sendo estudado com o objetivo de resfriar componentes eletrônicos. Essa linha de pesquisa tem enfoque em mini e micro canais, nos quais as tensões superficiais devem ser levadas em consideração. Zhang *et al.* (2002) afirmaram que a potência de bombeamento requerida para o resfriamento em mini e micro canais é menor quando o fluido apresenta evaporação, surgindo a necessidade do estudo do escoamento bifásico. Seu enfoque é no estudo experimental da transferência de calor com mudança de fase em micro canais retangulares. Já He *et al.* (2008) apresentaram um estudo numérico da transferência de calor para escoamento em golfadas em micro tubos, porém sem considerar a mudança de fase.

Dentre as linhas de pesquisa em escoamento bifásico gás-líquido com transferência de calor, um dos centros de pesquisa que se destaca em publicações é a Universidade do Estado de Oklahoma, nos Estados Unidos. Um grande volume de trabalhos vem sendo desenvolvido na última década com o enfoque no estudo experimental da transferência de calor em todos os tipos de padrões de escoamento bifásico gás-líquido. Kim e Ghajar (2002) propuseram uma correlação experimental para escoamento bifásico em diferentes padrões de escoamento horizontal. Alguns anos depois, Kim e Ghajar (2006) afirmaram que a fração de fase não reflete o real valor do perímetro molhado, variável importante para a previsão do coeficiente de transferência de calor. Por isso, eles modelaram o perímetro molhado efetivo, porém ignorando a influência das tensões superficiais e do ângulo de contato de cada fase. Este perímetro efetivo difere do perímetro real molhado, e foi necessária a introdução do conceito de fator de correção de padrão de escoamento, que em sua essência é um número de Froude modificado e normalizado. Este fator de escoamento representa as mudanças no formato da interface líquido-gás devido às diferenças entre as quantidades de movimento e as forças gravitacionais de cada fase. A correlação possui a restrição de apenas ser válida para razões de deslizamento  $j_G/j_L > 1$ , comum em escoamentos gás-líquido.

Sun *et al.* (2003) afirmaram que o coeficiente de transferência de calor varia ao longo da periferia da tubulação em escoamentos com títulos baixos, caso do escoamento em golfadas. Combinando o modelo hidrodinâmico de Dukler e Hubbard (1975) com algumas correlações de transferência de calor da literatura,

desenvolveram um simulador para as características hidrodinâmicas e para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico na parte superior e na parte inferior da tubulação. Ao comparar o seu trabalho com o de Jung (1981) e o de Deshpande *et al.* (1991), fizeram uma constatação interessante: quando não existe mudança de fase no escoamento em golfadas, o coeficiente de transferência de calor tende a ser maior na parte inferior da tubulação do que na superior devido ao filme de líquido viajar na parte inferior da tubulação e a bolha alongada na superior. Já quando existe mudança de fase, a nucleação ocorre principalmente no topo, de forma que o coeficiente de película na parte superior da tubulação é maior que na parte inferior.

Naphon e Wongwises (2004) fizeram uma revisão das correlações relevantes existentes na literatura para a previsão tanto do atrito como do coeficiente de película em tubos curvos. Em seu trabalho, analisaram tanto correlações monofásicas como bifásicas e tiveram como enfoque a aplicação desses tubos curvos no aumento do desempenho de trocadores de calor.

Woldesemayat e Ghajar (2006) afirmaram que a fração de fase é um fator importante para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico. A fração de vazio é normalmente calculada a partir de correlações experimentais, e por isso estes autores fizeram um extenso trabalho de comparação das correlações existentes com dados experimentais, apresentando recomendações para o uso de cada uma das correlações testadas.

A expansão da correlação de Kim e Ghajar (2006) para outras inclinações além da horizontal foi feita no trabalho de Tang e Ghajar (2007), no qual os autores introduziram o conceito de fator de inclinação. Devido à diferença de densidade entre o gás e o líquido, a fase líquida é mais afetada pela orientação do escoamento. Seguindo a mesma ideia do fator de padrão de escoamento, o fator de inclinação é um multiplicador da correlação do coeficiente de transferência de calor bifásico, que representa a força atuando na fase líquida na direção do escoamento devido à quantidade de movimento e às forças gravitacionais.

França *et al.* (2008) desenvolveram um modelo para o cálculo da transferência de calor em escoamento em golfadas em dutos horizontais a partir de parâmetros hidrodinâmicos da célula unitária. Para a validação de seus resultados, eles utilizaram dados experimentais dos parâmetros de entrada tais como a frequência do

escoamento, as velocidades da bolha e do pistão e as frações de fase. Para o cálculo do coeficiente de transferência de calor médio do escoamento bifásico, consideraram a média ponderada pelo tempo de passagem de cada parte da célula unitária.

Lima (2009) apresentou um estudo experimental da transferência de calor para o escoamento em golfadas horizontal utilizando uma bancada similar à de Camargo (1991), porém mais moderna. Logo, ele obteve resultados mais precisos. Os ensaios foram primeiramente realizados para o caso monofásico, no qual a correlação de Gnielinski (Incropera *et al.*, 2008) apresentou o melhor ajuste. Os testes com escoamento bifásico também foram comparados com as correlações da literatura, sendo a de Kim e Ghajar (2006) a que apresentou os melhores resultados. Os dados experimentais de Lima (2009), trabalho realizado na 2PFG/FEM/UNICAMP, estão disponíveis no LACIT/UTFPR e vêm sendo utilizados para a validação de trabalhos teóricos realizados no laboratório.

Ghajar e Tang (2010) analisaram todas as correlações experimentais levantadas nos últimos 50 anos para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico e chegaram à conclusão de que não existe nenhuma correlação com boa precisão para todas as faixas de vazão em todos os padrões de escoamento vertical. Por isso, Tang e Ghajar (2011) criaram uma nova correlação para o coeficiente de transferência de calor bifásico para escoamentos horizontais, levemente inclinados e verticais utilizando a analogia de Reynolds. A correlação provou-se eficiente para altas vazões, com  $Re_L > 4000$ .

Medina *et al.* (2010) apresentaram um modelo estacionário para o escoamento em golfadas com transferência de calor em tubos horizontais. Aplicando as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento, eles desenvolveram um simulador das características hidrodinâmicas do escoamento. A partir dessas características e da aplicação da conservação da energia, os autores criaram um algoritmo separado para a previsão do perfil de temperaturas da tubulação e do coeficiente de película ao longo da tubulação. O seu modelo não considerou a mudança de fase nem a troca de massa ou de energia entre as células unitárias. Os resultados para a transferência de calor apresentaram uma precisão de aproximadamente 25 % quando comparados com dados experimentais.



Em sua tese de mestrado, Medina (2011) expandiu seu modelo estacionário para um modelo de seguimento de pistões. Ele comparou os seus resultados com correlações da literatura e com dados experimentais coletados por Lima (2009). Seu modelo mecanicista de previsão do campo de temperaturas é, até então, o único que aborda a transferência de calor de forma tão detalhada, considerando a coalescência e a transferência de calor e de massa entre duas células unitárias. O modelo considera duas condições de contorno, a de temperatura constante e a de fluxo de calor constante na parede da tubulação. Seus resultados apresentaram uma boa aproximação com as correlações de Shah (1981) e de Kim e Ghajar (2006). Porém, na previsão do perfil de temperaturas da tubulação, os resultados apresentam uma leve oscilação. A origem dessa oscilação ainda é alvo de discussão, podendo ser fenomenológica ou computacional.

### **2.3.1 Correlações para o coeficiente de transferência de calor**

Nesta seção do trabalho são abordadas as correlações para o coeficiente de transferência de calor em escoamentos monofásicos e bifásicos. As correlações monofásicas serão importantes para o trabalho porque podem ser utilizadas para prever o coeficiente de película de cada fase separadamente, como já feito por Medina (2011). Estes coeficientes para cada fase serão utilizados na previsão do coeficiente de transferência de calor bifásico utilizando uma média ponderada pelo tempo de passagem de cada região da célula unitária. Já as correlações bifásicas serão utilizadas para a validação do modelo proposto.

#### **Escoamento monofásico**

As correlações de transferência de calor monofásico normalmente são expressas em função do número de Reynolds  $Re$ , do número de Prandtl  $Pr$  e do fator de atrito  $f$ . Isto evidencia o fato de que o coeficiente de película é influenciado pela cinemática do escoamento, pelas propriedades do fluido e pela rugosidade da tubulação, respectivamente.

Incropera *et al.* (2008) apresentam diversas correlações da literatura de forma sucinta e de consulta fácil. Neste trabalho, será utilizada a correlação de Gnielinski.

Segundo Lima (2009), esta correlação foi a que apresentou melhores resultados em sua bancada experimental. Também foi a correlação utilizada no modelo de Medina (2011). A correlação de Gnielinski é uma extensão da correlação de Petukhov para números de Reynolds mais baixos, e é dada por:

$$\bar{h}_{\phi}^{SP} = \frac{(f_{\phi}/8)(\text{Re}-1000)\text{Pr}_{\phi}}{1+12,7(f_{\phi}/8)^{1/2}(\text{Pr}_{\phi}^{2/3}-1)} \frac{k_{\phi}}{Dh_{\phi}} \quad (2.46)$$

sendo  $k$  a condutividade térmica do fluido,  $f$  o fator de atrito definido como  $f_{\phi} = [0,079.\ln(\text{Re}_{\phi})-1,64]^{-2}$  e  $Dh$  o diâmetro hidráulico. O subscrito  $\phi$  representa a fase e o índice  $SP$  significa monofásico (*single-phase*).

### Escoamento bifásico

Diversos estudos experimentais foram feitos no intuito de encontrar correlações experimentais para prever o coeficiente de transferência de calor em função das propriedades das duas fases. Algumas correlações foram montadas fazendo-se uma analogia com o escoamento monofásico, outras fazendo uma ponderação com os parâmetros do escoamento bifásico, como o título e a fração de fase, e outras ainda utilizando uma média ponderada pelo tempo de passagem de cada um dos componentes da célula unitária.

As relações que estimam o coeficiente de transferência de calor através de uma analogia com o escoamento monofásico não possuem dependência com o padrão de escoamento e são baseadas nos modelos fechados (Shoham, 2006). Utilizando o modelo de não deslizamento, DeGance e Atherton (1970) propuseram uma correlação para o número de Nusselt do escoamento, eq. (2.48).

Entre as correlações que ponderam os parâmetros do escoamento bifásico está a correlação de Shoham (2006), eq. (2.49). Esta correlação faz uma analogia entre o coeficiente de transferência de calor bifásico e o monofásico do líquido utilizando o parâmetro de Lockhart-Martinelli, eq. (2.50). Esse parâmetro é uma função do título e das razões entre as massas específicas e entre as viscosidades de cada fase.

Também utilizando a mesma ideia de correlacionar o coeficiente bifásico com o monofásico para a fase líquida, Shah (1981) propôs uma correlação em função da razão entre as velocidades superficiais, eq. (2.51). Esta correlação apresentou bons resultados quando comparada aos dados experimentais de Lima (2009) e as simulações com o modelo de seguimento de pistão de Medina (2011).

Camargo (1991) apresentou uma correlação para o coeficiente de película bifásico baseada na média ponderada pelo tempo de passagem de cada um dos componentes da célula unitária:

$$h_{TP} = \frac{\int_0^{t_U} \frac{Q}{S} \frac{dt}{dt_U}}{\int_0^{t_U} (T_W - T) \frac{dt}{dt_U}} \quad (2.47)$$

sendo  $Q$  a taxa de calor transferido por unidade de comprimento,  $S$  o perímetro molhado,  $t_U$  o tempo de passagem da célula unitária,  $T$  a temperatura da mistura e  $T_W$  a temperatura interna da parede. Integrando a expressão no tempo e ponderando pelo tempo de passagem da célula unitária, Camargo chegou às expressões das eqs. (2.52) e (2.53), considerando as condições de contorno de temperatura externa constante e fluxo de calor constante.

Outra correlação que apresentou bons resultados com os dados experimentais de Lima (2009) e com o modelo de Medina (2011) é a correlação de Kim e Ghajar (2006). Esta correlação é uma das mais completas para escoamento bifásico líquido-gás, sendo válida para qualquer padrão de escoamento pela utilização de um fator de padrão. No ano seguinte, Tang e Ghajar (2007) expandiram esta correlação para todas as inclinações utilizando a ideia de fator de inclinação, eq. (2.54).

A Tabela 2.4 apresenta as correlações abordadas para o coeficiente de transferência de calor bifásico. Estas correlações serão utilizadas para validação do modelo proposto no presente trabalho.

Tabela 2.4 – Correlações para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico.

Autor(es)	Correlação	Observações
DeGance e Atherton (1970)	$Nu_{NS} = \frac{h_{NS} D}{k_{NS}} = 0,023 Re_{NS}^{0,8} Pr_{NS}^{1/3} \quad (2.48)$	NS = não deslizamento ( <i>non slip</i> ) k = condutividade térmica
Shoham (2006)	$\frac{h_{TP}}{h_L} = C \left( \frac{1}{X_{TT}} \right)^n \quad (2.49)$ $X_{TT} = \left( \frac{1-X}{X} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0,1} \quad (2.50)$	C, n = constantes X = título X <sub>TT</sub> = parâmetro de Lockhart- Martinelli
Shah (1981)	$\frac{h_{TP}}{h_L} = \left( 1 + \frac{j_G}{j_L} \right)^{0,25} \quad (2.51)$ <p><i>Laminar:</i> <math>Nu_L = 1,86 (Re_L Pr_L D / L)^{1/3} (\mu_m / \mu_w)^{0,14}</math></p> <p><i>Turbulento:</i> <math>Nu_L = 0,023 Re_L^{0,8} Pr_L^{0,4} (\mu_m / \mu_w)^{0,14}</math></p>	$\mu_m$ – viscosidade da mistura avaliada na temperatura da mistura $\mu_w$ – viscosidade da mistura avaliada na temperatura da parede
Camargo (1991)	$h_{TP} = h_{LS} \frac{L_S}{L_U} + \left( \frac{h_{LB} S_{LB} + h_{GB} S_{GB}}{\pi D} \right) \frac{L_B}{L_U} \quad \text{para TEC}$ $\frac{1}{h_{TP}} = \frac{1}{h_{LS}} \frac{L_S}{L_U} + \left( \frac{\pi D}{h_{LB} S_{LB} + h_{GB} S_{GB}} \right) \frac{L_B}{L_U} \quad \text{para FCC}$	TEC = Temperatura Externa Constante FCC = Fluxo de Calor Constante
Kim e Ghajar (2006) e aprimorada por Tang e Ghajar (2007)	$\frac{h_{TP}}{h_L} = F_P \left\{ 1 + C \left[ \left( \frac{X}{1-X} \right)^m \left( \frac{1-F_P}{F_P} \right)^n \left( \frac{Pr_G}{Pr_L} \right)^p \left( \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^q I^r \right] \right\} \quad (2.54)$ $F_S = \frac{2}{\pi} \tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{\rho_G (U_G - U_L)^2}{gD(\rho_L - \rho_G) \cos \gamma}} \right)$ $I = 1 + \frac{gD(\rho_L - \rho_G) \sin \gamma}{\rho_L j_L^2}$	C, m, n, p, q, r = constantes dependentes do padrão de escoamento F <sub>s</sub> = fator de forma F <sub>P</sub> = fator de padrão de escoamento, com F <sub>P</sub> = f(F <sub>s</sub> , fração de gás na célula unitária), verificar artigo original para maior detalhamento I = fator de inclinação X = título

Subscritos:  $\phi = L, G$ 

G = gás

S = pistão (*slug*)U = célula unitária (*unit cell*)

L = líquido

TP = *two-phase*

B = bolha

Números adimensionais:

Reynolds:  $Re_\phi = \rho_\phi U_\phi D / \mu_\phi$ Nusselt:  $Nu_\phi = h_\phi D / k_\phi$ Prandtl:  $Pr_\phi = \nu_\phi / \alpha_\phi$ 

**Observação:** as variáveis características de cada correlação desta tabela não constam na lista de símbolos para evitar conflitos de nomenclatura.

## 2.4 Comentários finais

Neste capítulo do presente trabalho foi apresentada uma revisão dos estudos desenvolvidos sobre o escoamento bifásico em golfadas tanto na parte hidrodinâmica quanto na parte de transferência de calor. Esta revisão bibliográfica teve como enfoque o entendimento do fenômeno e a explicitação das equações constitutivas e correlações experimentais que serão utilizadas para o fechamento do modelo que será proposto ou para a validação dos seus resultados.

A partir da revisão, ficou clara a carência dos modelos matemáticos para a simulação do perfil de temperaturas e do coeficiente de transferência de calor considerando a hidrodinâmica do escoamento. Neste contexto, neste trabalho se propõe o desenvolvimento de um modelo estacionário para o escoamento bifásico líquido-gás em golfadas com transferência de calor em tubulações horizontais. O modelo a ser desenvolvido dará continuidade ao trabalho de Medina *et al.* (2010), porém enfocando a temperatura da mistura e não a temperatura de cada estrutura da célula unitária separadamente. Além disto, será tratado o fenômeno de troca térmica entre duas células vizinhas, conhecido como *scooping ou scooping* térmico.

### 3 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo do trabalho é desenvolvida a modelagem matemática do escoamento bifásico em golfadas com transferência de calor. Primeiramente será feita a modelagem hidrodinâmica seguindo o modelo de Górski (2008) e readaptando-o para o caso de transferência de calor. A segunda parte do capítulo foca na modelagem da transferência de calor, que representa o núcleo do presente trabalho.

#### 3.1 Modelagem hidrodinâmica

A modelagem hidrodinâmica será feita em três etapas. A primeira etapa consiste em aplicar a conservação da massa de gás e de líquido na célula unitária para encontrar as velocidades do líquido no pistão, do gás na bolha alongada e do líquido do filme. A segunda etapa consiste em aplicar a conservação da quantidade de movimento do líquido na célula unitária para encontrar a queda de pressão. Já a terceira etapa consiste em analisar dois modelos de fechamento para o cálculo do comprimento da bolha, do comprimento do pistão e da fração de gás na bolha.

Durante a modelagem hidrodinâmica do escoamento em golfadas, serão adotadas algumas hipóteses, conforme listadas a seguir.

- i. O escoamento é horizontal, estacionário e unidimensional;
- ii. Os fluidos são newtonianos;
- iii. O gás é ideal e calorificamente perfeito;
- iv. O líquido é incompressível;
- v. O escoamento é garantido com padrão em golfadas;
- vi. O perfil de velocidades é uniforme dentro de cada estrutura da célula unitária ( $\phi = LS, LB, GB$ );
- vii. O escoamento é periódico;
- viii. As bolhas dispersas no pistão estão homogeneamente distribuídas;
- ix. Será utilizada a altura média do filme de líquido em toda a bolha alongada;

- x. As hipóteses viii e ix implicam em frações de fase homogêneas na região da bolha e na região do pistão ( $R_{LS}$  constante no pistão e  $R_{GB}$  constante na bolha);
- xi. O filme de líquido não contém bolhas dispersas;
- xii. A pressão na bolha alongada é constante;
- xiii. Será analisada apenas a conservação da quantidade de movimento do líquido. A quantidade de movimento do gás é desprezível em relação ao líquido devido à sua baixa densidade;
- xiv. As tensões cisalhantes da bolha alongada e da interface serão desprezadas por serem muito menores que as tensões cisalhantes do líquido no pistão e no filme.

### 3.1.1 Conservação da massa

A equação da conservação da massa é aplicada para encontrar a velocidade de cada um dos componentes da célula unitária, ou seja, as velocidades do líquido no pistão  $U_{LS}$ , do gás na bolha alongada  $U_{GB}$  e do líquido no filme  $U_{LB}$ . Para o fechamento da conservação da massa é necessário o conhecimento da velocidade das bolhas dispersas  $U_{GS}$ , que é calculado a partir da eq. (2.25). Para escoamento horizontal, esta velocidade é igual à velocidade superficial da mistura  $J$ .

A equação de conservação da massa em sua formulação integral pode ser escrita como (Fox e McDonald, 2006):

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho d\forall + \int_{SC} \rho \bar{U} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (3.1)$$

sendo  $\forall$  o volume,  $VC$  o volume de controle e  $SC$  a superfície de controle. A primeira parte da equação corresponde à variação temporal de massa dentro do volume de controle e a segunda parte corresponde aos fluxos líquidos atravessando as fronteiras do volume de controle. Considerando o escoamento como estacionário, todas as variações com o tempo são nulas e a primeira parcela da equação desaparece. Considerando também os perfis de velocidade como uniformes, a integral acaba se tornando apenas um somatório dos produtos das velocidades pelas áreas, sempre respeitando os sentidos de entrada e saída na superfície de controle:

$$\sum U_{\phi} A_{\phi} = 0 \quad (3.2)$$

Aplicando-se a conservação da massa do gás para o volume de controle da Figura 3.1a, volume de controle euleriano indeformável viajando com a velocidade da frente da bolha alongada  $U_T$ , encontra-se:

$$\rho_G (U_{GB} - U_T) AR_{GB} - \rho_G (U_{GS} - U_T) AR_{GS} = 0 \quad (3.3)$$

sendo  $AR_{\phi}$  a área ocupada por cada um dos componentes da célula unitária  $\phi = GB, GS$ . As velocidades consideradas na conservação da massa são as velocidades diferenciais e o sinal negativo indica entrada de massa no volume de controle. Ainda considerando que a pressão na bolha alongada é constante (atrito do gás é baixo devido à sua baixa viscosidade), o volume específico do gás pode ser considerado constante nessa equação. Reorganizando a equação, dividindo pela seção transversal e fazendo  $R_{GS} = 1 - R_{LS}$ , encontra-se:

$$U_{GB} = U_T - (U_T - U_{GS}) \frac{(1 - R_{LS})}{R_{GB}} \quad (3.4)$$

que expressa uma relação da velocidade da bolha alongada com os outros parâmetros da célula unitária.

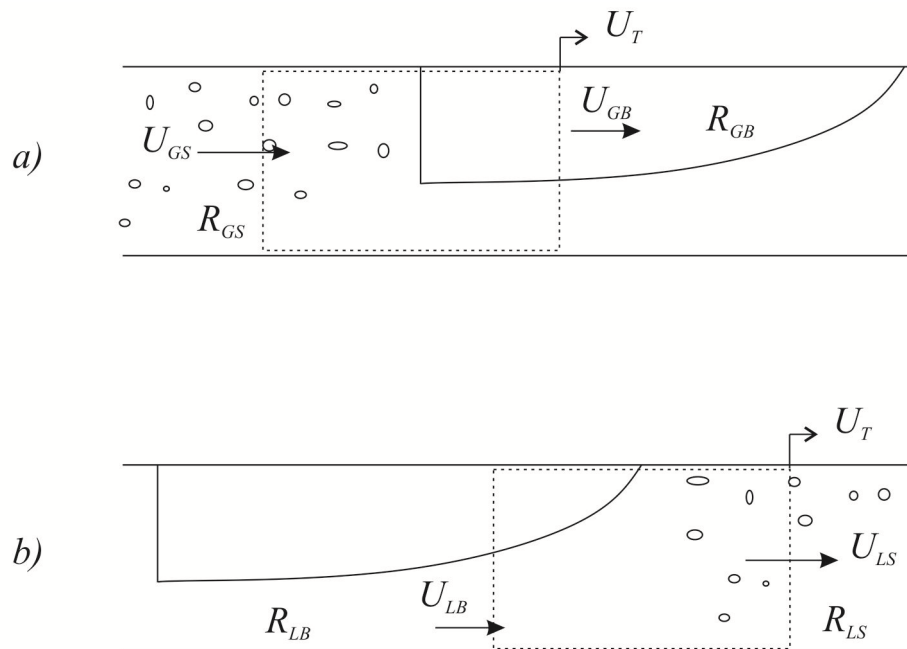


Figura 3.1 – Volumes de controle para aplicação da conservação da massa: a) do gás e b) do líquido na célula unitária.



A velocidade da frente da bolha alongada  $U_T$ , a velocidade das bolhas dispersas e a fração de líquido no pistão são tratadas por equações constitutivas. A fração de gás na bolha alongada será tratada posteriormente no trabalho.

Da mesma maneira, aplica-se a conservação da massa do líquido no volume de controle da Figura 3.1b:

$$\rho_L(U_{LB} - U_T)AR_{LB} - \rho_L(U_{LS} - U_T)AR_{LS} = 0 \quad (3.5)$$

Sendo o líquido incompressível, o seu volume específico  $\rho_L$  é constante. Reorganizando e dividindo pela área, encontra-se uma expressão para a velocidade do filme de líquido em função das velocidades da célula unitária e do pistão e das frações de fase:

$$U_{LB} = U_T - (U_T - U_{LS}) \frac{R_{LS}}{R_{LB}} \quad (3.6)$$

Para a determinação da velocidade do líquido no pistão, utiliza-se a hipótese que a velocidade superficial da mistura é constante em cada seção da célula unitária (Shoham, 2006). A velocidade superficial da mistura é a soma das velocidades superficiais das fases, que por sua vez são a velocidade de cada fase multiplicada por sua fração volumétrica:

$$J = j_L + j_G = U_{LS}R_{LS} + U_{GS}(1 - R_{LS}) \quad (3.7)$$

Reorganizando para a velocidade de líquido no pistão:

$$U_{LS} = \frac{J - U_{GS}(1 - R_{LS})}{R_{LS}} \quad (3.8)$$

Assim, a aplicação do balanço de massa proporciona expressões para o cálculo das velocidades do gás na bolha alongada, do líquido no filme e do líquido no pistão.

### 3.1.2 Conservação da quantidade de movimento

A aplicação da conservação da quantidade de movimento na célula unitária é importante para encontrar a queda de pressão do escoamento. Fox e McDonald (2006) definem a conservação da quantidade de movimento em sua formulação integral como:

$$\sum \vec{F} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho \bar{U} dV + \int_{SC} \bar{U} \rho \bar{U} \cdot d\vec{A} \quad (3.9)$$

sendo que o primeiro termo representa o somatório das forças atuantes sobre o volume de controle, o segundo a variação no tempo da quantidade de movimento dentro volume de controle e o terceiro o fluxo líquido de quantidade de movimento entrando ou saindo pelas superfícies de controle. Considerando o escoamento como estacionário, o segundo termo anula-se. Como o modelo adotado neste trabalho é um modelo estacionário, no qual as equações de balanço são aplicadas em cada célula unitária pontualmente na tubulação, não existe uma rastreabilidade das células vizinhas. Logo, os fluxos de quantidade de movimento entre duas células unitárias são desprezados, anulando o terceiro termo. Para levar em consideração este fluxo é necessária a utilização de um modelo de seguimento de pistões, que não é o enfoque do presente trabalho.

Logo, a conservação da quantidade de movimento torna-se um simples balanço de forças na célula unitária. Este balanço de forças pode ser tratado como a variação da pressão na célula unitária, já que a seção transversal da tubulação é constante. O gradiente de pressão da tubulação é definido como:

$$\lambda = \frac{dP}{dz} \quad (3.10)$$

Integrando o gradiente de pressão ao longo do comprimento  $L$  da tubulação e tomando o ponto de saída como referência, onde  $P_{saída} = P_{atm}$ , obtém-se:

$$P_{(z)} - P_{atm} = - \int_z^L \lambda(z) \cdot dz \quad (3.11)$$

sendo  $z$  a posição na tubulação, com  $0 \leq z \leq L$  e  $z = L$  na saída do duto. Caso o gradiente de pressão seja considerado constante ao longo da tubulação, a pressão apresenta uma forma linear ao longo do comprimento:

$$P_{(z)} = -\lambda(L - z) + P_{atm} \quad (3.12)$$

Não é possível a determinação da queda de pressão ao longo de todo o duto diretamente. Entretanto, pode-se calcular o gradiente de pressão  $\lambda_U$  para uma célula unitária, definido como:

$$\lambda_U = \frac{P_{tras/U} - P_{diant/U}}{L_U} \quad (3.13)$$

sendo  $P_{tras/U}$  e  $P_{diant/U}$  as pressões na traseira e na dianteira da célula unitária, respectivamente. Aplicando a conservação da quantidade de movimento no volume de controle da Figura 3.2, encontra-se essa diferença de pressão:

$$(P_{tras/U} - P_{diant/U})A = \tau_{LS}S_{LS}L_S + \tau_{LB}S_{LB}L_B + \tau_{GB}S_{GB}L_B + \tau_i S_i L_B \quad (3.14)$$

Esta equação representa a queda de pressão na célula unitária em função dos atritos do líquido no pistão, do líquido no filme e do gás na bolha, representados pelas tensões de cisalhamento  $\tau_{LS}$ ,  $\tau_{LB}$  e  $\tau_{GB}$ . O atrito na interface, representado pela tensão de cisalhamento  $\tau_i$ , é uma força interna ao volume de controle, mas entra no balanço por produzir perda de carga. Os produtos  $S_\phi L_\phi$  são as áreas de contato que multiplicam as tensões cisalhantes, representados pela multiplicação entre o perímetro molhado  $S_\phi$  e o comprimento da região  $L_\phi$ . Os perímetros molhados constam na Tabela 2.1 e as tensões de cisalhamento constam na Tabela 2.3.

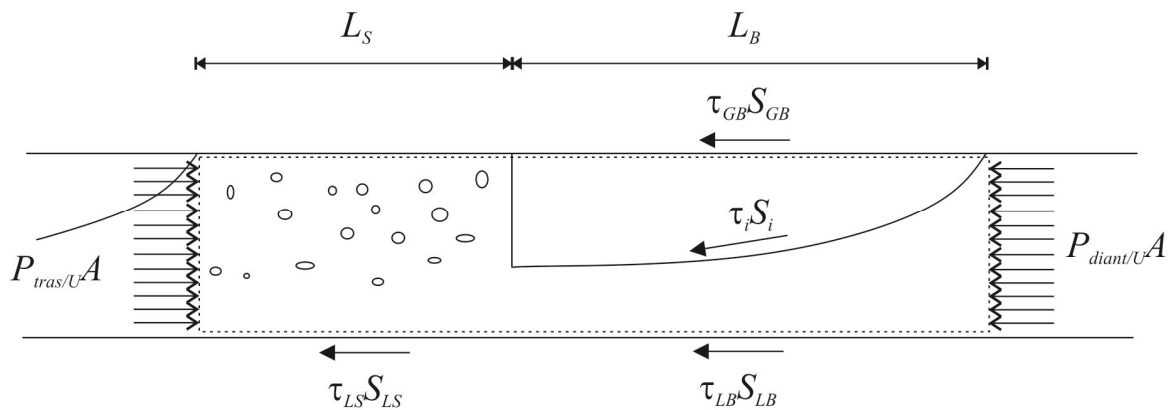


Figura 3.2 – Volume de controle na célula unitária para aplicação da conservação da quantidade de movimento.

O termo gravitacional não aparece no balanço da quantidade de movimento porque o escoamento é horizontal. Além disso, o perímetro molhado pelo líquido no pistão vale  $S_{LS} = \pi D$ . Ainda, o atrito do gás pode ser desprezado devido à sua baixa viscosidade em relação ao líquido. Também o atrito na interface pode ser desprezado devido ao seu baixo valor comparado ao atrito da fase líquida com a

parede. Assim, a queda de pressão na célula unitária pode ser expressa em função dos atritos do líquido no pistão e no filme:

$$P_{tras/U} - P_{diam/U} = \frac{\tau_{LS}\pi DL_S + \tau_{LB}S_{LB}L_B}{A} \quad (3.15)$$

Dividindo pelo comprimento da célula unitária, encontra-se o gradiente de pressão:

$$\lambda_U = \frac{\tau_{LS}\pi DL_S + \tau_{LB}S_{LB}L_B}{AL_U} \quad (3.16)$$

### 3.1.3 Fechamento do modelo hidrodinâmico

Para o fechamento do modelo hidrodinâmico é necessário, além das equações constitutivas já abordadas, a determinação do comprimento da bolha, do comprimento do pistão e da fração de gás na bolha. Górski (2008) propôs a utilização de quatro modelos diferentes, sendo eles:

- a) Modelo de Rodrigues *et al.* (2006)
- b) Modelo de Fagundes Netto (1999)
- c) Modelo de Taitel e Barnea (1990b)
- d) Modelo de Aluf Orell (2004)

Os quatro modelos foram testados em um simulador criado em linguagem Fortran por Górski (2008). O modelo de Fagundes Netto (1999) apresentou problemas de convergência de natureza desconhecida. O modelo de Taitel e Barnea (1990b) apresentou algumas instabilidades pontuais, exibindo *spikes* (picos não fenomenológicos) em alguns gráficos de saída das variáveis do escoamento, tais como o comprimento e a velocidade da bolha. Estas instabilidades variam com o tamanho da malha adotada, apontando para uma instabilidade de natureza numérica. Porém, o modelo de Taitel e Barnea (1990b) é interessante porque utiliza a conservação da quantidade de movimento para modelar o perfil da bolha alongada, sem necessitar da equação constitutiva para o fator de intermitência.

Já o modelo de Rodrigues *et al.* (2006) é um modelo simples e computacionalmente pouco dispendioso em relação ao modelo de Taitel e Barnea

(1990b) e que também apresenta bons resultados. Logo, estes dois últimos modelos serão tratados neste trabalho.

O modelo de Aluf Orell (2004) não será tratado no presente trabalho porque representa uma simplificação do modelo de Taitel e Barnea (1990b) e seus resultados são, em geral, menos precisos.

### **Modelo de Rodrigues *et al.* (2006)**

O modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006) considera a altura do filme constante ao longo do comprimento da bolha alongada. Logo, a fração de gás na região da bolha alongada também é considerada constante. Este modelo foi proposto para escoamentos horizontais, levemente inclinados e verticais.

O modelo manipula as definições da frequência do escoamento, eq. (2.29), e do fator de intermitência, eq. (2.31), para calcular o comprimento da bolha:

$$L_B = \frac{U_T \cdot \beta}{freq} \quad (3.17)$$

Nesta equação, percebe-se que comprimento da bolha varia ao longo da tubulação em função do produto da velocidade de translação da célula unitária e do fator de intermitência. A frequência é considerada constante ao longo do duto, hipótese simplificadora do modelo. Para o cálculo do comprimento do pistão, basta utilizar a definição do fator de intermitência. Isolando-se o comprimento do pistão, tem-se:

$$L_S = L_B \left( \frac{1-\beta}{\beta} \right) \quad (3.18)$$

Para o cálculo da fração de vazio na bolha, utiliza-se um balanço de massa de gás nesta região, obtendo-se:

$$R_{GB} = \frac{j_G}{L_B \cdot freq} \quad (3.19)$$

### Modelo de Taitel e Barnea (1990b)

O modelo de Taitel e Barnea (1990b) é um dos mais completos por considerar a variação da altura do filme de líquido. Em seu trabalho, eles aplicaram a equação da conservação da quantidade de movimento tanto para o líquido no filme quanto para o gás na bolha alongada nos volumes de controle da Figura 3.3. Eles consideraram todos os ângulos de inclinação da tubulação. A partir disso, eles obtiveram:

$$\rho_L V_{LB} \frac{dV_{LB}}{dz} = -\frac{dP}{dz} + \frac{\tau_{LB} S_{LB}}{A_{LB}} - \frac{\tau_i S_i}{A_{LB}} + \rho_L g \sin \gamma - \rho_L g \cos \gamma \frac{dH_{LB}}{dz} \quad (3.20)$$

$$\rho_G V_{GB} \frac{dV_{GB}}{dz} = -\frac{dP}{dz} + \frac{\tau_{GB} S_{GB}}{A_{GB}} + \frac{\tau_i S_i}{A_{GB}} + \rho_G g \sin \gamma - \rho_G g \cos \gamma \frac{dH_{LB}}{dz} \quad (3.21)$$

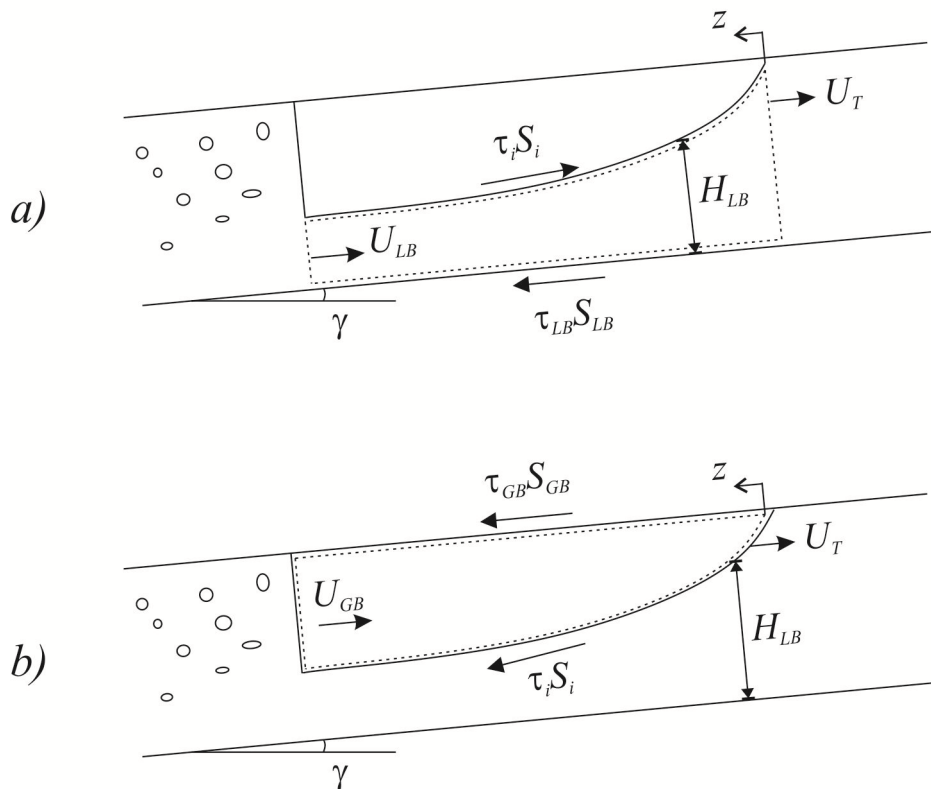


Figura 3.3 – Volume de controle para a aplicação da conservação da quantidade de movimento: a) do líquido no filme e b) do gás na bolha alongada para encontrar o perfil de bolha de Taitel e Barnea (1990b).

sendo as velocidades relativas do líquido no filme e do gás na bolha alongada dadas respectivamente por  $V_{LB} = U_T - U_{LB}$  e  $V_{GB} = U_T - U_{GB}$ .  $H_{LB}$  é a altura do filme de líquido e  $z$  é a coordenada na direção do escoamento. Eliminando o gradiente de pressão das duas equações, obtém-se:

$$\frac{dH_{LB}}{dz} = \frac{\frac{\tau_{LB} S_{LB}}{A_{LB}} - \frac{\tau_{GB} S_{GB}}{A_{GB}} - \tau_i S_i \left( \frac{1}{A_{LB}} + \frac{1}{A_{GB}} \right) + (\rho_L - \rho_G) g \sin \gamma}{(\rho_L - \rho_G) g \cos \gamma - \rho_L \frac{V_{LB}^2}{R_{LB}} \frac{dR_{LB}}{dH_{LB}} - \rho_G \frac{V_{GB}^2}{R_{GB}} \frac{dR_{LB}}{dH_{LB}}} \quad (3.22)$$

que é uma equação diferencial da altura da bolha em relação ao seu comprimento em função dos parâmetros do escoamento na bolha alongada e no filme de líquido. Em outras palavras, esta equação define o perfil da bolha. Esta equação pode ser integrada em  $dz$ , e para cada passo pode-se calcular o valor médio da altura do filme e a fração de gás na região da bolha:

$$R_{GB} = 1 - \frac{H_{LB}}{D} \quad (3.23)$$

O processo de integração para obter o perfil da bolha alongada, eq. (3.22), deve possuir um critério de parada. Aplicando a conservação da massa de líquido na célula unitária, encontra-se:

$$\dot{m}_L = U_{LS} A R_{LS} \rho_L \frac{L_S}{L_U} + \frac{1}{L_U} \int_0^{L_B} U_{LB} A R_{LB} \rho_L dz \quad (3.24)$$

Considerando a fração média de líquido no filme  $R_{LB}$ , esta integração é simplificada a um produto. As razões entre os comprimentos de cada região e o comprimento da célula unitária são utilizados como fatores de ponderação, sendo similares à utilização do tempo de passagem de cada região devido à frequência ser constante. Utilizando a definição da vazão mássica do líquido, eq. (2.7), o balanço de massa da célula unitária fica:

$$j_L = U_{LS} R_{LS} \frac{L_S}{L_U} + U_{LB} R_{LB} \frac{L_B}{L_U} \quad (3.25)$$

Utilizando a eq. (3.6), que expressa a relação entre a velocidade do filme  $U_{LB}$  e os outros parâmetros da célula unitária, chega-se a seguinte equação:

$$\frac{L_U (U_{LS} R_{LS} - j_L)}{U_T} = R_{GB} L_B - L_B (1 - R_{LS}) \quad (3.26)$$

O lado esquerdo dessa equação representa uma constante, pois os valores não mudam conforme a eq. (3.22) para o perfil da bolha é integrada. Já o lado direito da equação varia durante o processo de integração da eq. (3.22), devido às mudanças na fração média de gás na bolha  $R_{GB}$  e no valor do comprimento da bolha  $L_B$ . A eq. (3.26) é utilizada como critério de parada para a integração do perfil da bolha, eq. (3.22).

O comprimento da bolha é calculado como a soma de todos os passos  $dz$  percorridos até o momento. Quando a igualdade da eq. (3.26) é atingida, encontra-se simultaneamente a altura média do filme de líquido, a fração de gás na bolha alongada e o comprimento da bolha.

Ainda é necessário saber, de antemão, o comprimento da célula unitária. Aplicando-se a definição da frequência do escoamento, eq. (2.29), encontra-se que:

$$L_U = \frac{U_T}{freq} \quad (3.27)$$

Sabendo que o comprimento da célula unitária é a soma dos comprimentos da bolha e do pistão, encontra-se o comprimento do pistão:

$$L_S = L_U - L_B \quad (3.28)$$

O modelo de Taitel e Barnea (1990b) utiliza uma equação constitutiva a menos que o modelo de Rodrigues *et al.* (2006), a equação constitutiva para o fator de intermitência. Porém, é computacionalmente mais dispendioso, mais difícil de implementar e sujeito à divergência no processo de integração numérica da equação diferencial do perfil da bolha alongada, eq. (3.22). Ao utilizar o modelo de Taitel e Barnea (1990b), deve-se sempre tomar cuidado com os valores assumidos pela altura do filme de líquido ao longo do comprimento da bolha e se eles representam realmente o fenômeno, sendo necessário descartar resultados para  $H_{LB}$  negativos caso eles ocorram.



### 3.2 Modelagem da transferência de calor

Nessa seção do trabalho é desenvolvido o modelo estacionário de transferência de calor para escoamentos bifásicos líquido-gás em golfadas horizontais, considerando as condições de contorno de fluxo de calor constante na parede e temperatura externa constante. O desenvolvimento deste modelo é o foco deste trabalho.

Sabe-se que a fase líquida troca mais calor com a parede da tubulação devido ao seu alto calor específico e condutividade térmica quando comparado à fase gasosa. Logo, apenas a fase líquida será analisada durante os balanços de energia. Dessa forma, a troca de calor acontece principalmente no líquido do pistão e do filme. Percebe-se imediatamente que os perímetros de troca de calor de cada uma destas regiões da célula unitária são diferentes. Além disso, as velocidades e os diâmetros hidráulicos de cada região também são diferentes, o que afeta o seu número de Reynolds e, conseqüentemente, o seu coeficiente de película.

Essas diferenças na geometria e na dinâmica de cada região provocam uma distribuição não uniforme da temperatura ao longo da célula unitária. Esta temperatura será tratada como uma temperatura local  $T_l$  e é apresentada Figura 3.4. A partir desta figura, são ainda definidas as temperaturas da frente do pistão  $T_U$ , da fronteira entre o pistão e o filme de líquido  $T_N$  e da traseira do filme de líquido  $T_D$ . A variação da temperatura em uma célula unitária é definida como  $\Delta T_U$  e será utilizada para calcular a troca de calor entre duas células unitárias vizinhas ocasionada pelo fluxo de energia nas fronteiras da célula, fenômeno que também é conhecido como *scooping* térmico.

Porém, as temperaturas locais de cada célula unitária não são medidas experimentalmente. Para medir as temperaturas locais, seria necessário detectar qual região da célula unitária está passando em cada instante durante a medição, o que não é feito devido ao isolamento térmico ser opaco. Ao invés disso, as medidas experimentais são conduzidas para a temperatura da mistura  $T_m$ . A temperatura da mistura é uma média entre as temperaturas de cada fase em cada região da célula unitária, levando em consideração as suas vazões mássicas e calores específicos. Em outras palavras, ela pode ser considerada como a temperatura resultante em um

misturador adiabático de dois escoamentos distintos, tais como representados na Figura 3.5. Realizando-se um balanço de energia na célula unitária:

$$E_U = E_{LS} + E_{LB} + E_{GS} + E_{GB} \quad (3.29)$$

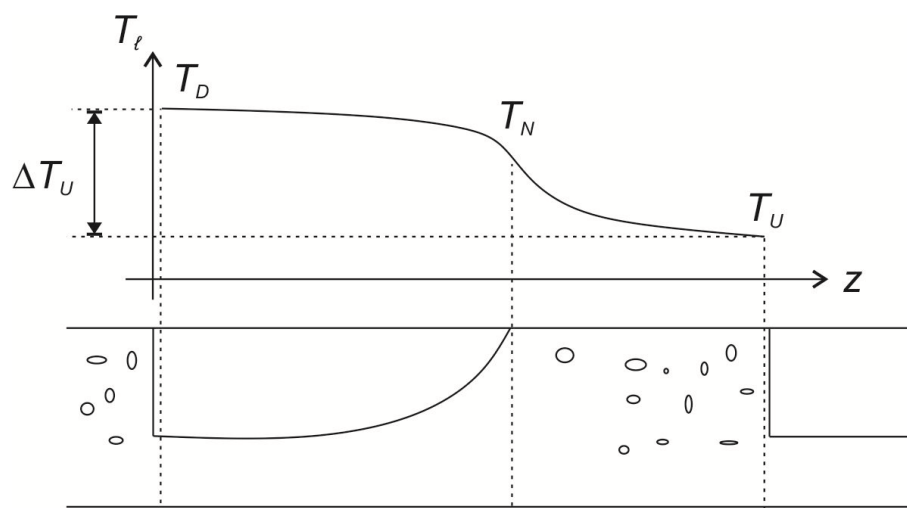


Figura 3.4 – Representação da temperatura local de uma célula unitária.

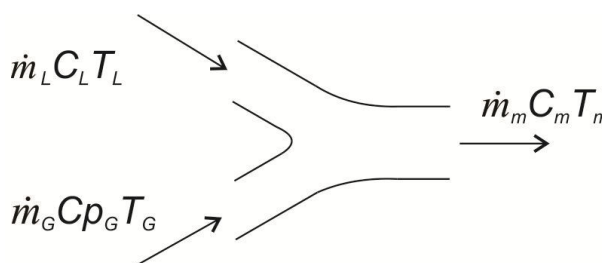


Figura 3.5 – A temperatura da mistura pode ser interpretada como a temperatura final resultante de dois escoamentos em um misturador adiabático.

Esta equação indica que a energia da célula unitária é a soma da energia de cada uma das estruturas da célula unitária. Desprezando-se as energias cinética e potencial, as energias podem ser expressas em função do calor específico, da vazão mássica e da temperatura:

$$\dot{m}_U C_m T_m = \dot{m}_{LS} C_L T_{LS} + \dot{m}_{LB} C_L T_{LB} + \dot{m}_{GS} C_p G T_{GS} + \dot{m}_{GB} C_p G T_{GB} \quad (3.30)$$

sendo  $C_m$  e  $C_L$  o calor específico da mistura e da fase líquida,  $C_p G$  o calor específico a pressão constante do gás e  $\dot{m}_U$  a vazão mássica da célula unitária. As

temperaturas  $T_\phi$  e as vazões mássicas  $m_\phi$  são referentes aos componentes da célula unitária, com  $\phi = LB, LS, GS, GB$ . Como o produto entre o calor específico e a vazão mássica para o líquido é muito maior que para do gás, pode-se aproximar  $C_m \approx C_L$ . Também se sabe que as vazões volumétricas das fases no escoamento em golfadas possuem a mesma ordem de grandeza, conforme indicado no mapa de fluxo da Figura 1.2. Como a densidade específica do líquido é muito maior que a do gás, pode-se aproximar  $\dot{m}_U \approx \dot{m}_L$ . Ainda, tem-se que  $\dot{m}_L C_L \gg \dot{m}_G C_{pG}$ . Logo, da eq. (3.30) tem-se que a temperatura da mistura é função apenas da parte líquida do escoamento:

$$T_m = \frac{\dot{m}_{LS} T_{LS} + \dot{m}_{LB} T_{LB}}{\dot{m}_L} \quad (3.31)$$

Expressando as vazões mássicas do pistão, do filme e da fase líquida, e considerando o líquido como incompressível, encontra-se:

$$T_m = \frac{U_{LS} R_{LS} T_{LS} + U_{LB} R_{LB} T_{LB}}{U_{LS} R_{LS} + U_{LB} R_{LB}} \quad (3.32)$$

A Figura 3.6 apresenta a distribuição da temperatura da mistura e da temperatura local do escoamento em golfadas ao longo da tubulação.

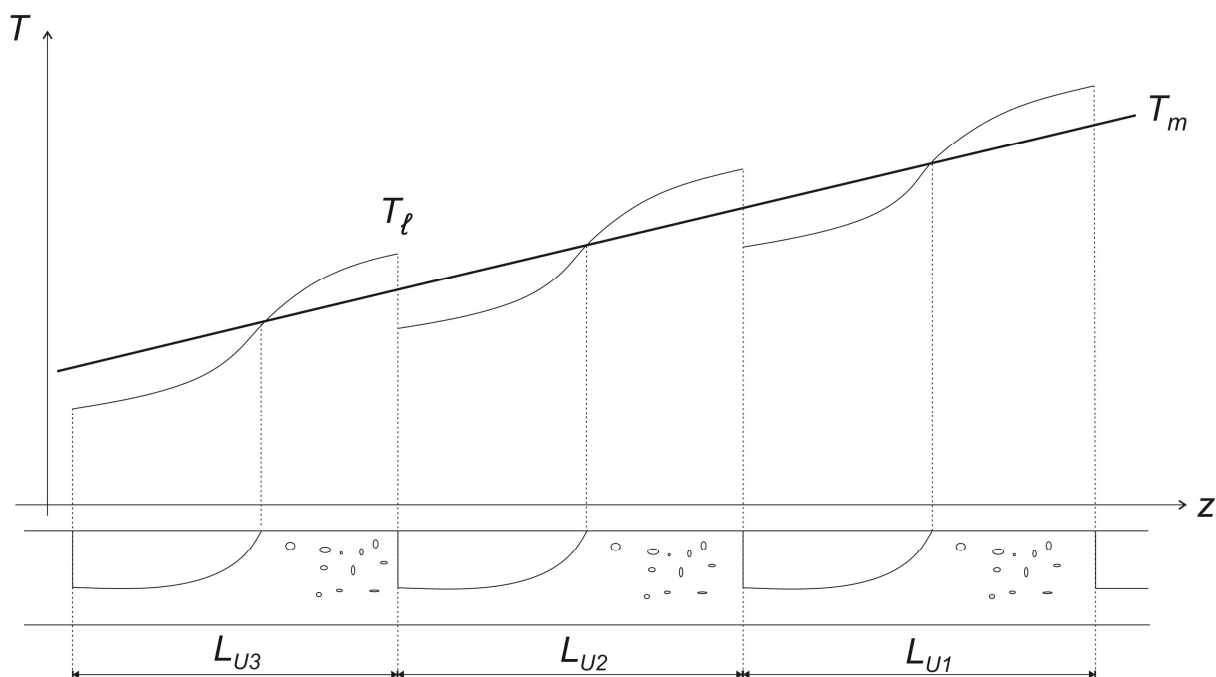


Figura 3.6 – Distribuição da temperatura local e da temperatura da mistura do escoamento em golfadas ao longo da tubulação.

O enfoque da modelagem matemática do presente trabalho é a temperatura da mistura, já que é esta a temperatura medida experimentalmente. Porém, deve-se levar em consideração a temperatura local, já que ela é responsável pelo fluxo de energia térmica entre duas células unitárias vizinhas. Logo, o campo de temperaturas local da célula unitária também é modelado.

Para o presente modelo de transferência de calor, são consideradas as seguintes hipóteses simplificadoras:

- i. Perfil de velocidades uniforme
- ii. Condições de contorno de Temperatura Externa Constante (*TEC*) e Fluxo de Calor Constante (*FCC*)
- iii. O termo condutivo da equação de balanço de energia em sua forma diferencial será desprezado.
- iv. escoamento unidimensional.
- v. Fluidos newtonianos.
- vi. escoamento estacionário.
- vii. Energia cinética e potencial desprezíveis.
- viii. A energia interna pode ser expressa em função do calor específico e da variação de temperatura, eq. (2.19).
- ix. A energia da fase gasosa é desprezível em relação à da fase líquida devido a grande diferença entre seus calores específicos e vazões mássicas.
- x. Não existe mudança de fase (evaporação/condensação do líquido ou dissolução de gás).

### **3.2.1 Modelo da temperatura local**

O modelo de temperatura local é necessário para o fenômeno de troca térmica entre duas células unitárias. Para isto, o balanço de energia do líquido no pistão e no filme será aplicado para o volume de controle infinitesimal apresentado na Figura 3.7. Como este volume de controle é estacionário, passam por ele tanto o pistão quanto o filme de líquido. A conservação da energia em sua forma diferencial é dada por (Rosa, 2014):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \hat{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \hat{u}) = \nabla \cdot \vec{q}_K + q''' \quad (3.33)$$

sendo  $\hat{u}$  a energia interna específica,  $\vec{U}$  o vetor velocidade,  $\vec{q}_K$  o vetor de fluxo de calor por condução e  $q'''$  as fontes ou sumidouros volumétricos de calor. Ainda será utilizado o fato de que a derivada da temperatura em relação ao tempo pode ser expressa como uma derivada em relação ao espaço multiplicada pela velocidade de translação  $U_T$ :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{dT}{dz} \frac{dz}{dt} = U_T \frac{dT}{dz} \quad (3.34)$$

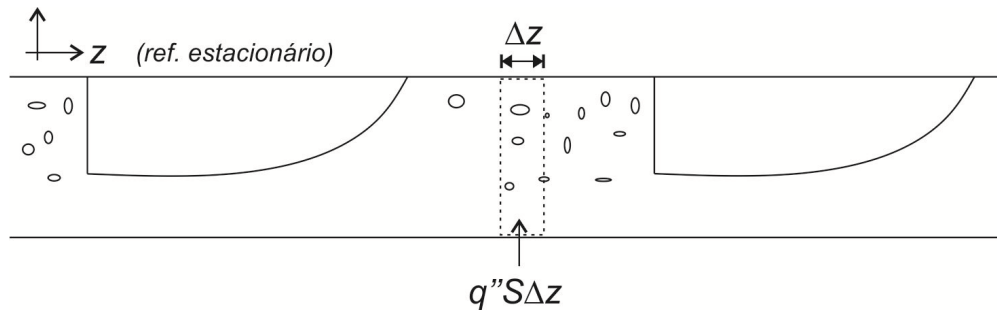


Figura 3.7 – Volume de controle infinitesimal e estacionário utilizado para aplicação da conservação da energia do líquido no pistão e no filme.

### Conservação da energia do líquido no pistão

Aplicando-se o balanço de energia para a fase líquida no caso de um pistão estar passando pelo volume de controle da Figura 3.7, encontra-se:

$$\frac{d}{dt}(\rho_L R_{LS} A C_L T_{LS}) \Delta z + \rho_L R_{LS} A C_L U_{LS} \frac{dT_{LS}}{dz} \Delta z = q'' S_{LS} \Delta z \quad (3.35)$$

O perímetro molhado pelo pistão é igual ao perímetro da tubulação  $S_{LS} = S$ . Considerando o perfil de velocidades do escoamento como uniforme e o líquido como incompressível:

$$\rho_L R_{LS} A C_L \frac{dT_{LS}}{dt} + \rho_L R_{LS} A C_L U_{LS} \frac{dT_{LS}}{dz} = q'' S \quad (3.36)$$

Sabendo-se que  $dT_{LS} / dt = U_T dT_{LS} / dz$ , logo:

$$\rho_L R_{LS} A (U_T + U_{LS}) C_L \frac{dT_{LS}}{dz} = q'' S \quad (3.37)$$

Esta equação diferencial representa a variação da temperatura do líquido no pistão em função do fluxo de calor trocado com a parede da tubulação. Para simplificar a solução do problema, define-se a seguinte variável:

$$\dot{m}_{LS} = \rho_L R_{LS} A (U_T + U_{LS}) \quad (3.38)$$

que não representa a vazão mássica do líquido no pistão.

As condições de contorno afetam o termo do lado direito da eq. (3.37). Aplicando-se as condições de contorno, tem-se que:

$$\dot{m}_{LS} C_L \frac{dT_{LS}}{dz} = h_{LS} S (T_W - T_{LS}) \quad \text{para TEC} \quad (3.39)$$

$$\dot{m}_{LS} C_L \frac{dT_{LS}}{dz} = q'' S \quad \text{para FCC} \quad (3.40)$$

Resolvendo a equação diferencial para as duas condições de contorno, encontra-se:

$$\frac{T_W - T_U}{T_W - T_N} = \exp\left(-\frac{h_{LS} S L_S}{\dot{m}_{LS} C_L}\right) \quad \text{para TEC} \quad (3.41)$$

$$T_U - T_N = \frac{q'' S L_S}{\dot{m}_{LS} C_L} \quad \text{para FCC} \quad (3.42)$$

sendo  $T_U$  e  $T_N$  as temperaturas na dianteira e na traseira do pistão e  $T_W$  a temperatura na parede da tubulação. Estas duas equações representam a variação da temperatura local do líquido na região do pistão em função das condições de contorno e dos parâmetros hidrodinâmicos do escoamento.

### Conservação da energia do líquido no filme

Analogamente, será aplicada a conservação da energia do líquido no caso do filme passando pelo volume de controle da Figura 3.7:

$$\frac{d}{dt} (\rho_L R_{LB} A C_L T_{LB}) \Delta z + \rho_L R_{LB} A C_L U_{LB} \frac{dT_{LB}}{dz} \Delta z = q'' S_{LB} \Delta z \quad (3.43)$$

Considerando o perfil de velocidades do escoamento como uniforme e o líquido como incompressível:

$$\rho_L R_{LB} A C_L \frac{dT_{LB}}{dt} + \rho_L R_{LB} A C_L U_{LB} \frac{dT_{LB}}{dz} = q'' S_{LB} \quad (3.44)$$

Considerando  $dT_{LS} / dt = U_T dT_{LS} / dx$ , logo:

$$\rho_L R_{LB} A (U_T + U_{LB}) C_L \frac{dT_{LB}}{dz} = q'' S_{LB} \quad (3.45)$$

Esta equação diferencial representa a variação da temperatura do líquido no filme em função do fluxo de calor trocado com a parede da tubulação. Para simplificar a solução do problema, define-se a seguinte variável:

$$\dot{m}_{LB} = \rho_L R_{LB} A (U_T + U_{LB}) \quad (3.46)$$

que não representa a vazão mássica do líquido no filme.

As condições de contorno afetam o termo do lado direito da eq. (3.45). Aplicando-se as condições de contorno, tem-se que:

$$\dot{m}_{LB} C_L \frac{dT_{LB}}{dz} = h_{LB} S (T_W - T_{LB}) \quad \text{para TEC} \quad (3.47)$$

$$\dot{m}_{LB} C_L \frac{dT_{LB}}{dz} = q'' S_{LB} \quad \text{para FCC} \quad (3.48)$$

Resolvendo a equação diferencial para as duas condições de contorno, encontra-se:

$$\frac{T_W - T_N}{T_W - T_D} = \exp\left(-\frac{h_{LB} S_{LB} L_B}{\dot{m}_{LB} C_L}\right) \quad \text{para TEC} \quad (3.49)$$

$$T_N - T_D = \frac{q'' S_{LB} L_B}{\dot{m}_{LB} C_L} \quad \text{para FCC} \quad (3.50)$$

sendo  $T_N$  e  $T_D$  as temperaturas na dianteira e na traseira do filme e  $T_W$  a temperatura na parede da tubulação. Estas duas equações representam a variação de temperatura local do escoamento na região do filme de líquido em função das condições de contorno e dos parâmetros hidrodinâmicos do escoamento.

### Cálculo da diferença de temperatura da célula unitária

A diferença de temperatura em uma célula unitária é importante para modelar o fenômeno de *scooping* térmico e é dada por:

$$\Delta T_U = T_U - T_D \quad (3.51)$$

O fenômeno de *scooping* representa a troca de massa que ocorre entre duas células unitárias vizinhas devido à diferença de velocidades entre o líquido no filme e

líquido no pistão. Devido também a diferença de temperatura local entre o pistão e o filme, existe uma troca de energia entre as duas células unitárias, chamado de *scooping* térmico. Como os modelos estacionários não possuem nenhuma rastreabilidade sobre as células vizinhas, é necessário considerar que esta diferença de temperaturas é aproximadamente constante para duas células vizinhas.

Para a condição de contorno de temperatura externa constante, devem-se manipular matematicamente as eqs. (3.41) e (3.49). Colocando em evidência a diferença de temperaturas na célula unitária:

$$\Delta T_U = (T_W - T_N) \frac{\left[ 1 - \exp\left(-\frac{h_{LB} S_{LB} L_B}{\dot{m}_{LB} C_L}\right) \exp\left(-\frac{h_{LS} S_{LS}}{\dot{m}_{LS} C_L}\right) \right]}{\exp\left(-\frac{h_{LB} S_{LB} L_B}{\dot{m}_{LB} C_L}\right)} \quad \text{para TEC} \quad (3.52)$$

que é uma equação que apresenta a variação da temperatura na célula unitária em função da variação entre a temperatura da parede e da dianteira do filme  $T_N$  e dos parâmetros hidrodinâmicos do filme e do pistão. Para uma estimativa inicial, deve-se assumir um valor para a temperatura da dianteira do filme. Ela pode ser aproximada pelo valor da temperatura da mistura  $T_N \approx T_m$ , visto que a frente do filme apresenta-se na região intermediária da célula unitária.

Analogamente, podem-se manipular as eqs. (3.42) e (3.50) para encontrar a diferença de temperaturas da célula unitária para a condição de contorno de fluxo de calor constante:

$$\Delta T_U = \left[ \frac{S_{LS}}{\dot{m}_{LS}} + \frac{S_{LB} L_B}{\dot{m}_{LB}} \right] \frac{q''}{C_L} \quad \text{para FCC} \quad (3.53)$$

Para a condição de contorno de fluxo de calor constante, não existe a necessidade de estimar uma temperatura local de forma a obter a diferença de temperaturas de uma célula unitária.

### 3.2.2 Modelo da temperatura da mistura

Para modelar a distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação será aplicada a conservação da energia no volume de controle da Figura 3.8. Este volume de controle engloba toda a célula unitária e viaja com uma velocidade igual à



velocidade da frente da bolha  $U_T$ . A equação da conservação da energia em sua forma integral, desprezando-se os termos de energia cinética, energia potencial gravitacional e trabalho, é dada por (Fox e McDonald, 2006):

$$\dot{Q} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \hat{u} \rho dV + \int_{SC} \hat{u} \rho \vec{U} \cdot d\vec{A} \quad (3.54)$$

onde  $\dot{Q}$  é o calor trocado por unidade de tempo. O primeiro termo do lado direito da equação representa a variação da energia interna dentro do volume de controle e o segundo termo representa o fluxo de calor cruzando as superfícies do volume de controle.

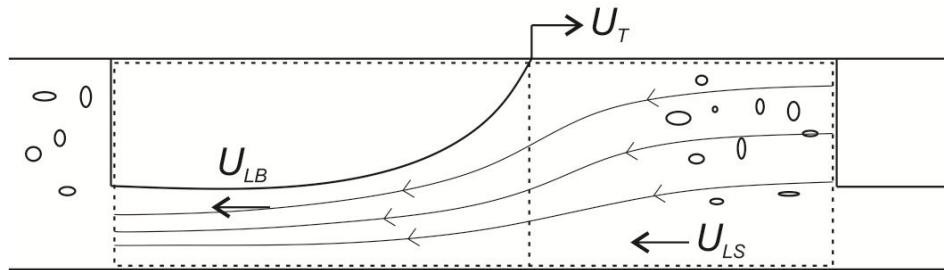


Figura 3.8 – Volume de controle deformável envolvendo a célula unitária e se movendo com velocidade  $U_T$ . Este volume de controle é utilizado para o balanço de energia na célula unitária.

Considerando que a energia interna do líquido pode ser expressa pela multiplicação entre o calor específico e a temperatura, eq. (2.19), o balanço de energia toma a forma:

$$\frac{d}{dt} \int_{VC} \rho_L R_{LU} C_L T_m dV + \int_{SC} \rho_L R_\phi C_L T_\phi (\vec{U}_r \cdot \vec{n}) dA = \dot{Q}_{cell} \quad (3.55)$$

sendo  $\dot{Q}_{cell}$  o calor trocado pela célula unitária,  $\vec{U}_r$  a velocidade relativa à fronteira,  $\vec{n}$  o vetor normal à superfície de controle,  $R_\phi$  a fração de fase que cruza a fronteira,  $T_\phi$  a temperatura local que cruza a fronteira e  $\phi = LS, LB$ . A fração de líquido na célula unitária é dada por:

$$R_{LU} = R_{LB} \beta + R_{LS} (1 - \beta) \quad (3.56)$$

Considerando um perfil de velocidades uniforme e escoamento estacionário, obtém-se:

$$\rho_L R_{LU} A L_U C_L \frac{dT_m}{dt} + \rho_L R_{LB} A (U_T - U_{LB}) C_L T_U - \rho_L R_{LS} A (U_T - U_{LS}) C_L T_D = \dot{Q}_{cell} \quad (3.57)$$

A partir do balanço de massa tal como apresentado na eq. (3.5), percebe-se que a vazão mássica de *scooping*, ou seja, o fluxo de massa entre duas células unitárias, é dada por:

$$\dot{m}_{Lx} = \rho_L R_{LB} A (U_T - U_{LB}) = \rho_L R_{LS} A (U_T - U_{LS}) \quad (3.58)$$

Ainda reconhecendo que  $dT_m / dt = U_T dT_m / dz$ :

$$\rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L \frac{dT_m}{dz} + \dot{m}_{Lx} C_L (T_U - T_D) = \dot{Q}_{cell} \quad (3.59)$$

que é uma equação diferencial que representa a variação da temperatura da mistura em função do *scooping* térmico, segundo termo da equação, e da troca de calor da célula unitária. De forma mais sucinta, pode-se expressar esta equação diferencial como:

$$\dot{m}_{Lcell} L_U C_L \frac{dT_m}{dz} + \dot{m}_{Lx} C_L \Delta T_U = \dot{Q}_{cell} \quad (3.60)$$

sendo a variável  $\dot{m}_{Lcell}$  definida por:

$$\dot{m}_{Lcell} = \rho_L R_{LU} A U_T \quad (3.61)$$

Em seguida a eq. (3.60) será resolvida considerando as condições de contorno de temperatura externa constante e de fluxo de calor constante.

### CC1: Temperatura Externa Constante (TEC)

Considerando separadamente as trocas de calor das regiões do filme e do pistão e ainda considerando o gradiente de temperaturas da parede com a temperatura da mistura (e não com a temperatura local), tem-se:

$$\dot{Q}_{cell} = \int_0^{L_B} h_{LB} (T_W - T_m) S_{LB} dz + \int_{L_B}^{L_U} h_{LS} (T_W - T_m) S_{LS} dz \quad (3.62)$$

Considerando  $T_m$  constante na célula unitária para aproximar a integral por um produto, encontra-se:

$$\dot{Q}_{cell} = (h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S) (T_W - T_m) \quad \text{para TEC} \quad (3.63)$$

que representa a troca de calor da célula unitária para a condição de contorno de temperatura externa constante. Esta equação indica que para valores nos quais a temperatura da parede é maior que a temperatura da mistura, a troca de calor possui valor positivo e ocorre entrada de energia no sistema. Substituindo-se a eq. (3.63) na eq. (3.60), encontra-se:

$$\dot{m}_{L_{cell}} L_U C_L \frac{dT_m}{dz} + \dot{m}_{L_x} C_L \Delta T_U = (h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S) (T_W - T_m) \quad (3.64)$$

Agrupando os termos que são independentes de  $z$  e de  $T_m$ , a equação torna-se:

$$m \frac{dT_m}{dz} + n T_m = p \quad (3.65)$$

$$m = \dot{m}_{L_{cell}} L_U C_L = \rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L \quad (3.66)$$

$$n = h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S \quad (3.67)$$

$$p = (h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S) T_W - \dot{m}_{L_x} C_L \Delta T_U \quad (3.68)$$

Integrando a equação, encontra-se:

$$T_{m(z)} = \frac{p}{n} + \left( T_{mi} - \frac{p}{n} \right) \exp\left( -\frac{n}{m} z \right) \quad (3.69)$$

Expandindo os termos  $m$ ,  $n$  e  $p$ :

$$T_{m(z)} = \frac{(h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S) T_W - \dot{m}_{L_x} C_L \Delta T_U}{h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S} + \left( T_{mi} - \frac{(h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S) T_W - \dot{m}_{L_x} C_L \Delta T_U}{h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S} \right) \exp\left( -\frac{h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S}{\rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L} z \right) \quad (3.70)$$

sendo  $\Delta T_U$  definido pela eq. (3.52) e  $\dot{m}_{L_x}$  pela eq. (3.58). A eq. (3.70) representa a distribuição da temperatura da mistura ao longo do comprimento da tubulação para a condição de contorno de temperatura externa constante. A temperatura da mistura é uma função exponencial da distância e depende dos parâmetros hidrodinâmicos do escoamento, da temperatura da parede e dos coeficientes de convecção de cada região da célula unitária. No Apêndice A são feitas algumas verificações matemáticas acerca da consistência da eq. (3.70).

## CC2: Fluxo de Calor Constante (FCC)

Para a condição de contorno de fluxo de calor constante, o calor trocado pela célula unitária é dado por:

$$\dot{Q}_{cell} = \pi D(L_B + L_S)q'' \quad \text{para FCC} \quad (3.71)$$

Substituindo na eq. (3.60), encontra-se uma equação diferencial para a temperatura da mistura, que pode ser expressa por:

$$a \frac{dT_m}{dz} + b = 0 \quad (3.72)$$

$$a = \dot{m}_{Lcell} L_U C_L = \rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L \quad (3.73)$$

$$b = \dot{m}_{Lx} C_L \Delta T_U - \dot{Q}_{cell} = \rho_L R_{LS} A (U_T - U_{LS}) q'' \left( \frac{S_{LS}}{\dot{m}_{LS}} + \frac{S_{LB} L_B}{\dot{m}_{LB}} \right) - \pi D(L_B + L_S) q'' \quad (3.74)$$

Os termos  $a$  e  $b$  definidos acima são independentes da temperatura da mistura. Logo, a integração resulta em:

$$T_{m(z)} = T_{mi} - \frac{b}{a} z \quad (3.75)$$

Expandindo os termos  $a$  e  $b$ :

$$T_{m(z)} = T_{mi} - \left[ \frac{\dot{m}_{Lx} C_L \Delta T_U - \dot{Q}_{cell}}{\dot{m}_{Lcell} L_U C_L} \right] z \quad (3.76)$$

Ainda expandindo os termos  $\dot{m}_{Lx}$ ,  $\dot{Q}_{cell}$  e  $\dot{m}_{Lcell}$  e utilizando a definição da fração de líquido da célula unitária  $R_{LU}$ , eq. (3.56):

$$T_{m(z)} = T_{mi} - \left\{ \frac{(U_T - U_{LS}) \left[ \frac{S_{LS}}{(U_T + U_{LS})} + \frac{R_{LS}}{R_{LB}} \frac{S_{LB} L_B}{(U_T + U_{LB})} \right] - \pi D(L_B + L_S)}{\rho_L A U_T L_U C_L [\beta R_{GB} + (1 - \beta) R_{GS}]} \right\} q'' z \quad (3.77)$$

Esta equação representa a distribuição da temperatura da mistura ao longo do comprimento da tubulação é uma reta que depende da temperatura da mistura no início da tubulação e dos parâmetros hidrodinâmicos do escoamento. A inclinação desta reta depende apenas da condição de contorno (valor do fluxo de calor) e dos parâmetros hidrodinâmicos.

Para o caso de escoamento monofásico, a evolução da temperatura ao longo do escoamento para a condição de contorno de fluxo de calor constante é uma reta. Já para o escoamento bifásico em golfadas, a derivada da distribuição de temperatura da mistura não é necessariamente constante. Devido à queda de pressão, ocorre a expansão de gás ao longo da tubulação e um arranjo diferente das fases conforme a evolução do escoamento (mudança dos parâmetros hidrodinâmicos tais como os comprimentos de pistão e de bolha, que irão por sua vez afetar, em cascata, todos os outros parâmetros). O rearranjo das fases muda o gradiente da temperatura da mistura, termo que multiplica  $z$  na eq. (3.77).

A distribuição de temperaturas ainda pode ser reorganizada como:

$$T_{m(z)} = T_{mi} - \frac{q'' \tilde{S}}{\dot{m}_{cell} C_L} z \quad (3.78)$$

$$\tilde{S} = S_{LB} + S - S(1 - \beta) \frac{\dot{m}_{Lx}}{\dot{m}_{LS}} + S_{LB} \beta \frac{\dot{m}_{Lx}}{\dot{m}_{LB}} \quad (3.79)$$

sendo  $\tilde{S}$  o perímetro molhado equivalente para o escoamento bifásico líquido-gás em golfadas, que considera a troca de calor com a parede da tubulação e o fenômeno de *scooping* térmico.

### 3.2.3 Coeficiente de transferência de calor bifásico

Nesta seção é analisado o coeficiente de transferência de calor bifásico baseado nas equações desenvolvidas para a distribuição da temperatura da mistura. As condições de contorno serão analisadas em seções separadas.

#### CC1: Temperatura Externa Constante (TEC)

Para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico para a condição de contorno de temperatura externa constante, a distribuição da temperatura da mistura, eq. (3.69), é comparada com a evolução da temperatura em um escoamento monofásico, supondo as características da mistura como se fosse um único fluido homogêneo. Logo, o calor específico e a vazão mássica são referentes

à mistura e o coeficiente de transferência de calor é o bifásico. A expressão para o suposto escoamento monofásico fica:

$$T_{m(z)} = T_W + (T_{mi} - T_W) \exp\left(-\frac{h_{TP}S}{\dot{m}_m C_m} z\right) \quad (3.80)$$

sendo  $C_m \approx C_L$  devido ao calor específico do líquido ser muito maior que o do gás. A vazão mássica da mistura é dada por:

$$\dot{m}_m = \rho_L j_L A + \rho_G j_G A \approx \rho_L j_L A \quad (3.81)$$

a qual pode ser aproximada para a vazão de líquido, pois  $\rho_L \gg \rho_G$ . Comparando os termos que multiplicam  $z$  dentro da exponencial das eqs. (3.69) e (3.80), percebe-se que:

$$\frac{h_{TP}S}{\dot{m}_m C_m} = \frac{n}{m} = \frac{h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S}{\rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L} \quad (3.82)$$

Isolando o coeficiente de transferência de calor bifásico:

$$h_{TP} = \left( h_{LB} \frac{S_{LB}}{S} \frac{L_B}{L_U} + h_{LS} \frac{S_{LS}}{S} \frac{L_S}{L_U} \right) \frac{j_L}{R_{LU} U_T} \quad (3.83)$$

Sabendo que o perímetro molhado pelo pistão é igual ao perímetro da tubulação e colocando a expressão em função do fator de intermitência  $\beta$ :

$$h_{TP} = \left[ h_{LB} \frac{S_{LB}}{\pi D} \beta + h_{LS} (1 - \beta) \right] \frac{j_L}{R_{LU} U_T} \quad (3.84)$$

Esta equação expressa a relação entre o coeficiente de transferência de calor bifásico com os coeficientes de película do pistão e do filme, ponderados pelo seu perímetro molhado e pelo fator de intermitência.

Percebe-se que eq. (3.84) é semelhante à correlação de Camargo (1991), eq. (2.52). Entre as diferenças, consta o fato de que o presente trabalho desconsiderou a troca de energia da fase gasosa. Além disso, o fenômeno do *scooping* térmico foi levado em consideração.

## CC2: Fluxo de calor constante

O coeficiente de transferência de calor bifásico para a condição de contorno de fluxo de calor constante é dado por:

$$h_{TP} = \frac{q''}{(T_w - T_m)} \quad (3.85)$$

sendo a temperatura da mistura definida pela eq. (3.77) e o fluxo de calor na parede conhecido. Uma expressão para a temperatura da parede é desenvolvida na próxima seção.

### 3.2.4 Fechamento do modelo térmico

Para o fechamento do modelo térmico, é necessário ainda encontrar o valor da temperatura na parede. Para a condição de contorno de temperatura externa constante, é necessário fazer uma extrapolação da temperatura externa para calcular a temperatura da parede em função do fluxo de calor na parede da tubulação e das resistências térmicas associadas ao fenômeno. Para a condição de contorno de fluxo de calor constante, a temperatura na parede é importante para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico.

A Figura 3.9 apresenta a parede da tubulação em corte e o circuito térmico equivalente do sistema. Na parede interna escoam a mistura bifásica, podendo ser tanto a região do pistão quanto do filme de líquido. Na parte externa escoam um fluido com temperatura constante  $T_{ext}$  e coeficiente de película  $h_{ext}$ . A partir do circuito térmico, o coeficiente global de transferência de calor é dado por:

$$h_{\phi}^G = \frac{1}{\frac{D}{D_{ext} h_{ext}} + \frac{D \ln(D_{ext}/D)}{2k} + \frac{1}{h_{\phi}}} \quad (3.86)$$

sendo  $k$  a condutividade térmica do material da parede,  $D$  e  $D_{ext}$  respectivamente os diâmetros interno e externo da tubulação e  $\phi = LB, LS$ . O índice  $G$  indica que o coeficiente de película é global.

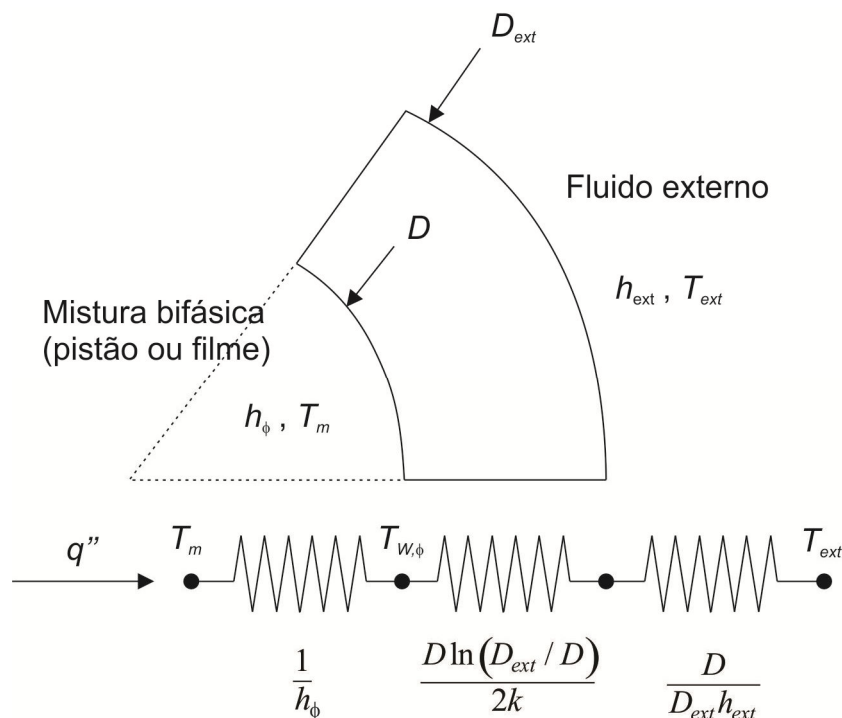


Figura 3.9 – Resistências térmicas associadas ao fluxo de calor na parede da tubulação.

Aproximando a temperatura local do filme e do pistão pela temperatura da mistura  $T_\phi \approx T_m$ , encontra-se a partir do circuito térmico:

$$q'' = h_\phi (T_W^\phi - T_m) = h_\phi^G (T_{ext} - T_m) \quad (3.87)$$

sendo  $T_W^{LS}$  a temperatura da parede na região do pistão e  $T_W^{LB}$  a temperatura da parede na região do filme. Para a condição de contorno de fluxo de calor constante, utiliza-se a primeira igualdade da eq. (3.87):

$$\begin{cases} T_W^{LS} = \frac{q''}{h_{LS}} + T_m \\ T_W^{LB} = \frac{q''}{h_{LB}} + T_m \end{cases} \quad \text{para FCC} \quad (3.88)$$

Para a condição de contorno de temperatura externa constante, utiliza-se a segunda igualdade da eq. (3.87):



$$\begin{cases} T_W^{LS} = T_m + \frac{h_{LS}^G}{h_{LS}} \frac{D}{D_{ext}} (T_{ext} - T_m) \\ T_W^{LB} = T_m + \frac{h_{LB}^G}{h_{LB}} \frac{D}{D_{ext}} (T_{ext} - T_m) \end{cases} \quad \text{para TEC} \quad (3.89)$$

Utilizando ainda uma média ponderada pelo comprimento de cada região da célula unitária, encontra-se a temperatura média da parede na célula unitária:

$$T_W = T_W^{LB} \beta + T_W^{LS} (1 - \beta) \quad (3.90)$$

Com o cálculo da temperatura da parede, o modelo térmico torna-se definido para as duas condições de contorno.

### 3.3 Comentários finais

Neste capítulo foi apresentada uma nova abordagem para a modelagem estacionária da transferência de calor, considerando a temperatura da mistura como variável principal e levando em conta o fenômeno de transferência de calor entre duas células unitárias, conhecido como *scooping* térmico. A diferença de temperaturas na frente e na traseira da célula unitária foi modelada a partir do balanço de energia na sua forma diferencial para um volume de controle infinitesimal e estacionário.

As principais equações deduzidas durante a modelagem são as distribuições da temperatura da mistura ao longo da tubulação, respectivamente para cada condição de contorno:

$$T_{m(z)} = \frac{(h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S) T_W - \dot{m}_{Lx} C_L \Delta T_U}{h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S} + \left( T_{mi} - \frac{(h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S) T_W - \dot{m}_{Lx} C_L \Delta T_U}{h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S} \right) \exp\left( - \frac{h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S}{\rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L} z \right) \quad \text{para TEC} \quad (3.70)$$

$$T_{m(z)} = T_{mi} - \left\{ \frac{(U_T - U_{LS}) \left[ \frac{S L_S}{(U_T + U_{LS})} + \frac{R_{LS}}{R_{LB}} \frac{S_{LB} L_B}{(U_T + U_{LB})} \right] - \pi D (L_B + L_S)}{\rho_L A U_T L_U C_L [\beta R_{GB} + (1 - \beta) R_{GS}]} \right\} q'' z \quad \text{para FCC} \quad (3.77)$$

## 4 IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA

Neste capítulo do trabalho é apresentada a implementação numérica do modelo estacionário de escoamento bifásico em golfadas com transferência de calor em tubulações horizontais. O modelo foi implementado em linguagem Fortran e os fluxogramas das principais etapas são apresentados ao longo da primeira parte do capítulo. As principais etapas do programa consistem na leitura dos dados de entrada, na lógica de convergência do modelo e nos resultados impressos pelo programa. Na segunda parte do capítulo, a discretização e os algoritmos de solução do modelo hidrodinâmico e do modelo térmico são apresentados. A discretização do modelo foi feita utilizando-se uma aproximação do tipo *Upwind Difference Scheme* – UDS.

### 4.1 Lógica de implementação numérica e algoritmos de convergência

Nesta seção do trabalho é apresentado o algoritmo da implementação numérica do modelo deste trabalho utilizando linguagem Fortran. O programa começa lendo os dados de entrada do arquivo “Entrada.dat”. Após o armazenamento destas variáveis de entrada, duas sub-rotinas diferentes são rodadas, as quais são chamadas de etapas 1 e 2. A etapa 1 consiste em uma estimativa inicial para a pressão na entrada da tubulação e para a temperatura da mistura na saída. Já a etapa 2 utiliza esses valores estimados durante a etapa 1 para calcular a distribuição das características hidrodinâmicas e térmicas ao longo da tubulação em um processo iterativo até a convergência. Após a convergência da etapa 2, os resultados são impressos no arquivo “Saída.dat”.

Nas seções seguintes, as diferentes sub-rotinas do programa principal serão tratadas separadamente.

#### 4.1.1 Entrada

A entrada de dados consiste na leitura do arquivo chamado “Entrada.dat”. Os valores numéricos deste arquivo podem ser alterados utilizando-se o aplicativo

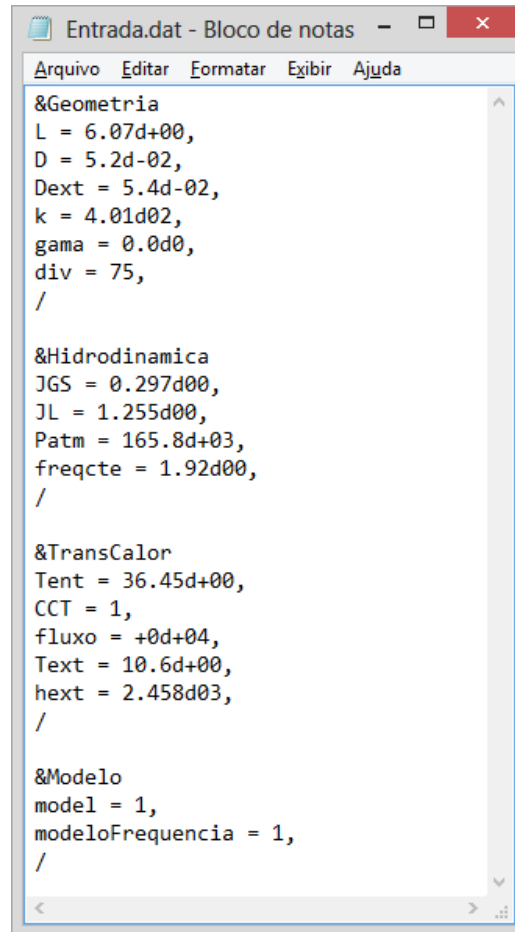
“Bloco de Notas” sem comprometimento do código do simulador, desde que a estrutura original do arquivo seja mantida. A Figura 4.1 apresenta a estrutura do arquivo “Entrada.dat”.

As variáveis de entrada do programa foram separadas em quatro tipos lógicos, levando em consideração a geometria da tubulação, a parte hidrodinâmica do escoamento, a transferência de calor e as variáveis inerentes ao tipo de modelo a ser empregado. A Tabela 4.1 apresenta as variáveis de entrada e seus significados.

#### 4.1.2 Etapa 1

Durante a leitura dos dados de entrada do programa, ficam definidas a temperatura da mistura na entrada da tubulação e a pressão e a velocidade superficial de gás na saída. Porém, nada se sabe sobre a distribuição destas três variáveis ao longo da tubulação nem dos seus valores em ambos os extremos. Sabe-se que a distribuição de pressão ao longo da tubulação influencia a velocidade superficial de gás  $j_G$ , que por sua vez influencia praticamente todas as correlações experimentais e equações de balanço tanto do modelo hidrodinâmico quanto do modelo térmico. Já a distribuição de temperaturas na tubulação influencia as propriedades de ambas as fases. A partir disso, fica clara a necessidade de estimar uma distribuição inicial de pressão e de temperatura, que é o objetivo da etapa 1.

A etapa 1 considera apenas um nó na entrada e outro saída da tubulação, ou seja, uma tubulação sem divisões. O valor inicial da temperatura  $T_f$  de avaliação das propriedades das fases é definido como sendo igual à temperatura da entrada. Fazendo uma estimativa inicial para o gradiente de pressão, as equações do modelo hidrodinâmico são aplicadas de modo a encontrar a pressão, as velocidades e os comprimentos do pistão e da bolha na entrada da tubulação. Com todos os parâmetros hidrodinâmicos definidos, o modelo de transferência de calor é aplicado para encontrar a temperatura na saída da tubulação. Estes passos são repetidos em um processo iterativo, porém avaliando-se as propriedades na média das temperaturas de entrada e saída.



```

Entrada.dat - Bloco de notas
Arquivo  Editar  Formatar  Exibir  Ajuda
&Geometria
L = 6.07d+00,
D = 5.2d-02,
Dext = 5.4d-02,
k = 4.01d02,
gama = 0.0d0,
div = 75,
/

&Hidrodinamica
JGS = 0.297d00,
JL = 1.255d00,
Patm = 165.8d+03,
freqcte = 1.92d00,
/

&TransCalor
Tent = 36.45d+00,
CCT = 1,
fluxo = +0d+04,
Text = 10.6d+00,
hext = 2.458d03,
/

&Modelo
model = 1,
modeloFrequencia = 1,
/

```

Figura 4.1 – Arquivo “Entrada.dat” com as variáveis de entrada do programa.

O erro avaliado para a convergência da etapa 1 é feito em cima da diferença do gradiente de pressão entre duas iterações consecutivas. Estima-se inicialmente um gradiente de pressão no valor de 100 Pa/m, ordem de grandeza comum encontrada para o gradiente de pressão de escoamento monofásico de água. Conforme as iterações da etapa 1 são realizadas, a diferença entre os valores dos gradientes de pressão de duas iterações consecutivas tende a zerar devido à sua convergência. A diferença ou erro adotado como critério de parada do processo iterativo para a Etapa 1 foi de  $10^{-4}$  Pa/m.

Após a convergência da etapa 1, a distribuição de pressão e de temperaturas ao longo da tubulação pode ser calculada a partir de uma regressão linear:

Tabela 4.1 – Variáveis de entrada do programa.

<b>Tipo</b>	<b>Variável</b>	<b>Significado</b>
Geometria	L	Comprimento da tubulação [m]
	D	Diâmetro da tubulação [m]
	gama	Inclinação da tubulação [graus]
	div	Número de divisões da tubulação
Hidrodinâmica	JGS	Velocidade superficial do gás na saída [m/s]
	JL	Velocidade superficial do líquido [m/s]
	Patm	Pressão atmosférica (pressão na saída) [Pa]
	fregcte	Valor da frequência do escoamento para o caso de inserção manual de valores experimentais [Hz]
TransCalor	Tent	Temperatura da mistura na entrada da tubulação [°C]
	CCT	Condição de contorno térmica [1] Temperatura Externa Constante [2] Fluxo de Calor Constante
	fluxo	Fluxo de calor, para FCC [W/m <sup>2</sup> ]
	Text	Temperatura externa, para TEC [°C]
	hext	Coefficiente de película do fluido que escoia externamente, para TEC [W/m <sup>2</sup> K]
Modelo	model	Escolha do modelo de fechamento [1] Rodrigues et al. (2006) [2] Taitel e Barnea (1990b)
	modeloFrequencia	Escolha do modelo de frequência [1] Heywood e Richardson (1979) [2] Entrada manual de valor experimental

$$P_{(z)} = \lambda_U z + P_{saída} \quad (4.1)$$

$$T_{m(z)} = \lambda_U^T z + T_{ent} \quad (4.2)$$

sendo  $\lambda_U$  e  $\lambda_U^T$  os gradientes de pressão e de temperatura,  $P_{saída}$  a pressão na saída (várias vezes igual à pressão atmosférica  $P_{atm}$ ),  $T_{ent}$  a temperatura da mistura na entrada e  $z$  a distância da tubulação em relação à saída, com  $z = 0$  na saída e  $z = L$  na entrada.

A Figura 4.2 apresenta as condições de entrada da tubulação e o processo de estimativa inicial da distribuição de pressão e de temperatura na tubulação, de forma gráfica. Fica claro nesta figura que o modelo hidrodinâmico é utilizado para calcular a pressão na entrada a partir da pressão na saída, assim como todos os outros parâmetros hidrodinâmicos do modelo. Já o modelo térmico é utilizado para

determinar a temperatura da mistura na saída da tubulação a partir da temperatura na entrada.

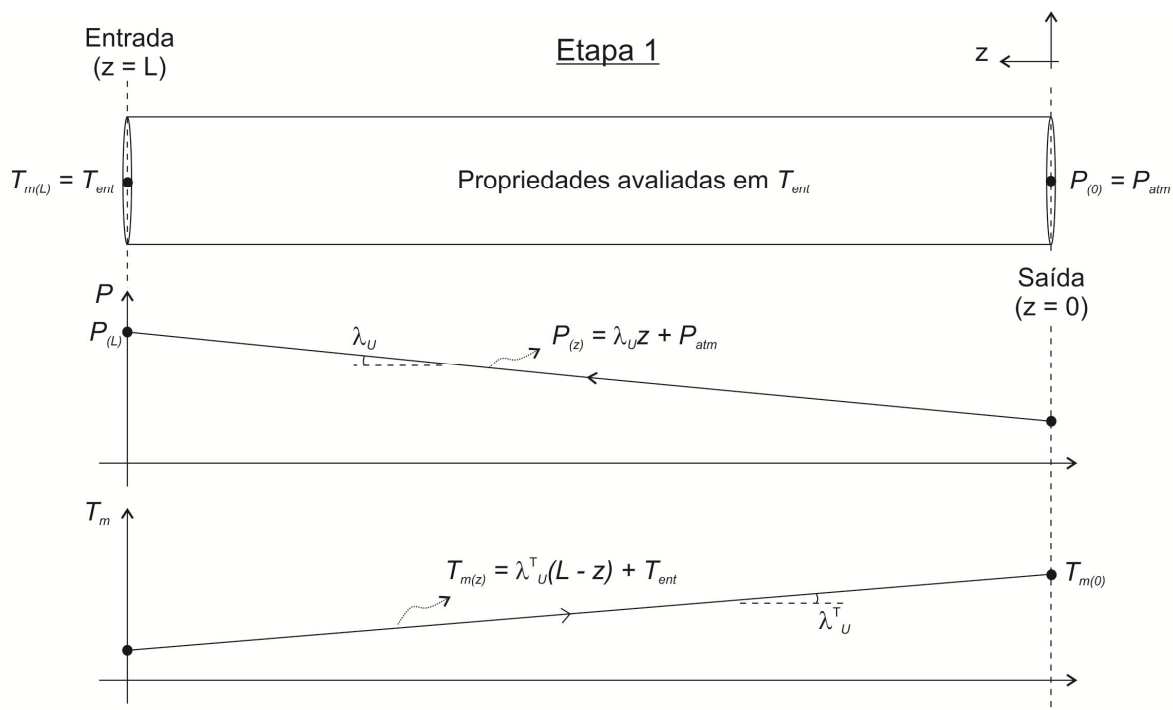


Figura 4.2 – Etapa 1: estimativa da pressão na entrada e da temperatura da mistura na saída.

A Figura 4.3 apresenta o fluxograma da etapa 1, conforme foi explicado nesta seção do trabalho.

#### 4.1.3 Etapa 2

A etapa 2 é similar à etapa 1, porém possui uma distribuição de pressão e de temperatura já definidas previamente. A tubulação é dividida em um número de nós *div* predeterminado pelo arquivo de entrada do programa e as propriedades de cada fase são avaliadas na temperatura do nó.

Primeiramente a tubulação é percorrida da saída até a entrada utilizando a sub-rotina do modelo hidrodinâmico. A partir disso, ficam definidos todos os parâmetros hidrodinâmicos em cada nó, tais como pressão, velocidades, comprimentos e frações de fase. A tubulação é então percorrida novamente, porém da entrada para

a saída, utilizando a sub-rotina do modelo de transferência de calor, definindo a temperatura da mistura e o coeficiente de transferência de calor em cada nó.

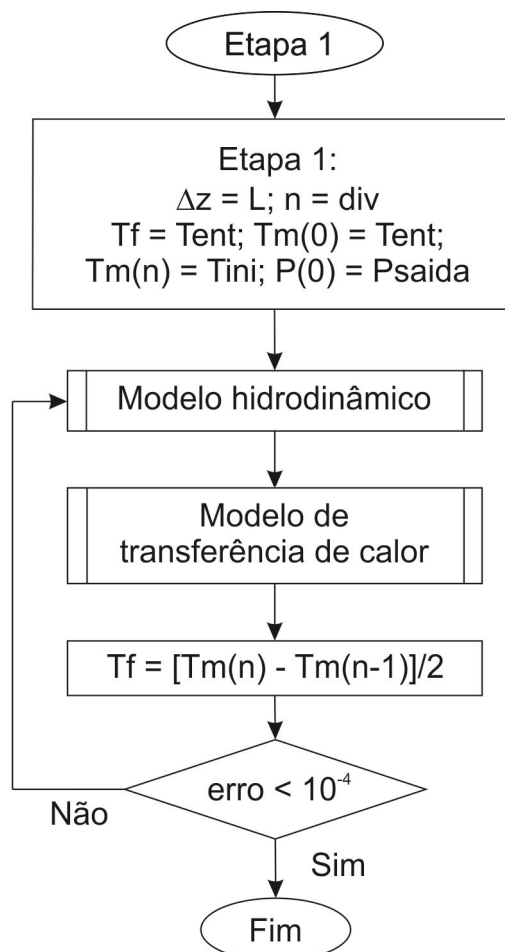


Figura 4.3 – Fluxograma da etapa 1.

Todos os parâmetros de saída do programa, discutidos em uma seção particular, são alocados em uma matriz chamada  $Prop_{(j,n)}$ , onde  $j$  representa o parâmetro alocado (pressão, temperatura da mistura, comprimentos das regiões da célula unitária, frações de fase, etc) e  $n$  representa o número do nó. Esta matriz  $Prop_{(j,n)}$  é comparada com a matriz  $Prop$  do passo anterior ( $PropOld_{(j,n)}$ ). O erro ou critério de convergência é dado pelo elemento de valor absoluto máximo da diferença entre estas duas matrizes. A etapa 2 é repetida até que este erro convirja para um valor de  $10^{-8}$ . Como critério de parada alternativo, pode-se adotar um valor

máximo de iterações e controlar o erro gerado, desta forma evitando a geração de *loops* infinitos.

Após a convergência da etapa 2, tanto os parâmetros hidrodinâmicos quanto os parâmetros térmicos do escoamento estão definidos, e o programa está pronto para imprimir os resultados. A Figura 4.4 apresenta graficamente o cálculo da distribuição de pressões sendo feita da saída para a entrada com um consequente cálculo de distribuição de temperatura da mistura sendo feito da entrada para a saída. Esta figura ainda demonstra as diferenças encontradas entre duas iterações consecutivas. Já a Figura 4.5 apresenta o fluxograma da etapa 2, conforme explicado na presente seção do trabalho.

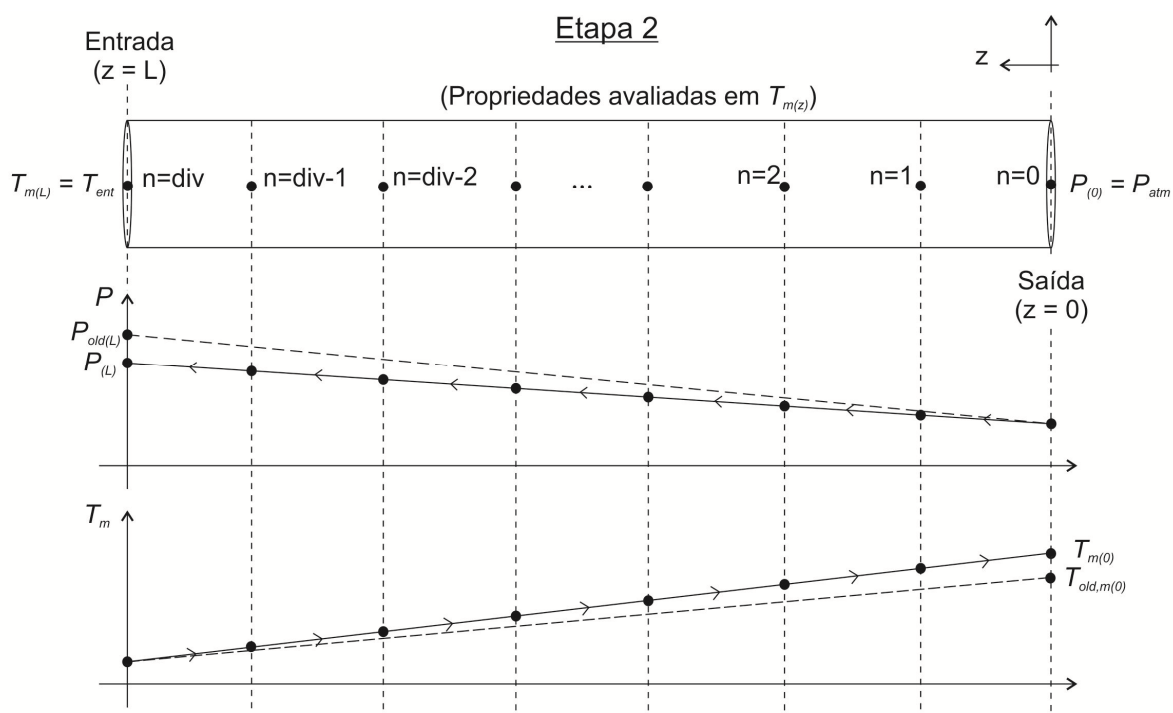


Figura 4.4 – Etapa 2: processo iterativo para definição das distribuições de pressão e de temperatura e demais variáveis de saída do modelo.

#### 4.1.4 Resultados

Ao final do programa, os resultados são impressos no arquivo “Saída.dat”, que pode ser lido pelo aplicativo “Bloco de Notas”. Este arquivo apresenta a distribuição dos principais parâmetros do escoamento em função da posição da tubulação e



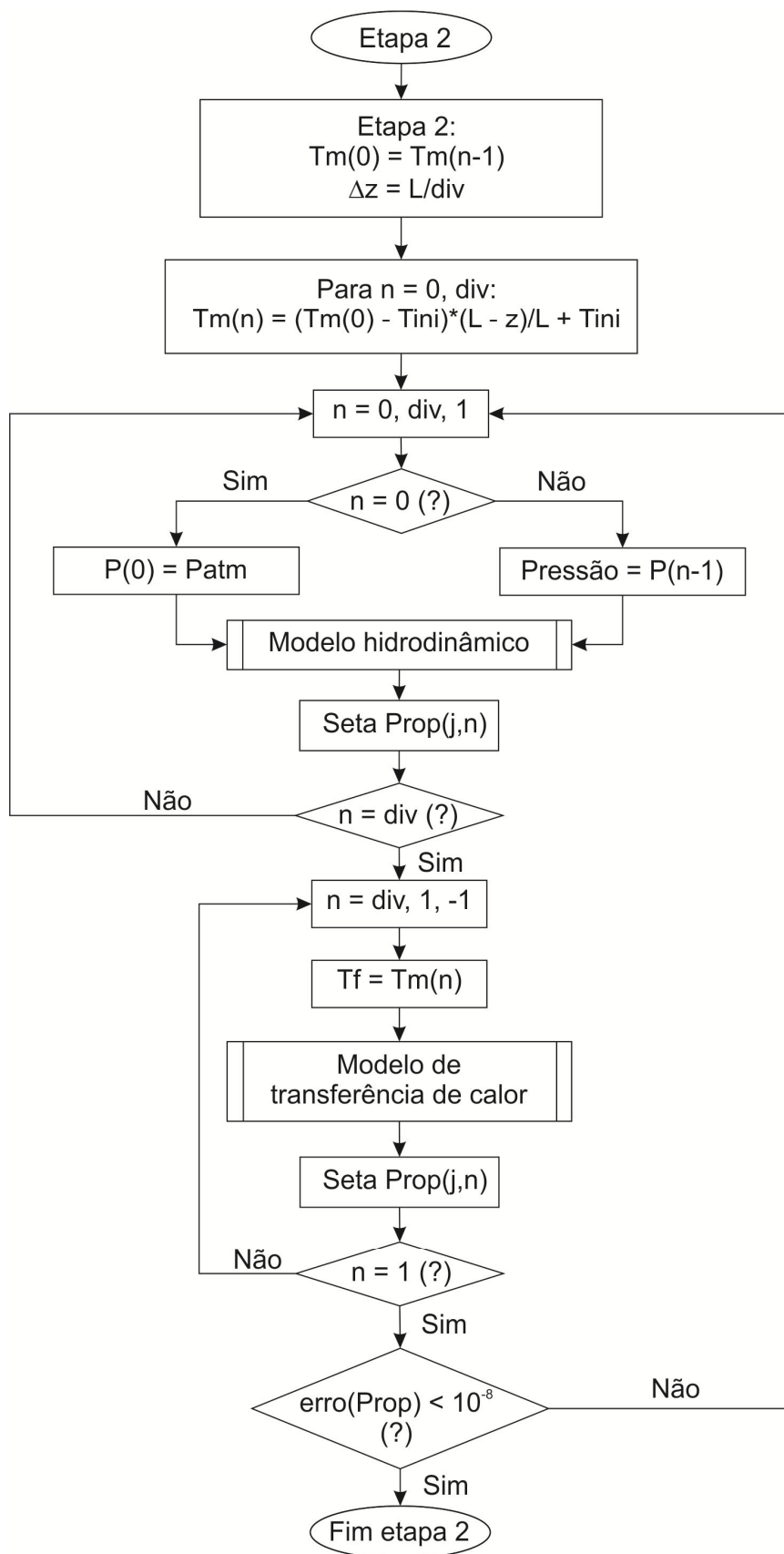


Figura 4.5 – Fluxograma da etapa 2.

estão prontos para serem inseridos em uma tabela e tratados graficamente por programas como Microsoft Excel.

No arquivo de saída, a posição  $z$  é nula para a entrada da tubulação, contrariamente à lógica durante a programação. Adotou-se esse novo referencial para mais fácil interpretação dos resultados pelo usuário. A Tabela 4.2 apresenta as variáveis de saída do programa.

Tabela 4.2 – Resultados impressos no arquivo “Saida.dat”.

<b>Variável</b>	<b>Significado</b>
Pos	Posição [m], Nula na entrada da tubulação
z/D	Posição adimensional, nula na entrada da tubulação
P	Pressão [kPa]
JG	Velocidade superficial do gás [m/s]
UT	Velocidade da frente da bolha alongada [m/s]
LB/D	Comprimento da bolha alongada adimensionalizada pelo diâmetro da tubulação
LB	Comprimento da bolha alongada [m]
LS/D	Comprimento do pistão adimensionalizado pelo diâmetro da tubulação
LS	Comprimento do pistão [m]
RGB	Fração de gás na bolha
RLS	Fração de líquido no pistão
Tm[C]	Temperatura da mistura [°C]
Tm[K]	Temperatura absoluta da mistura [K]
hTP	Coefficiente de transferência de calor bifásico [W/m <sup>2</sup> K]

Outro arquivo específico ainda é utilizado para imprimir os valores de coeficiente de transferência de calor bifásico, chamado “hTP.dat”. Neste arquivo constam as distribuições ao longo da tubulação para os resultados numéricos de  $h_{TP}$  e para as correlações de Kim e Ghajar (2006), Camargo (1991) e Shah (1981).

## 4.2 Discretização e algoritmo de solução

Nesta seção são apresentados os algoritmos de solução para os modelos hidrodinâmico e térmico. Os dois modelos de fechamento do modelo hidrodinâmico são tratados separadamente.

### 4.2.1 Modelo hidrodinâmico

A rotina do modelo hidrodinâmico visa calcular variáveis importantes para o modelo térmico tais como os comprimentos do pistão e da bolha, a queda de pressão e as diferentes velocidades em cada uma das regiões da célula unitária. O modelo hidrodinâmico utiliza como base o gradiente de pressão calculado no passo anterior. Discretizando a eq. (4.1):

$$P_{(n)} = P_{(n-1)} + \lambda \Delta z \quad (4.3)$$

sendo  $n$  o nó em análise e  $\Delta z$  a distância entre um ponto e outro. A distância entre dois pontos de análise é calculada por  $\Delta z = L / div$ , sendo  $div$  o número de divisões da tubulação, definido pelo usuário na entrada do programa. Ainda é necessário o cálculo da velocidade superficial do gás no nó  $n$ . Discretizando a eq. (2.11):

$$j_{G(n)} = \left( \frac{T_{m(n)} + 273.15}{T_{m(0)} + 273.15} \right) \frac{P_{(0)}}{P_{(n)}} j_{G(0)} \quad (4.4)$$

sendo  $T_m$  a temperatura da mistura dada em graus Celsius. A pressão na saída  $P_{(0)}$  e a velocidade superficial de gás na saída  $j_{G(0)}$  são dados de entrada do programa.

A seguir é apresentada a rotina de cálculo para o modelo hidrodinâmico. Os dois modelos de fechamento para o cálculo dos comprimentos das regiões da célula e da fração de gás na bolha alongada são tratados separadamente.

#### Modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006)

O algoritmo de solução do modelo hidrodinâmico utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006) segue os seguintes passos para um nó  $n$  qualquer:

- i. Cálculo da pressão, eq. (4.3), da velocidade superficial de gás, eq. (4.4), e da velocidade superficial da mistura, eq. (2.8);
- ii. Cálculo da massa específica de ambas as fases, da viscosidade do líquido e da tensão superficial do gás;

- iii. Cálculo da fração de líquido no pistão, eq. (2.27), da frequência do escoamento, eq. (2.30), do fator de intermitência, eq. (2.32), e da velocidade de translação da bolha alongada, eq. (2.22);
- iv. Cálculo do comprimento da bolha, eq. (3.17), do comprimento do pistão, eq. (3.18), e da fração de gás na bolha, eq. (3.19);
- v. Determinação das velocidades do líquido no filme e no pistão, respectivamente eqs. (3.6) e (3.8);
- vi. Cálculo das tensões de cisalhamento, conforme apresentado na Tabela 2.3;
- vii. Cálculo do novo gradiente de pressão, eq. (3.16).

### **Modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b)**

O algoritmo de solução do modelo hidrodinâmico utilizando o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b) segue os seguintes passos para um nó  $n$  qualquer:

- i. Cálculo da pressão, eq. (4.3), da velocidade superficial de gás, eq. (4.4), e da velocidade superficial da mistura, eq. (2.8);
- ii. Cálculo da massa específica de ambas as fases, da viscosidade do líquido e da tensão superficial do gás;
- iii. Cálculo da fração de líquido no pistão, eq. (2.27), da frequência do escoamento, eq. (2.30), do fator de intermitência, eq. (2.32), e da velocidade de translação da bolha alongada, eq. (2.22);
- iv. Determinação da velocidade do líquido no pistão, eq. (3.8);
- v. Considerar a altura inicial de filme  $H_{LB0} = D - 0,001$ . A partir disso, calcular todos os termos necessários do lado direito da eq. (3.22) e calcular a derivada  $dH_{LB}/dz$ ;
- vi. Repetir a etapa v utilizando um passo de  $-10^{-5}$  para a altura do filme até encontrar a primeira derivada negativa. A inversão do valor da derivada representa o nariz da bolha alongada, conforme indicado na Figura 4.6.

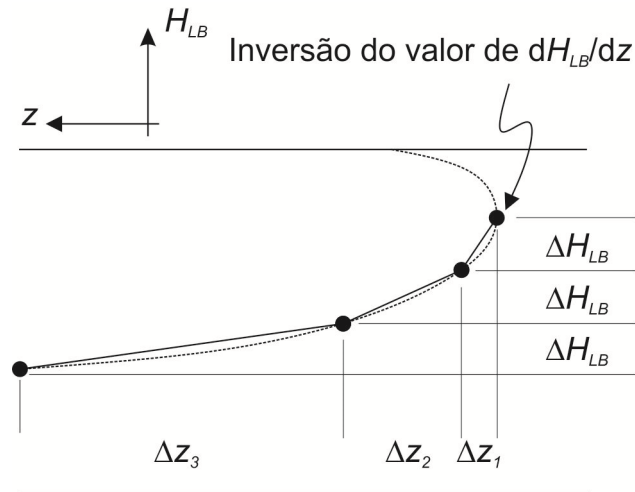


Figura 4.6 – Processo de integração do perfil da bolha alongada para o modelo de Taitel e Barnea (1990b). O nariz da bolha alongada indica o início do processo de integração e é caracterizado pela inversão no sinal da derivada  $dH_{LB}/dz$ .

- vii. A partir do primeiro valor de derivada negativa, a eq. (3.22) é integrada numericamente utilizando a regra do trapézio até convergência com a eq. (3.26). O lado esquerdo da eq. (3.26) é independente do processo de integração. Já o lado direito é recalculado em cada passo da integração. Utiliza-se um passo constante na altura da bolha de  $\Delta H_{LB} = -10^{-5}$ . O cálculo do passo na direção do comprimento da bolha é dado por  $\Delta z = \Delta H_{LB} / (dz / dH_{LB})$ ;
- viii. Após a convergência da eq. (3.26), calcula-se o comprimento da bolha somando todos os passos  $\Delta z$  da integração. A fração de gás na bolha é calculada a partir da eq. (3.23), considerando a altura média do filme de líquido encontrado a partir do processo de integração.
- ix. Cálculo do comprimento da célula unitária, eq. (3.27), e do comprimento do pistão, eq. (3.18);
- x. Cálculo das tensões de cisalhamento, conforme apresentado na Tabela 2.3;
- xi. Cálculo do novo gradiente de pressão, eq. (3.16).

#### 4.2.2 Modelo térmico

O modelo térmico consiste na determinação da distribuição da temperatura da mistura e do coeficiente de transferência de calor bifásico ao longo da tubulação. O modelo térmico utiliza os parâmetros hidrodinâmicos já calculados separadamente por se tratar de um caso de convecção forçada. Utiliza-se uma discretização do tipo *Upwind Difference Scheme (UDS)*, o qual utiliza o nó  $n+1$  para avaliar a temperatura da mistura do ponto anterior. Além disso, o nó  $n+1$  é utilizado para avaliar todas as propriedades do fluido no nó  $n$ . Discretizando a eq. (3.70) para a condição de contorno de temperatura externa constante, obtém-se:

$$T_{m(n)} = \frac{(h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S)T_W - \dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U}{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S} + \left( T_{m(n+1)} - \frac{(h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S)T_W - \dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U}{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S} \right) \exp\left( -\frac{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S}{\rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L} \Delta z \right) \quad (4.5)$$

Analogamente para a condição de contorno de fluxo de calor constante na parede, discretiza-se a eq. (3.77):

$$T_{m(n)} = T_{m(n+1)} - \left\{ \frac{(U_T - U_{LS}) \left[ \frac{S L_S}{(U_T + U_{LS})} + \frac{R_{LS}}{R_{LB}} \frac{S_{LB} L_B}{(U_T + U_{LB})} \right] - (S_{LB} + S) L_U}{\rho_L A U_T L_U C_L [\beta R_{GB} + (1 - \beta) R_{GS}]} \right\} \dot{q}'' \Delta z \quad (4.6)$$

O algoritmo de resolução do modelo térmico para um nó  $n$  qualquer segue as seguintes etapas:

- i. Cálculo das propriedades das fases, tais como calor específico, condutividade térmica e número de Prandtl do líquido;
- ii. A fração de líquido na célula unitária é calculada a partir da eq. (3.56). Além disso, são calculadas as variáveis  $\dot{m}_{LS}$ ,  $\dot{m}_{LB}$ ,  $\dot{m}_{Lx}$  e  $\dot{m}_{Lcell}$  definidas no modelo térmico, eqs. (3.38), (3.46), (3.58) e (3.61), respectivamente;
- iii. Determinação do número de Reynolds pela Tabela 2.3 e do coeficiente de película do filme e do pistão, eq. (2.46);
- iv. Cálculo do coeficiente global de transferência de calor no filme e no pistão, eq. (3.86);

- v. Determinação da temperatura da parede no pistão e no filme, eq. (3.88) para *FCC* e eq. (3.89) para *TEC*. Aproximação da temperatura média da parede para toda a célula unitária pela eq. (3.90);
- vi. Cálculo da variação da temperatura local na célula unitária, eq. (3.52) para *TEC* e eq. (3.53) para *FCC*. Para a condição de contorno *TEC*, deve-se aproximar  $T_N \approx T_{m(n+1)}$ ;
- vii. Cálculo da temperatura da mistura, eq. (4.5) para *TEC* e eq. (4.6) para *FCC*;
- viii. Determinação do coeficiente de transferência de calor bifásico, eq. (3.84) para *TEC* e eq. (3.85) para *FCC*.

## 5 RESULTADOS

O capítulo de resultados é dividido em duas partes, sendo a primeira a validação do modelo e a segunda as simulações numéricas. Na primeira parte, o modelo hidrodinâmico é validado com o modelo estacionário de Górski (2008) e com dados experimentais. Já o modelo térmico é validado com os dados experimentais de Lima (2009) e simulando-se um ponto hipotético de baixa vazão de gás, o qual no limite se aproxima de um escoamento monofásico. Na segunda parte do capítulo, serão apresentadas as simulações numéricas seguindo a mesma grade de testes de Medina (2011), analisando-se os parâmetros hidrodinâmicos influentes na distribuição da temperatura da mistura e no coeficiente de transferência de calor bifásico.

### 5.1 Validação do modelo

Nesta seção, o modelo estacionário de escoamento em golfadas é validado utilizando-se dados experimentais, outros modelos da literatura e ainda correlações experimentais.

#### 5.1.1 Validação do modelo hidrodinâmico

Nesta primeira parte da validação, o modelo apresentado no presente trabalho é comparado com os resultados obtidos no simulador de Górski (2008). Os testes a serem realizados são isotérmicos e o atual modelo deve ser equivalente ao simulador de Górski (2008), ou seja, deve apresentar os mesmos resultados. Estes resultados ainda serão comparados com medidas experimentais realizadas na 2PFG/FEM/UNICAMP, os quais já foram utilizados por outros autores para validar trabalhos, como os de Górski (2008), Rodrigues (2009) e Medina (2011).

Ao total foram realizados seis testes experimentais, dos quais um deles será utilizado para a validação deste trabalho. A bancada experimental da 2PFG/FEM/UNICAMP consiste em uma tubulação de 20 m de comprimento com diâmetro interno de 26 mm. Quatro sondas foram colocadas ao longo da tubulação



visando medir os diversos parâmetros do escoamento bifásico em golfadas de ar e água. Estas sondas foram posicionadas na entrada da tubulação e em distâncias de 3,6 m, 9,5 m e 16,9 m respectivamente à entrada. A velocidade superficial de líquido para o par de vazões em análise é de  $j_L = 0,525$  m/s e a velocidade superficial de gás na saída é de  $j_G = 0,525$  m/s. A pressão medida na saída da tubulação, ou seja, a pressão atmosférica, apresentou valor de  $p_{saída} = 99$  kPa. Para as simulações ainda foi utilizado um valor de frequência constante e igual à média medida durante os experimentos, sendo  $freq = 1,400$  Hz.

As simulações com o presente modelo foram consideradas isotérmicas. A temperatura na entrada é de  $T_0 = 25^\circ\text{C}$  (298,15 K). Para a validação do modelo hidrodinâmico, foram simuladas ambas as condições de contorno térmicas, garantindo assim a total equivalência com o modelo de base de Górski (2008). Para a condição de contorno de temperatura externa constante, foi considerado  $T_{ext} = 25^\circ\text{C}$  (298,15 K) e  $h_{ext} = 3000$  W/m<sup>2</sup>K. Lembrando que o coeficiente de película externo é dependente do escoamento de fluido externo e visto que  $T_{ext} = T_0$ , então não ocorrerá troca de calor e o escoamento será isotérmico. Para a condição de contorno de fluxo de calor constante na parede, foi considerado  $q'' = 0$  W/m<sup>2</sup>.

A Figura 5.1 apresenta a comparação do presente modelo em escoamento isotérmico com o modelo hidrodinâmico de base de Górski (2008), utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006). Percebe-se que os dois modelos são equivalentes em ambas as condições de contorno térmico, pois as três simulações apresentam os mesmos resultados para as mesmas condições de entrada. A Figura 5.1 ainda compara estes resultados das simulações com dados experimentais. Para o comprimento da bolha adimensionalizado, Figura 5.1a, encontra-se uma boa concordância na saída da tubulação, porém o modelo não retrata o crescimento da bolha ao longo do escoamento. O mesmo pode-se afirmar para o comprimento do pistão adimensionalizado, Figura 5.1b, porém este segundo apresenta menor precisão nos resultados. A má previsão no crescimento dos comprimentos característicos das duas regiões da célula unitária está em grande parte ligada à utilização de uma frequência média constante ao longo da tubulação. Já a previsão da velocidade da frente da bolha alongada e da queda de pressão,

Figura 5.1c e d respectivamente, apresentam bons resultados quando comparados aos dados experimentais.

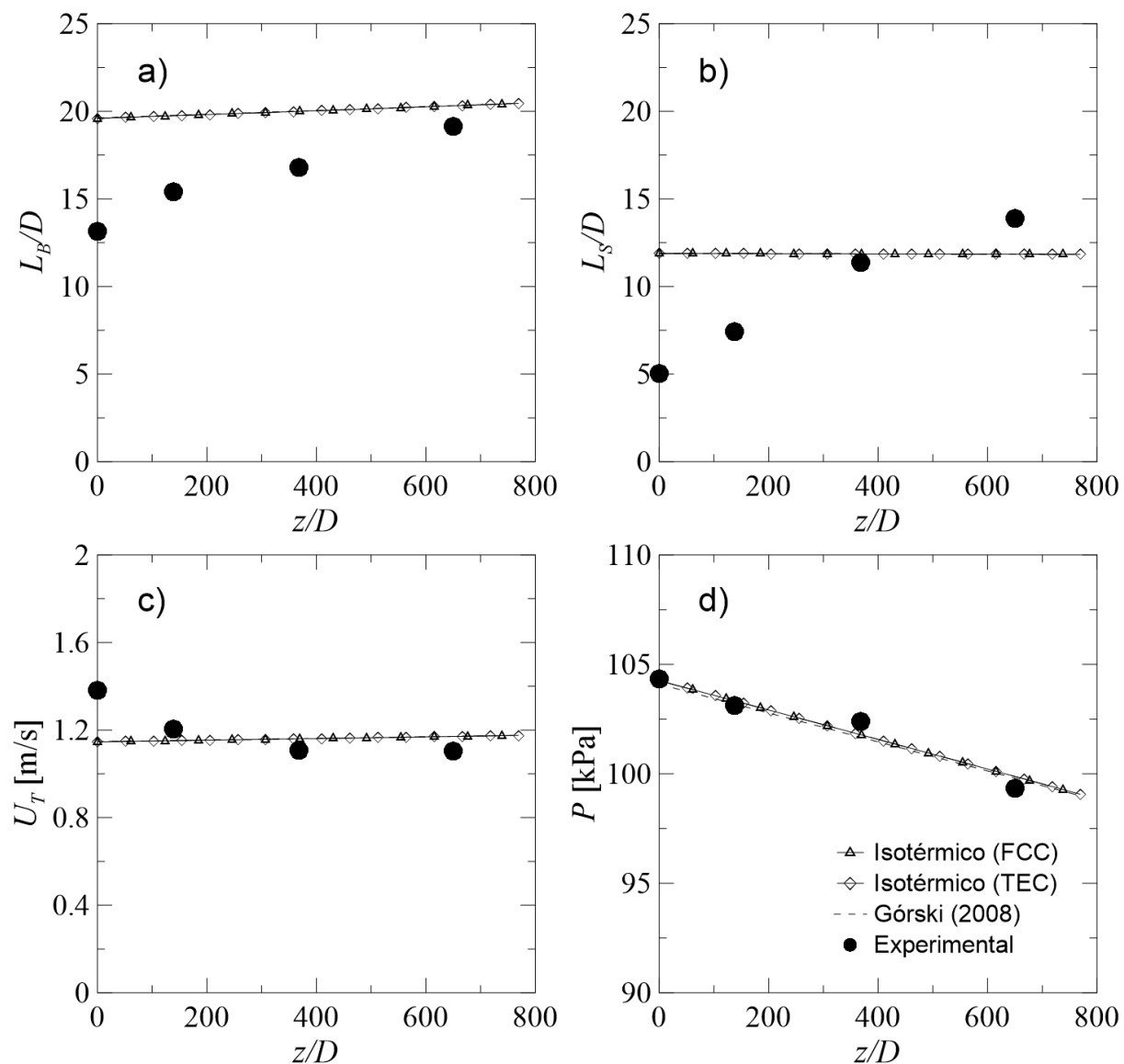


Figura 5.1 – Comparação do modelo atual para escoamento isotérmico com o simulador de Górski (2008) utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006) para: a) comprimento da bolha adimensionalizado, b) comprimento do pistão adimensionalizado, c) velocidade da bolha alongada e d) pressão.

A Figura 5.2 apresenta a mesma comparação, porém para o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1991b). Comparado ao modelo de fechamento anterior, o modelo de Taitel e Barnea (1991b) apresenta resultados semelhantes

para a velocidade da bolha alongada e para a pressão, Figura 5.2c e d respectivamente. Já para o comprimento de bolha adimensionalizado, os resultados são levemente mais precisos, como apresentado na Figura 5.2a. O contrário acontece para o comprimento do pistão adimensionalizado, Figura 5.2b. Ambas as distribuições dos comprimentos característicos de cada região da célula unitária, Figura 5.2a e b, apresentam picos de oscilação em determinados pontos da tubulação, também chamados *spikes*. Estes *spikes* são objeto de estudo no LACIT/UTFPR pelo mesmo grupo de pesquisa do presente trabalho e do trabalho de Górski (2008) há alguns anos e nenhuma explicação foi encontrada até o presente momento para este acontecimento. Sabe-se que, para malhas mais finas, a quantidade de *spikes* e os seus valores tendem a aumentar. Este assunto será tratado com mais profundidade na seção de validação do modelo térmico, onde uma análise da distribuição dos comprimentos de bolha e de pistão é feita variando-se o tamanho da malha.

### 5.1.2 Validação com escoamento monofásico

Nesta seção o modelo é comparado, em seu limite, com a solução analítica para escoamento monofásico da literatura. Sabe-se que para baixas vazões de líquido e gás, o escoamento bifásico de líquido e gás tende a assumir o padrão estratificado, conforme o mapa de fluxo da Figura 1.2. Porém, o simulador do presente trabalho não prevê nenhuma mudança de padrão de escoamento. Logo, ao introduzirem-se pequenas bolhas de gás na entrada da tubulação, no limite o modelo deve se aproximar a um escoamento monofásico com pequenas bolhas intermitentes na parte superior da tubulação.

O escoamento monofásico possui solução analítica dada pela literatura, conforme estudado por diversos autores e demonstrado por Incropera *et al.* (2008). Para as duas condições de contorno estudadas neste trabalho:

$$T_{L(z)} = T_{ent} - (T_{ext} - T_{ent}) \exp\left(-\frac{h_{SP}\pi D}{C_L \rho_L j_L A} z\right) \quad \text{para TEC} \quad (5.1)$$

$$T_{L(z)} = T_{ent} + \frac{q'' \pi D}{C_L \rho_L j_L A} z \quad \text{para FCC} \quad (5.2)$$

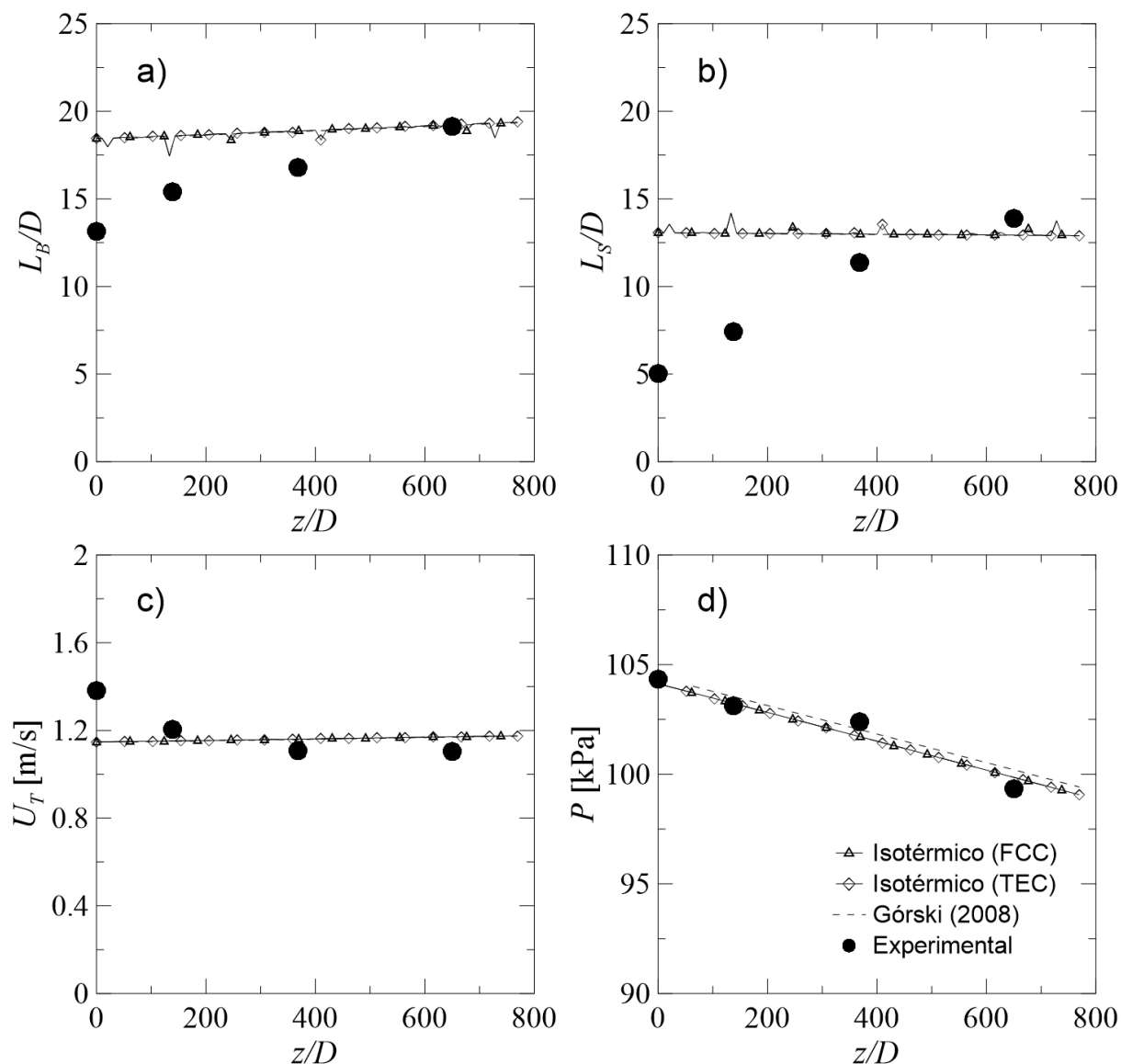


Figura 5.2 – Comparação do modelo atual para escoamento isotérmico com o simulador de Górski (2008) utilizando o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1991b) para: a) comprimento da bolha adimensionalizado, b) comprimento do pistão adimensionalizado, c) velocidade da bolha alongada e d) pressão.

sendo  $T_{L(z)}$  a distribuição de temperatura da fase líquida,  $T_{ext}$  a temperatura externa para a condição de TEC,  $T_{ent}$  a temperatura na entrada da tubulação e  $h_{SP}$  o coeficiente de convecção monofásico da fase líquida ( $SP = Single-Phase$ ). O coeficiente de convecção monofásico pode ser calculado a partir de correlações experimentais tais como a correlação de Gnielinski, eq. (2.46).

Para aproximar o modelo bifásico a um escoamento monofásico, deve-se forçar uma velocidade superficial de líquido muito maior que a velocidade superficial

de gás  $j_L \gg j_G$ . Além disso, o comprimento da bolha deve ser muito menor que o comprimento do pistão  $L_B \ll L_S$ . Seguindo a mesma metodologia de Medina (2011), escolheram-se as seguintes características hidrodinâmicas como dados de entrada para a simulação:  $j_L = 2$  m/s;  $j_G = 0,001$  m/s;  $L_B = 0,0001$  m;  $L_S = 1$  m;  $R_{GB} = 0,01$ ; e  $R_{LS} = 1$ . A constante  $C_0$  para calcular a velocidade da bolha, eq. (2.24), recebe o valor unitário. Os valores dos comprimentos e frações de fase das duas regiões da célula unitária, a bolha alongada e o pistão, não foram calculados por modelos de fechamento, mas foram forçados a estes valores especificados na entrada do programa. Os modelos de fechamento não devem ser utilizados nestes tipos de testes porque eles retratam casos reais de escoamento em golfadas devido às equações constitutivas utilizadas.

No modelo de transferência de calor, utilizou-se uma temperatura na entrada da tubulação de  $T_{ent} = 310$  K. Para a condição de contorno de temperatura externa constante, considerou-se um fluido externo escoando com temperatura de  $T_{ext} = 290$  K e coeficiente de película  $h_{ext} = 3000$  W/m<sup>2</sup>K, sendo o coeficiente global de transferência de calor igual a  $h_{SP} = 2337$  W/m<sup>2</sup>K. Já para a condição de contorno de fluxo de calor constante na parede, considerou-se  $q'' = -30000$  W/m<sup>2</sup>. A tubulação foi adotada como de cobra, com 200 m de comprimento, 52 mm de diâmetro interno e espessura de parede de 1 mm.

A Figura 5.3 apresenta os resultados da comparação desta simulação à baixa vazão de gás com a solução analítica utilizando a correlação de Gnielinski. Percebe-se que o modelo, no limite de um escoamento monofásico, aproxima-se da solução analítica. Para a condição de contorno do tipo TEC, Figura 5.3a, a distribuição de temperaturas apresenta uma forma exponencial e tende à temperatura do escoamento externo, em conformidade com a literatura. Ainda percebe-se que o modelo bifásico TEC é sensível ao tamanho da malha, apresentando melhor precisão para um número  $n$  maior de divisões da tubulação. Para  $n = 200$ , percebe-se que o modelo TEC apresenta uma aproximação satisfatória em relação à solução analítica para escoamento monofásico. Isto representa uma distância crítica entre dois nós de  $\Delta z = 1$  m, abaixo da qual a precisão dos resultados é garantida.

Já para a condição do tipo FCC, Figura 5.3b, a distribuição de temperaturas é retilínea. Ao contrário do modelo TEC, o modelo FCC não apresenta sensibilidade

em relação ao tamanho da malha. Para um número de divisões  $n$  variando entre 10 e 200, os resultados se apresentaram similares. Logo, para esta condição de contorno não existe uma distância crítica entre os nós.

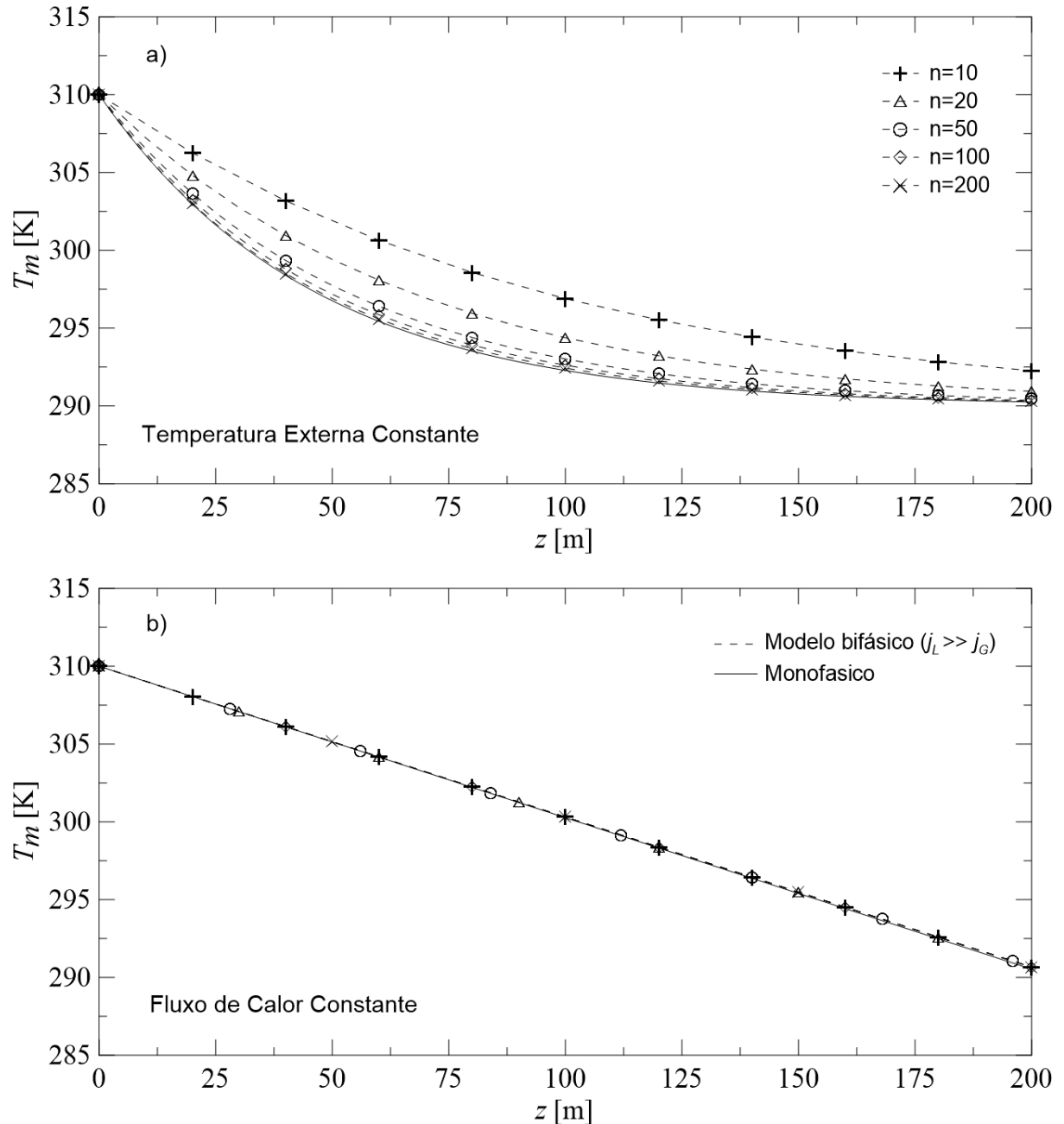


Figura 5.3 – Comparação do modelo bifásico à baixa vazão de gás com a solução analítica para escoamento monofásico nas condições de contorno de a) temperatura externa constante e b) fluxo de calor constante.

### 5.1.3 Validação com dados experimentais

Nesta seção os resultados do modelo térmico são comparados com os dados experimentais de Lima (2009). O trabalho de Lima (2009) consiste na medida da temperatura de mistura de um total de 25 combinações de vazões de água e ar escoando em um tubo de 6,07 m de comprimento e 52 mm de diâmetro. Em seu trabalho, a mistura bifásica foi resfriada externamente pelo escoamento de água em corrente paralela em um trocador de calor anular. A espessura da tubulação de troca de calor é de 1 mm e feita de cobre. O trocador de calor foi isolado termicamente, o que impossibilitou a visualização do escoamento e a medição dos comprimentos do pistão e da bolha e da velocidade da ponta da bolha alongada utilizando uma câmera de alta velocidade. Logo, os resultados experimentais consistem apenas em parâmetros térmicos, tais como a temperatura da mistura e o coeficiente global de transferência de calor.

Para a simulação numérica, estes resultados experimentais podem ser aproximados pela condição de contorno de um fluido externo de resfriamento com temperatura  $T_{ext}$  e coeficiente de transferência de calor  $h_{ext}$ . A temperatura do fluido externo foi medida experimentalmente e pode ser considerada constante devido ao pequeno tamanho da tubulação. Já o coeficiente de transferência de calor externo pode ser calculado a partir da correlação de Gnielinski (Incropera *et al.*, 2008) para escoamentos monofásicos, eq. (2.46). Estes valores constam no trabalho de Medina (2011), que também comparou seu modelo com os dados experimentais de Lima (2009).

Os parâmetros de entrada para a simulação destes pontos experimentais constam na Tabela 5.1. Para a demonstração dos resultados para a distribuição da temperatura da mistura, foram escolhidos quatro (4) pontos distintos dentre os vinte e cinco (25) pontos medidos por Lima (2009), seguindo a mesma metodologia de Medina (2011). As condições de entrada para todos os pontos restantes constam no Apêndice B.

Tabela 5.1 – Parâmetros de entrada para validação com os resultados experimentais de Lima (2009).

<b>Ponto</b>	<b>6</b>	<b>11</b>	<b>17</b>	<b>25</b>
$L$ [m]	6.07			
$D$ [mm]	52			
$j_L$ [m/s]	0.978	0.579	1.232	1.255
$j_G$ [m/s]	0.680	0.795	0.37	0.297
$P_{saída}$ [kPa]	160.0	137.1	137.7	165.8
$T_{en}$ [K]	315.3	318.7	311.2	309.6
$T_o$ [K]	286.55	286.35	284.1	283.75
$h_o$ [W/m <sup>2</sup> K]	1911	2312	2620	2458

A seguir, os resultados numéricos para cada um dos modelos de fechamento hidrodinâmico serão analisados em seções separadas, sendo eles os modelos de Rodrigues et al. (2006) e de Taitel e Barnea (1990b).

### **Modelo de fechamento de Rodrigues et al. (2006)**

Nesta seção do trabalho, o modelo térmico com o modelo hidrodinâmico de fechamento de Rodrigues et al. (2006) é validado com os dados experimentais de Lima (2009). A Figura 5.4 apresenta a distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação para os quatro pares de vazão da Tabela 5.1. Os resultados numéricos não apresentam o caráter exponencial esperado para uma condição de contorno de temperatura externa constante devido ao pequeno comprimento da tubulação. Percebe-se que a distribuição da temperatura da mistura apresenta boa concordância com os dados experimentais, cobrindo uma faixa de velocidades superficiais de  $0,579 < j_L < 1,255$  e  $0,297 < j_G < 0,795$  [m/s], conforme apresentado no Apêndice B.

Comparando os resultados do presente trabalho com os resultados numéricos do modelo transiente de Medina (2011), percebe-se que o presente modelo é muito mais estável, não apresentando oscilações. Isto se deve em grande parte ao fato da modelagem estacionária ser menos complexa e de mais fácil convergência, gerando resultados mais estáveis. Além disso, percebe-se que os valores médios encontrados com o modelo estacionário deste trabalho encaixam-se bem sobre os dados experimentais. A combinação de vazões de líquido e gás analisada que mais



apresentou dispersão no resultado da temperatura de saída foi o ponto 11, o qual apresenta uma velocidade superficial de gás maior que a de líquido. Os modelos de escoamento em golfadas da literatura tendem a representar de forma menos precisa o escoamento com altas vazões de gás, fato já verificado nos trabalhos de Górski (2008), Rodrigues (2009) e Medina (2011).

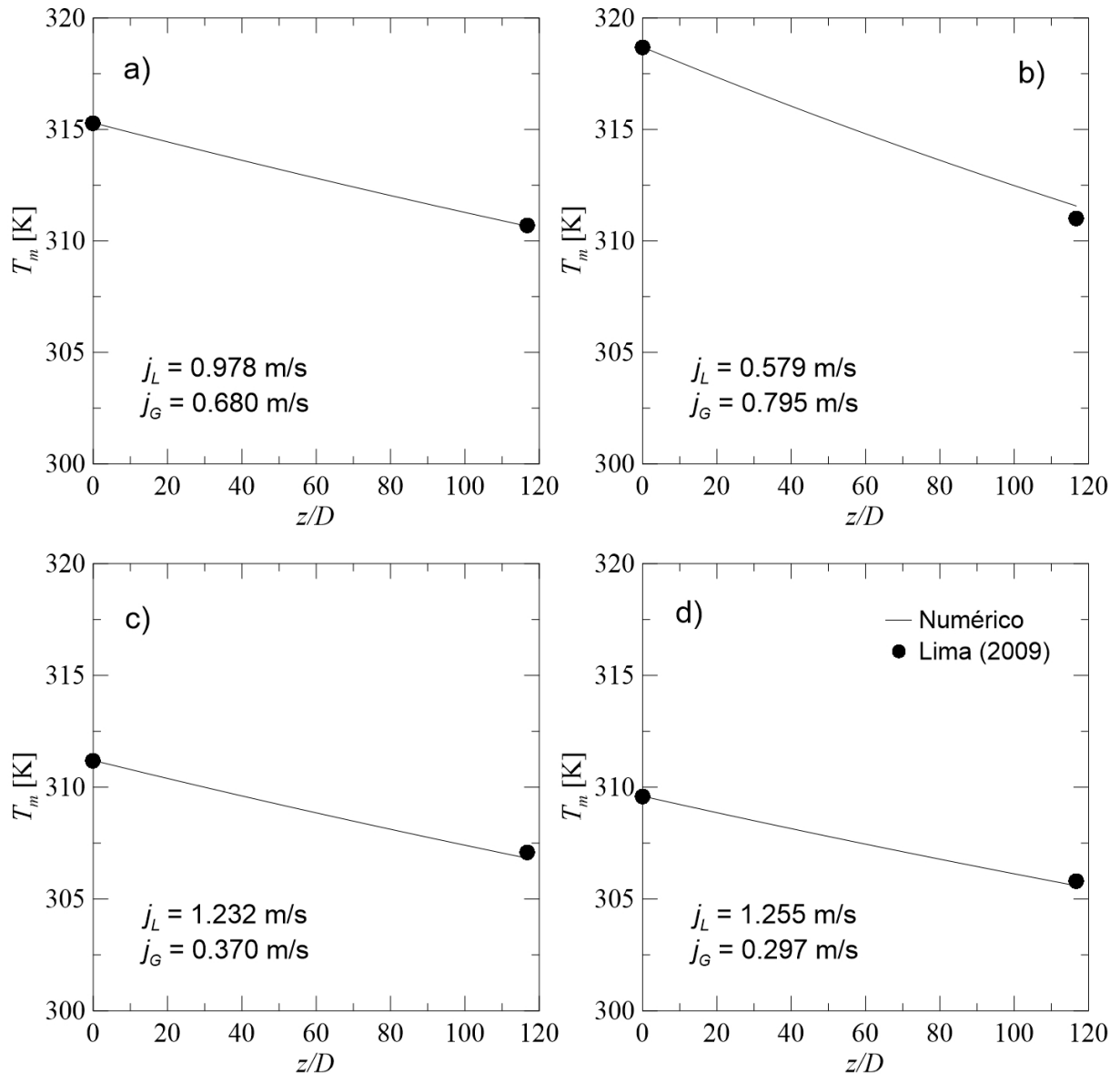


Figura 5.4 – Resultados para a distribuição da temperatura da mistura utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) para os pontos experimentais de Lima (2009): a) 6, b) 11, c) 17 e d) 25.

Ao comparar os resultados obtidos neste trabalho com o modelo estacionário de Medina *et al.* (2010), nada pode-se afirmar devido ao escasso material publicado. Medina *et al.* (2010) apresentaram apenas a simulação do ponto 24 de Lima (2009). Uma posterior comparação entre os três modelos existentes, o do presente trabalho, o estacionário de Medina *et al.* (2010) e o transiente de Medina (2011), poderá ser feita em um trabalho futuro, com a verificação dos pontos fortes e fracos de cada modelo. Para o momento, pode-se afirmar que o presente trabalho une dois pontos importantes dos modelos antecessores: a troca térmica entre duas células unitárias vizinhas (Medina, 2011) e a estabilidade do modelo estacionário (Medina *et al.*, 2010).

Os erros percentuais na temperatura de saída medidos na escala absoluta para todos os 25 pontos apresentaram um valor médio de -0,04 %, com desvio padrão de 0,09 % e erro máximo de -0,20 %, como apresentados na Figura 5.5a. Estes valores apresentam uma precisão excelente, porém não devem ser os únicos a serem levados em conta para a avaliação da precisão do modelo. Sendo que a tubulação apresenta uma pequena queda de temperatura por ser curta e que os valores percentuais são dados em função da temperatura absoluta em Kelvin, a análise dos erros percentuais da temperatura absoluta gera valores de pequena ordem de grandeza. Logo, uma maneira mais correta de analisar a precisão do modelo é medindo-se os erros percentuais da queda de temperatura ao longo da tubulação, Figura 5.5b, grandeza independente do comprimento da tubulação. Neste caso, os erros percentuais para os 25 pontos apresentaram uma média de 3,8 %, com desvio padrão de 6,2 % e erro máximo de 19,1 %. A distribuição dos erros tanto na temperatura absoluta quanto da queda de temperatura é apresentada nas Figura 5.5 para os 25 pontos experimentais de Lima (2009).

Logo, pode-se afirmar que o modelo possui uma margem de erro de aproximadamente 15 % quando comparado aos resultados experimentais de Lima (2009). Esta é a precisão que se deve adotar para o modelo, e não a precisão na temperatura absoluta, por ser independente do comprimento da tubulação. Deve-se atentar ainda que esta precisão de 15 % encontrada é correspondente às relações geométricas da tubulação e às faixas de vazões simuladas. Uma posterior validação com outras tubulações e outras faixas de vazões deverá ser feita para estender esta

precisão para outros casos. O Apêndice B apresenta os resultados detalhados e as precisões obtidas para a queda de temperatura da mistura ao longo da tubulação para os 25 pontos simulados.

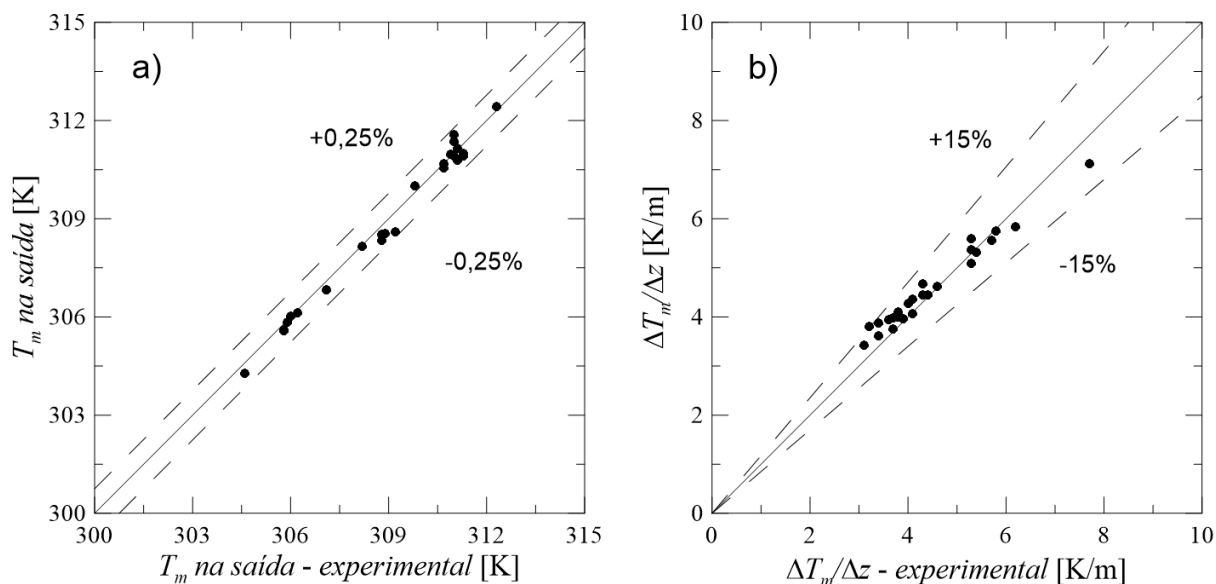


Figura 5.5 – Comparação da temperatura absoluta (a) e da queda de temperatura (b), com os dados experimentais de Lima (2009), utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006).

Os erros nos resultados numéricos do modelo estacionário desenvolvido neste trabalho é uma justaposição de diversos fatores, entre eles: (i) a precisão das equações constitutivas utilizadas no modelo, tais como para o cálculo da frequência, do fator de intermitência, do coeficiente de transferência de calor de cada estrutura da célula unitária, do fator de atrito, etc; (ii) a precisão do modelo hidrodinâmico, que não leva em consideração todos os fenômenos existentes (conforme hipóteses adotadas); (iii) a precisão do modelo térmico, que também não leva em consideração todos os fenômenos existentes (conforme hipóteses adotadas); (iv) as aproximações feitas durante a modelagem, tais como para o cálculo da temperatura da parede; (v) o fato de que o modelo é estacionário, não considerando a intermitência do fenômeno; (vi) a convergência dos laços de iteração, ou seja, os resíduos numéricos.

Outro parâmetro térmico de interesse, além da temperatura na saída e da queda de temperatura na tubulação, é o coeficiente de transferência de calor bifásico. Comparando os resultados numéricos com os dados experimentais de Lima (2009), percebe-se que quase todos os pontos ficam dentro de uma faixa de 30 % de precisão, como mostrado na Figura 5.6. Estes 30 % representam um erro aleatório em relação à média, já que o desvio padrão de 17,2 % no erro percentual é maior que a sua média, de -9,6 %. Apenas dois pontos ficaram fora desta faixa de erro, sendo o maior erro para o ponto 11 ( $\approx -40,7\%$ ), que possui uma velocidade superficial de gás maior que a velocidade superficial de líquido. Novamente, o modelo de escoamento em golfadas se apresenta menos preciso quando a razão entre as velocidades superficiais de líquido e de gás é baixa ( $j_L/j_G < 1$ ), conforme já visto anteriormente e em conformidade com a literatura.

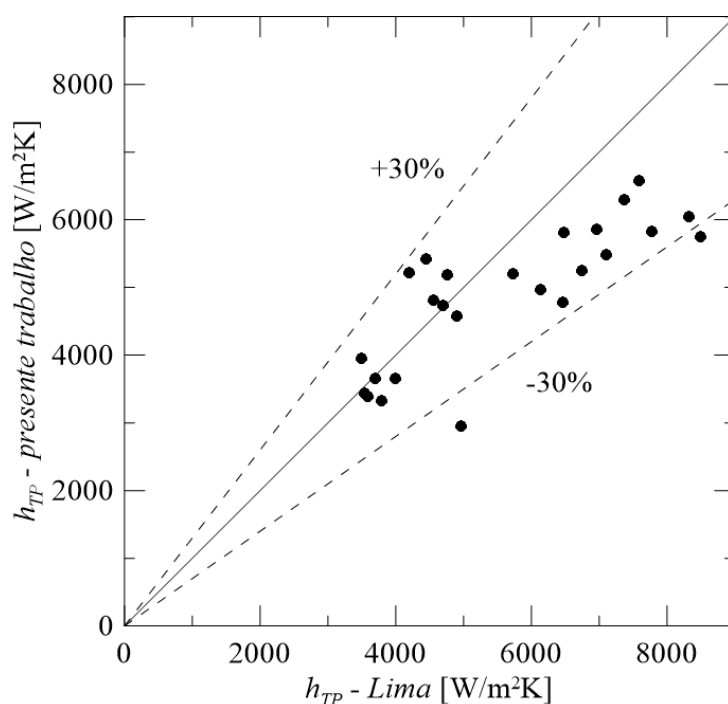


Figura 5.6 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) em comparação com os resultados experimentais de Lima (2009).

A Figura 5.7 faz a mesma comparação para o coeficiente de transferência de calor bifásico, porém com correlações da literatura. Ao comparar-se com a

correlação de Kim e Ghajar (2006), Figura 5.7a, percebe-se que os resultados tendem a subestimar o coeficiente de transferência de calor bifásico. O erro percentual médio em relação a esta correlação foi de -12,8 %, com desvio padrão de 2,3 % e erro máximo de -16,9%. Analisando estes dados, percebe-se que o erro em relação à correlação de Kim e Ghajar (2006) possui uma natureza predominantemente sistemática, visto que o desvio padrão é pequeno. Isto representa um bom resultado, já que a correlação de Kim e Ghajar (2006) é uma das correlações mais completas da literatura e já foi utilizada como referência para outros trabalhos, tais como o de Lima (2009) e o de Medina (2011).

Comparando o coeficiente de transferência de calor deste trabalho com os resultados numéricos obtidos a partir do modelo transiente de Medina (2011), Figura 5.7b, percebe-se que a maioria dos resultados é superestimada em até 10 %. O erro médio em relação aos resultados numéricos de Medina (2011) foi de 2,9 %, com desvio padrão de 5,3 % e erro máximo de -17,2 %. Este erro máximo encontrado é um ponto fora da curva e apresentou-se novamente para o ponto 11. Como uma tendência global, percebe-se que o presente trabalho apresenta valores para  $h_{TP}$  entre a correlação de Kim e Ghajar (2006) e os resultados numéricos de Medina (2011).

Ao comparar-se com a correlação de Camargo (1991), Figura 5.7c, percebe-se que os resultados numéricos são subestimados. O erro percentual apresentou valor médio de - 14 %, com desvio padrão de 2,7 % e erro máximo de - 21,5 %, caracterizando um erro de natureza sistemática. Este resultado já era esperado, pois a correlação obtida neste trabalho, eq. (3.84), diferencia-se da correlação de Camargo (1991), eq. (2.52), por: (i) desconsiderar a fase gasosa no balanço de energia e (ii) considerar o fenômeno de *scooping* térmico.

Fazendo a comparação com a correlação de Shah (1981), Figura 5.7d, percebe-se que a maioria dos pontos está dentro de uma faixa de erros de 20 %, sendo o erro máximo de 21,5 %. O erro percentual médio foi de 9,7 %, com desvio padrão de 8,4 %, caracterizando um erro de natureza aleatória. Percebe-se a partir da Figura 5.7 que a correlação de Shah (1981) possui uma inclinação mais acentuada que a correlação deste trabalho em relação ao valor do coeficiente de transferência de calor. Ou seja, o presente trabalho tende a superestimar o

coeficiente de transferência de calor em relação à correlação de Shah (1981) quanto maior for o valor de  $h_{TP}$ .

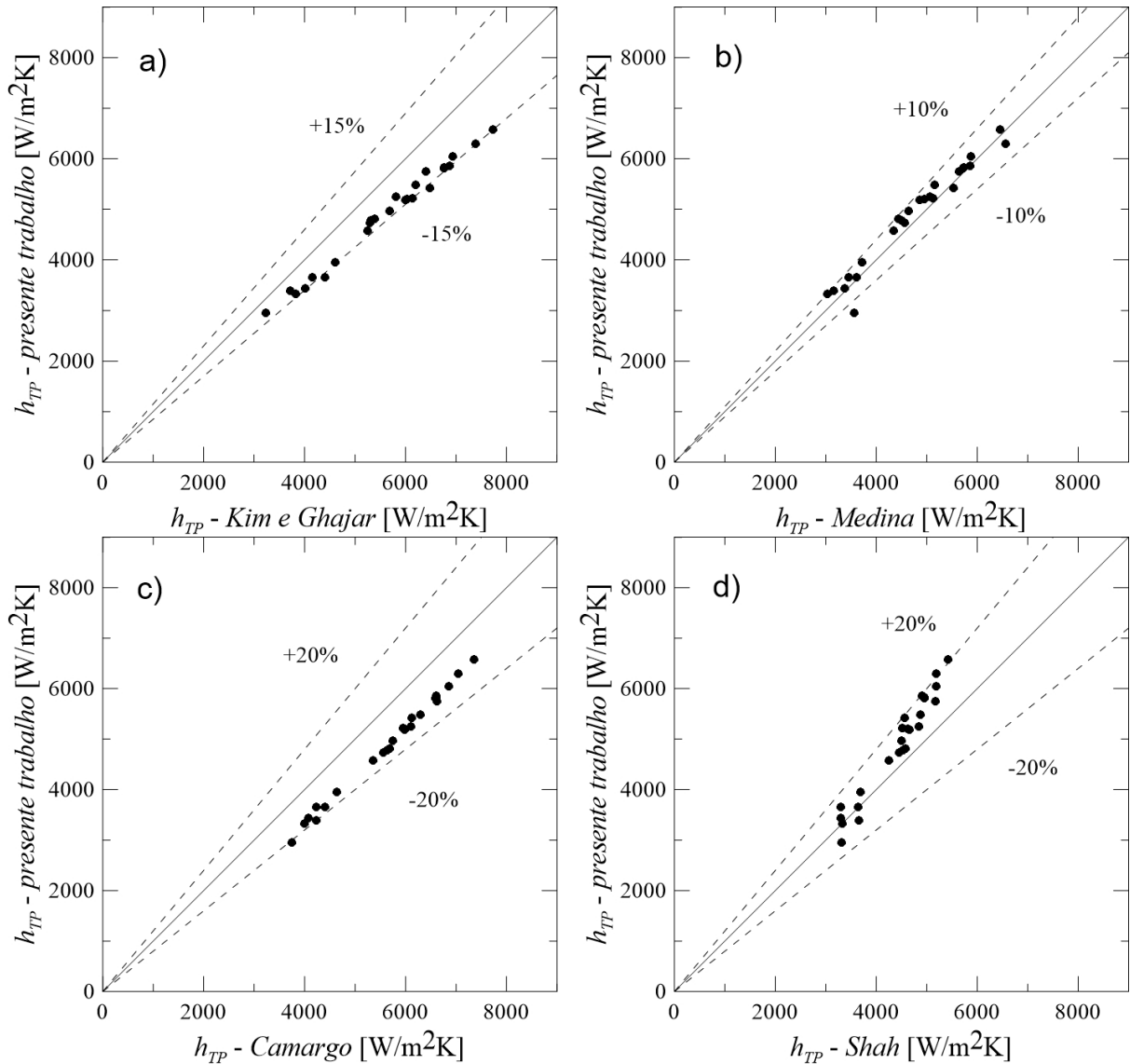


Figura 5.7 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) em comparação com: a) correlação de Kim e Ghajar (2006) ; b) resultados numéricos de Medina (2011) ; c) correlação de Camargo (1991) e ; d) correlação de Shah (1981).

Analisando os parâmetros que influenciam o coeficiente de transferência de calor bifásico neste trabalho, percebeu-se uma tendência linear extremamente forte com a vazão superficial de líquido, com  $R^2 = 0,9931$ . A Figura 5.8 apresenta os valores do coeficiente de transferência de calor bifásico simulado em função da

velocidade superficial de líquido. Além disso, ela também apresenta os valores experimentais de Lima (2009). Para os valores experimentais de Lima (2009), esta tendência linear é bem mais fraca, provavelmente porque no modelo deste trabalho são desconsiderados alguns fenômenos durante as hipóteses como, por exemplo, a intermitência do escoamento em golfadas. A partir da eq. (3.84), percebe-se que o coeficiente de transferência de calor bifásico é diretamente proporcional à velocidade superficial de líquido devido ao termo que vem da troca de energia entre duas células unitárias vizinhas, o *scooping* térmico. Mesmo assim, existem outros termos nesta correlação que variam em função do ponto a ser simulado, tais como os comprimentos do pistão e da bolha, o perímetro molhado pelo filme e a velocidade da bolha. Porém, como a correlação apresenta resultados aproximadamente lineares em função de  $j_L$ , pode-se dizer que este termo que multiplica a velocidade superficial de líquido é aproximadamente constante para as faixas de vazões simuladas.

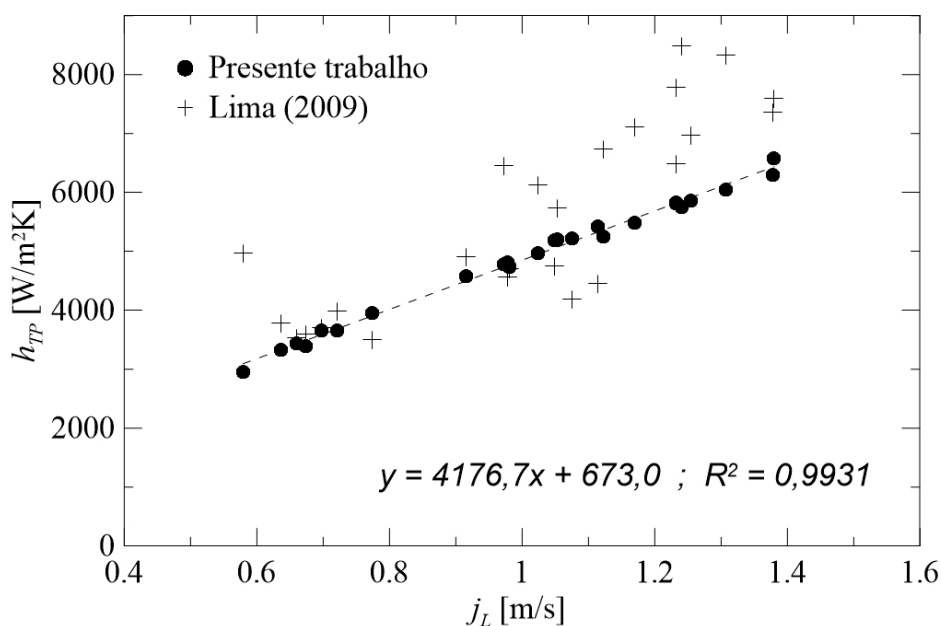


Figura 5.8 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) e resultados experimentais de Lima (2009) em função da velocidade superficial de líquido.

### Modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b)

Nesta seção é feita a mesma análise que na seção anterior, porém para o modelo hidrodinâmico de fechamento de Taitel e Barnea (1990b). Com este modelo de fechamento, o programa fica mais instável devido à resolução da equação diferencial do perfil da bolha alongada, eq. (3.22), apresentando picos de oscilações na distribuição do comprimento de bolha e pistão, também chamados *spikes*. Devido a essas oscilações, nem todos os pontos convergem para o erro de  $10^{-8}$  entre duas iterações consecutivas, estipulado durante a implementação numérica. Nesse caso, é necessário utilizar um critério de parada pelo número de iterações e um controle do valor de erro. Ainda assim, 2 dos 25 pontos não convergiram para uma solução estável, e a origem desta divergência ainda é desconhecida. Os outros 23 pontos convergiram para um erro mínimo de  $10^{-4}$ , que ainda representa uma boa precisão.

As oscilações ou *spikes* originários deste modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b) variam de amplitude e de localização conforme o tamanho da malha adotada. A Figura 5.9 apresenta a distribuição dos comprimentos de bolha e de pistão adimensionalizados em função do tamanho da malha utilizada, sendo  $n$  o número de divisões da tubulação. Estas simulações foram feitas utilizando os dados de entrada do ponto 3 de Lima (2009), que apresentou alta instabilidade. Para este ponto, as velocidades superficiais valem  $j_L = 0,916$  m/s e  $j_G = 0,496$  m/s. Os dados de entrada térmicos deste ponto são  $T_{ent} = 42.45$  °C (315.6 K),  $T_{ext} = 14.8$  °C (288.1 K) e  $h_{ext} = 1945$  W/m<sup>2</sup>K.

Percebe-se na Figura 5.9 que o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b) tende a possuir *spikes* de maiores amplitudes com o refinamento da malha. Por outro lado, o refinamento da malha melhora a precisão do modelo térmico, conforme explicado em seção anterior. Logo, conclui-se que existe um tamanho de malha crítico de forma a otimizar a precisão do modelo sem carregar este tipo de instabilidade. Para o par de velocidades superficiais em questão, a utilização de 10 nós em uma tubulação de comprimento de 6,07 m não apresentou nenhum tipo de instabilidade, representando uma distância entre nós de aproximadamente 0,6 m. Porém, estas instabilidades variam para cada par de vazões e um estudo mais abrangente poderá ser feito futuramente, já que o foco do presente trabalho é o modelo térmico e não o hidrodinâmico.



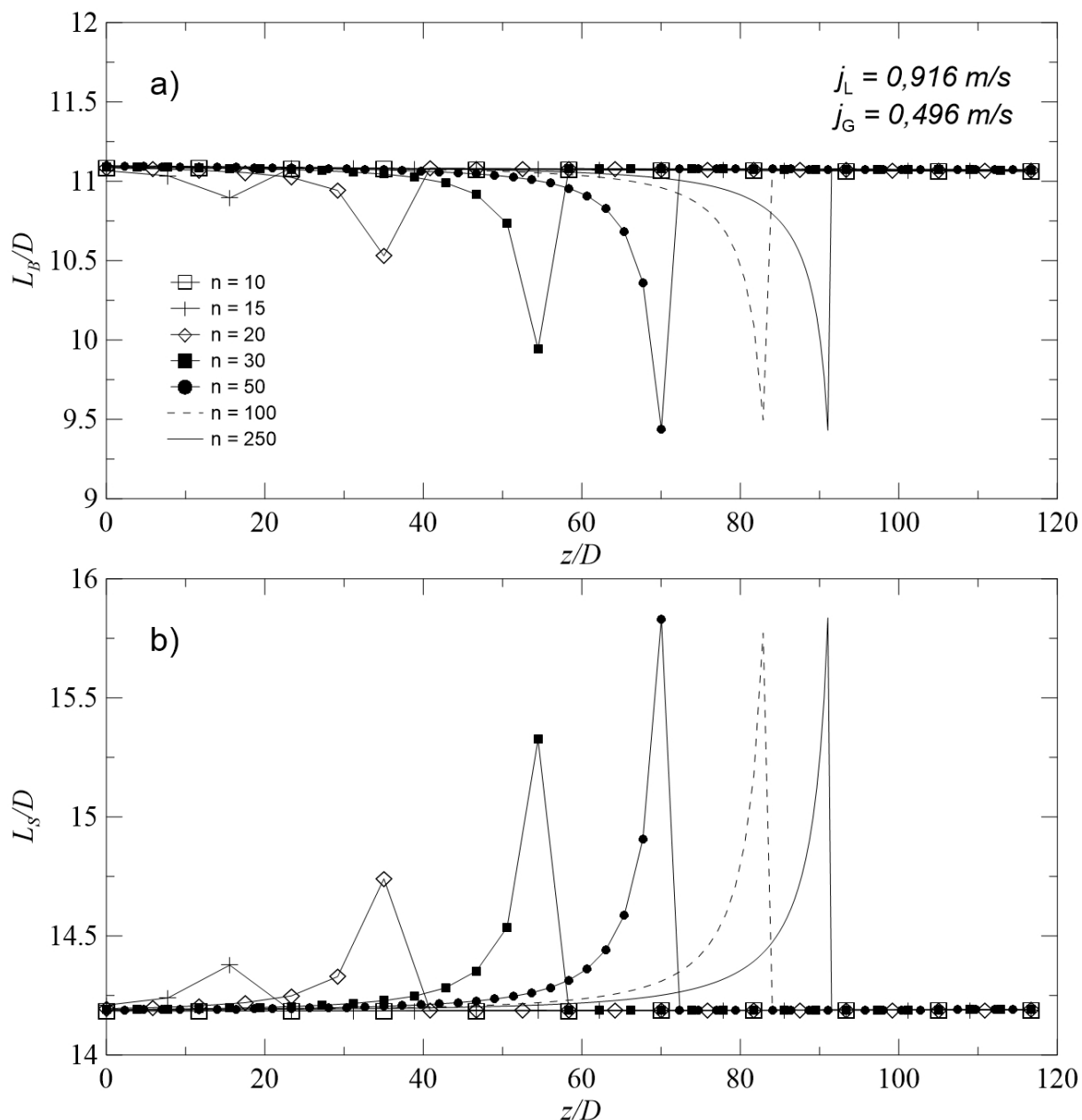


Figura 5.9 – Distribuição dos comprimentos de bolha (a) e de pistão (b) adimensionalizados em função do tamanho da malha utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Taitel e Barnea (1990b).

Vale ainda ressaltar que todas as simulações feitas com a malha variando de 10 a 750 divisões apresentaram poucas diferenças nos resultados da distribuição da temperatura da mistura e do coeficiente de transferência de calor, já que em todos os casos a distância crítica entre os nós para garantir a precisão do modelo foi atingida (aproximadamente 1 m, como visto anteriormente).

Tendo em vista estas instabilidades inerentes ao modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b), foram realizados testes de validação análogos ao modelo de Rodrigues *et al.* (2006). O tamanho de malha utilizado foi de 10 divisões em 6,07 m. Mesmo assim, alguns pontos ainda apresentaram pequenas instabilidades, nos quais se optou por variar-se levemente o tamanho da malha ( $n = 11$ , por exemplo), de forma a contornar estas oscilações. A Figura 5.10 apresenta um comparativo entre as simulações numéricas e os resultados experimentais de Lima (2009) para a temperatura da mistura na saída e a queda de temperatura ao longo da tubulação. A temperatura da mistura na saída da tubulação apresentou um erro médio percentual de  $-0,06\%$ , com desvio padrão de  $0,11\%$  e erro máximo de  $-0,25\%$ , e é apresentada na Figura 5.10a. Já a queda de temperatura da mistura ao longo da tubulação, Figura 5.10b, apresentou um erro percentual médio de  $5,9\%$ , com desvio padrão de  $7,7\%$  e erro máximo de  $23,8\%$ . Estes valores de erros se apresentaram levemente superiores aos obtidos com o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006), porém não de maneira significativa.

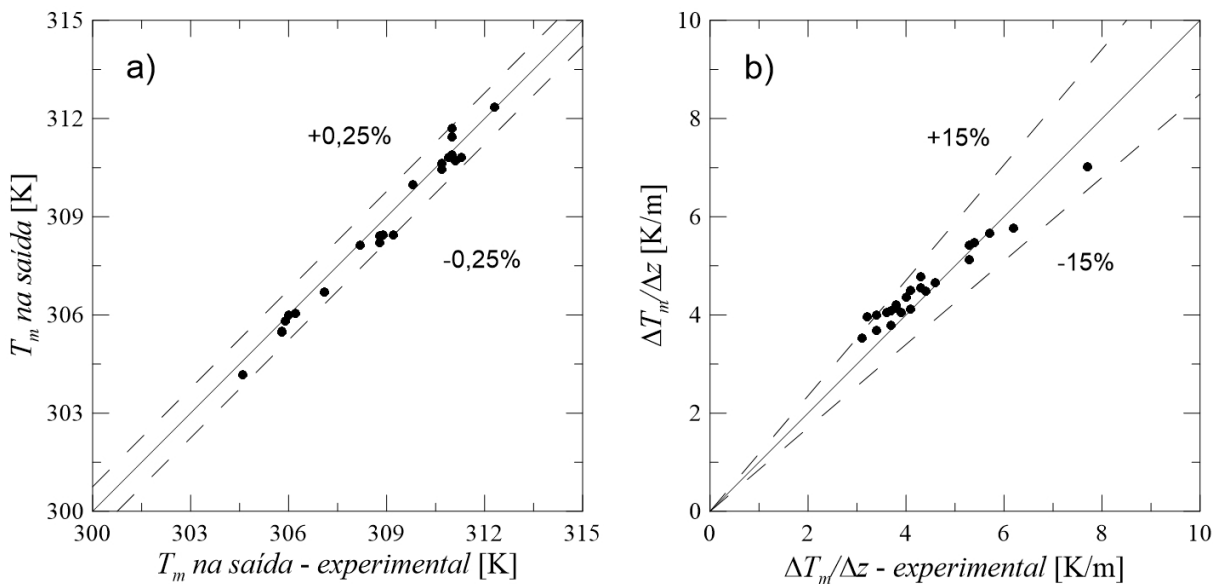


Figura 5.10 – Comparação da temperatura absoluta (a) e da queda de temperatura (b), com os dados experimentais de Lima (2009), utilizando o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b).

A Figura 5.11 apresenta um comparativo entre os resultados numéricos para o coeficiente de transferência de calor bifásico e os dados experimentais de Lima (2009). O erro percentual médio foi de -6,5 %, com desvio padrão de 18,0 % e erro máximo de -40,6 %. Estes valores de erro possuem uma média um pouco abaixo do apresentado ao utilizar-se o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006), porém com uma dispersão levemente superior. Novamente o erro máximo foi encontrado para o ponto 11, o qual apresenta uma vazão de gás importante.

A Figura 5.12 faz o mesmo comparativo que a figura anterior, porém com correlações da literatura. Para a correlação de Kim e Ghajar (2006), Figura 5.12a, o erro percentual médio foi de -9,1 %, com desvio padrão de 1,1 % e erro máximo de -11,2 %. Estes resultados se apresentaram cerca de 3 % mais precisos que os resultados utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006), além de possuírem menor dispersão e menor erro máximo.

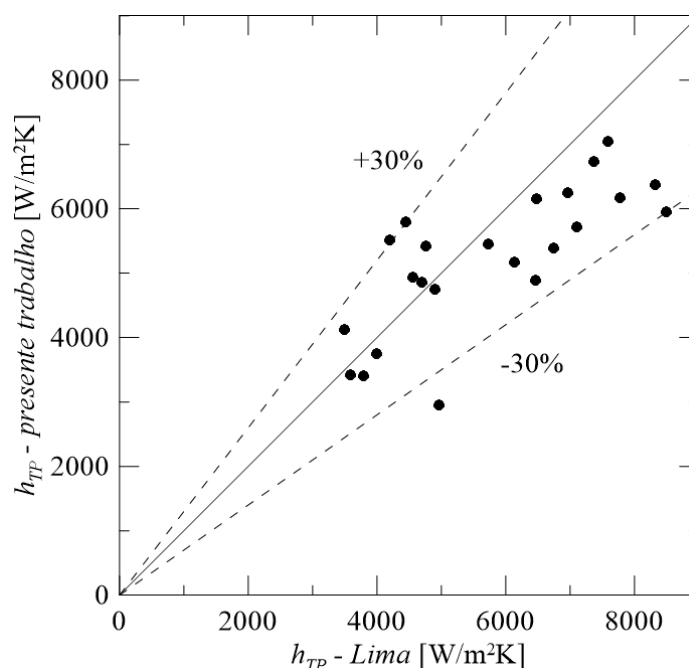


Figura 5.11 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Taitel e Barnea (1990b) em comparação com os resultados experimentais de Lima (2009).

Comparando com os resultados numéricos de Medina (2011), Figura 5.12b, o erro percentual apresentou-se com uma média de 5 % maior que para o modelo de

fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006), além de possuir maior dispersão. O erro percentual médio foi de 7,4 %, com desvio padrão de 5,8 %. Porém, o erro máximo apresentou valor semelhante, de -17,1 %.

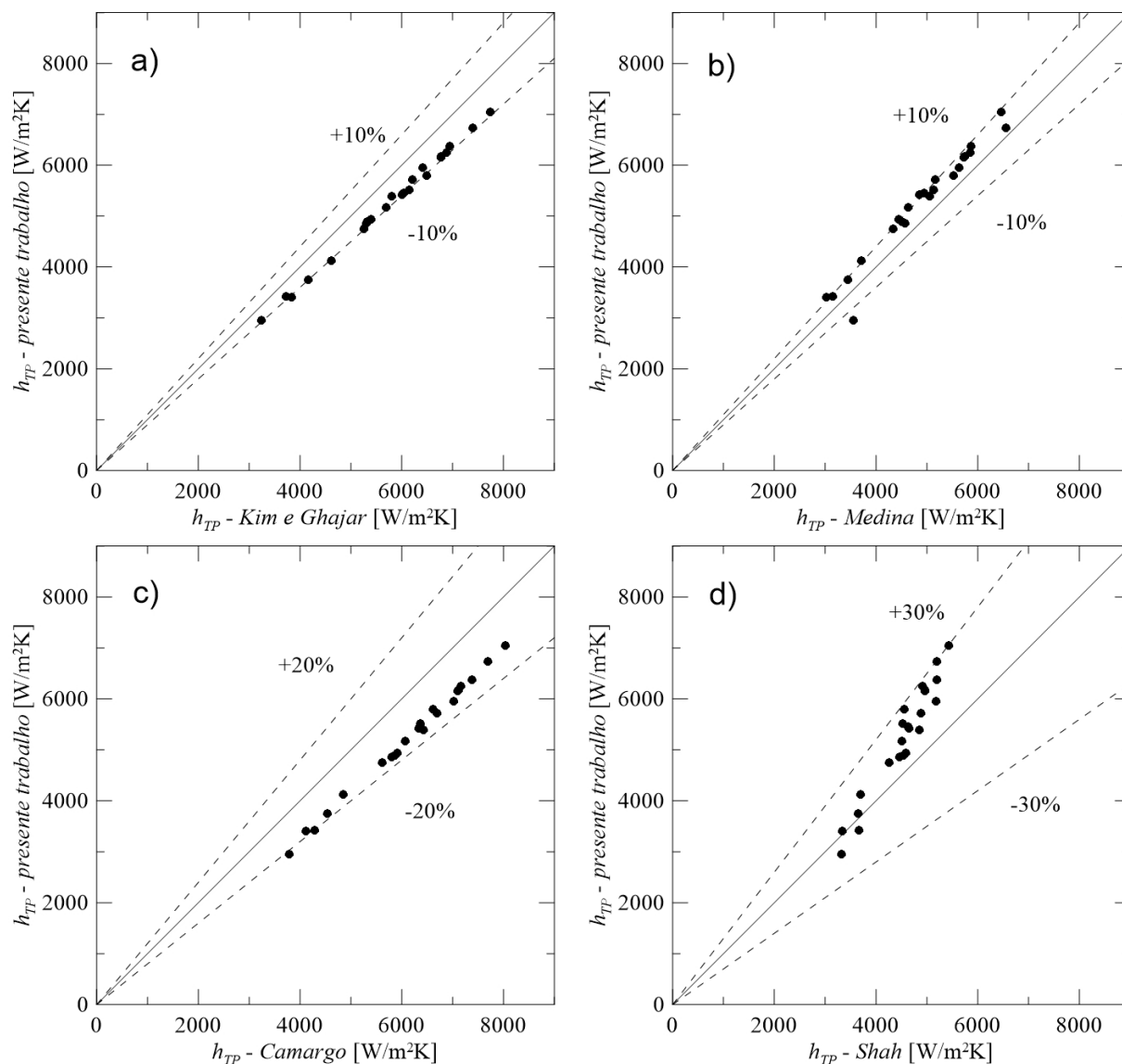


Figura 5.12 – Coeficiente de transferência de calor simulado utilizando o modelo de Taitel e Barnea (1990b) em comparação com: a) correlação de Kim e Ghajar (2006) ; b) resultados numéricos de Medina (2011) ; c) correlação de Camargo (1991) e ; d) correlação de Shah (1981).

Fazendo o mesmo comparativo para a correlação de Camargo (1991), Figura 5.12c, os valores de erro percentual não apresentaram diferença significativa em relação ao modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006). O erro percentual foi

de -15,2 %, com desvio padrão de 2,5 % e erro máximo de -22,0 %. Novamente, como já era esperado, o erro possui uma natureza predominantemente sistemática em relação à correlação de Camargo (1991) devido à semelhança entre a mesma e o presente trabalho, conforme já discutido anteriormente.

Já para a correlação de Shah (1981), Figura 5.12d, os valores ficaram dentro de uma margem de erro de 30 %, maior que para o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006). O erro percentual médio foi de 14,5 %, com desvio padrão de 11,0 % e erro máximo de 29,9 %. Este erro possui natureza sistemática e aleatória de grandezas equivalentes. Novamente, o erro tende a aumentar com o valor de  $h_{TP}$ .

A Tabela 5.2 apresenta um comparativo dos erros médios, seus desvios padrões e seus valores máximos para os dois modelos de fechamento hidrodinâmico. Pode-se concluir que o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006) além de ser mais estável, apresenta melhor precisão na determinação da queda de temperatura da mistura da tubulação e quando comparado à correlação de Shah (1981) e aos resultados numéricos de Medina (2011). Já o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b) apresentou melhores resultados quando comparado à correlação de Kim e Ghajar (2006), que é considerada uma das correlações mais precisas da literatura. Para a precisão da temperatura da mistura na saída e para a precisão do coeficiente de transferência de calor bifásico com os dados experimentais de Lima (2009) e com a correlação de Camargo (1991), os dois modelos de fechamento apresentam resultados similares.

Tabela 5.2 – Comparativos dos erros percentuais médios, seus desvios padrões e valores máximos para os modelos de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) e de Taitel e Barnea (1990b).

<b>Erro %</b>	<b>Rodrigues et al. (2006)</b>			<b>Taitel e Barnea (1990b)</b>		
	<b>Média</b>	<b>Des. Pad.</b>	<b>Máx</b>	<b>Média</b>	<b>Des. Pad.</b>	<b>Máx</b>
$T_m$ na saída	-0,04	0,09	-0,20	-0,06	0,11	-0,25
Queda na $T_m$	3,8	6,2	19,1	5,9	7,7	23,8
$h_{TP}$ vs Lima (2009)	-9,6	16,2	-40,7	-6,5	18,0	-40,6
$h_{TP}$ vs Kim e Ghajar (2006)	-12,8	2,3	-16,9	-9,1	1,1	-11,2
$h_{TP}$ vs Medina (2011)	2,9	5,3	-17,2	7,4	5,8	-17,1
$h_{TP}$ vs Camargo (1991)	-14,0	2,7	-21,5	-15,2	2,5	-22,0
$h_{TP}$ vs Shah (1981)	9,7	8,4	21,5	14,5	11,0	29,9

Devido à maior facilidade de manipulação do modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006) e aos melhores resultados obtidos na queda de temperatura da mistura ao longo da tubulação (principal variável do modelo térmico), este será o modelo de fechamento adotado para todas as simulações que são apresentadas a partir da próxima seção. Vale ressaltar que o modelo estacionário de escoamento bifásico líquido-gás em golfadas com transferência de calor em tubulações horizontais desenvolvido neste trabalho pode ser utilizado com qualquer modelo hidrodinâmico capaz de predeterminar todos os parâmetros necessários, tais como os comprimentos característicos de cada região da célula unitária e suas respectivas frações de fase. Um trabalho futuro poderá analisar os diversos modelos de fechamento hidrodinâmico e seus respectivos desempenhos com o modelo térmico do presente trabalho utilizando, por exemplo, os trabalhos de Fagundes Netto (1999) e de Aluf Orell (2004), como já proposto por Górski (2008).

## 5.2 Simulações numéricas

Nesta seção são apresentados os resultados das simulações numéricas para o modelo térmico com as duas condições de contorno. A metodologia seguida foi a mesma adotada por Medina (2011). Os dados hidrodinâmicos de entrada e da geometria da tubulação adotados para as simulações seguem os experimentos realizados na 2PFG/FEM/UNICAMP e constam na Tabela 5.3. Os experimentos foram conduzidos em uma tubulação de 20 m de comprimento com diâmetro de 26 mm. A sigla A#W significa “Air at Water” e a denotação “#x” representa o par de vazões medidos experimentalmente, sendo  $x = 1, 2, 3, 4$ .

Estes dados hidrodinâmicos já foram utilizados para validar outros trabalhos de modelagem em escoamento bifásico em golfadas, tais como os trabalhos de Górski (2008), Rodrigues (2009), Pachas (2011) e Medina (2011). Apesar de estes dados serem para escoamentos isotérmicos, eles serão utilizados como entrada para as simulações térmicas, adicionando-se uma fonte fictícia de calor. A temperatura de entrada foi adotada como sendo 20 °C [293,15 K] por se tratar de uma temperatura ambiente. Para a condição de contorno TEC, adotou-se  $T_{ext} = 66,85$  °C [293,15 K] e variou-se o coeficiente de película do fluido externo numa faixa que não haja

mudanças de fase. Seguindo a mesma ideia, adotaram-se diferentes valores para o fluxo de calor para as simulações com a condição de contorno FCC.

Tabela 5.3 – Parâmetros de entrada para as simulações numéricas de escoamento em golfadas de ar e água.

<b>Ponto</b>	<b>A@W#1</b>	<b>A@W#2</b>	<b>A@W#3</b>	<b>A@W#4</b>
$L$ [m]			20	
$D$ [mm]			26	
$j_L$ [m/s]	0,330	0,525	0,670	0,658
$j_G$ [m/s]	0,595	0,472	0,588	1,110
$freq$ [Hz]	0,740	2,890	4,470	2,440
$P_{saída}$ [kPa]			99,0	
$T_{ent}$ [°C,K]			20 °C [293,15 K]	
$T_{ext}$ [°C,K]			66,85 °C [340 K]	
$h_{ext}$ [W/m <sup>2</sup> K]			500, 1000, 2000, 4000	
$q''$ [W/m <sup>2</sup> ]			-20000, -10000, +10000, +20000	

Os resultados para a distribuição do coeficiente de transferência de calor bifásico ao longo da tubulação foram comparados com a correlação de Kim e Ghajar (2006). Esta correlação, como já dito anteriormente, é apontada como uma das correlações da literatura que apresenta melhor ajuste aos dados experimentais de escoamentos em golfadas. A seguir, os resultados das simulações serão apresentados em seções separadas para cada condição de contorno.

### 5.2.1 Temperatura externa constante (TEC)

Nesta seção são apresentados os resultados das simulações para a condição de contorno de temperatura externa constante. A temperatura externa foi a mesma para todas as simulações, porém foram utilizados quatro (4) coeficientes de película externo diferentes para cada par de vazão. As simulações foram feitas utilizando-se o modelo de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006) e a frequência foi mantida constante e igual ao valor experimental medido na 2PFG/FEM/UNICAMP e apresentado na Tabela 5.3.

A Figura 5.13 apresenta a distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação para os quatro pares de vazão simulados. Percebe-se que a temperatura

da mistura segue um aumento exponencial por se tratar de um caso de aquecimento com temperatura externa constante, estando em acordo com a literatura. Para os casos em que o coeficiente de película é mais elevado, a curva da distribuição de temperaturas é mais acentuada. As temperaturas da mistura na saída foram mais altas para o ponto A@W#2 e mais baixas para o ponto A@W#4. Os pontos A@W#1 e A@W#3 apresentaram temperaturas na saída com valores similares.

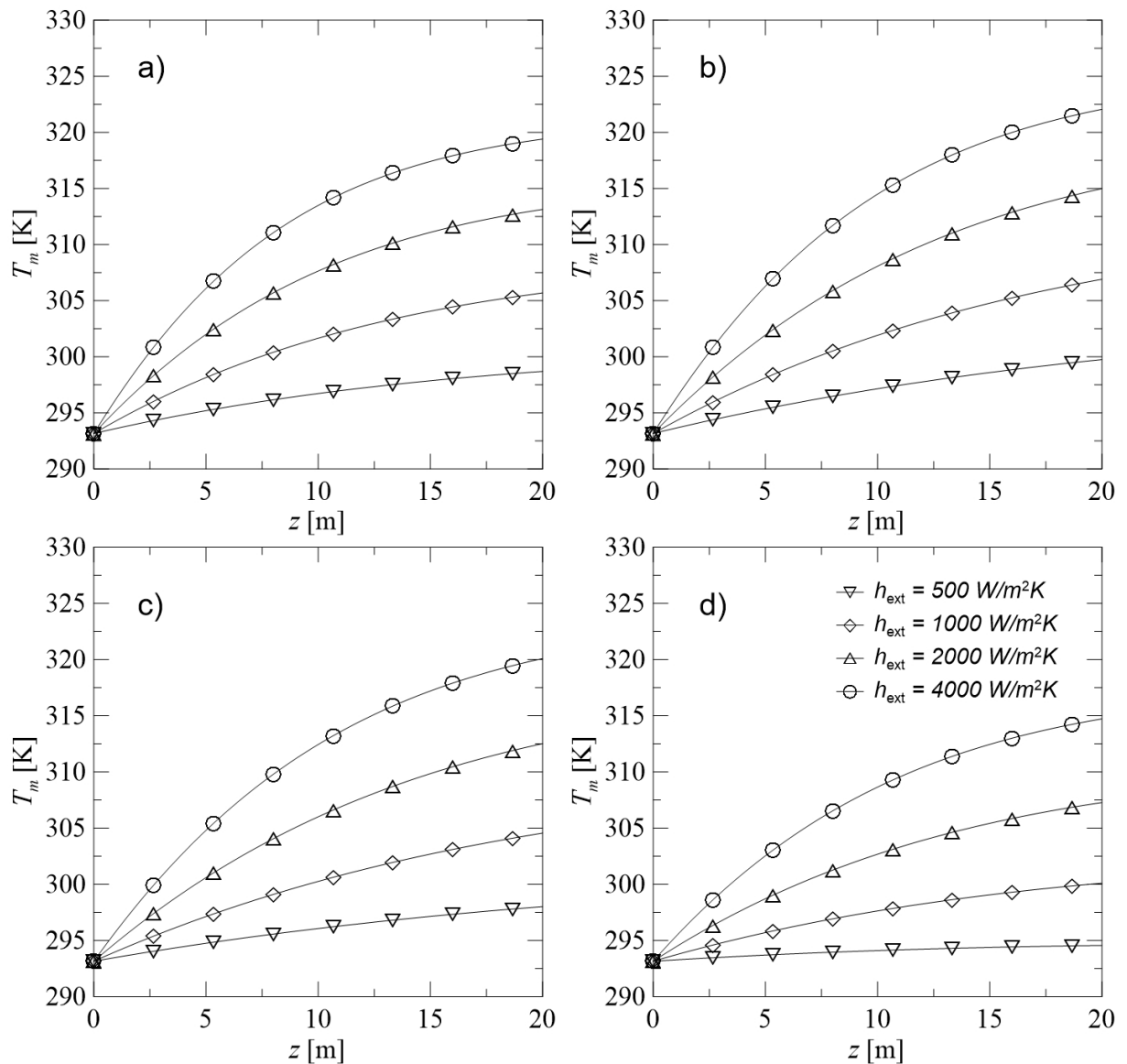


Figura 5.13 – Distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação para a condição de contorno de temperatura externa constante para os pontos: a) A@W#1; b) A@W#2; c) A@W#3; e d) A@W#4.



Para entender as diferenças na distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação em função dos pares de vazão, devem-se analisar os parâmetros hidrodinâmicos influentes na mesma. A Figura 5.14 mostra a temperatura da mistura na saída da tubulação em função de diversos parâmetros hidrodinâmicos. As linhas pontilhadas são regressões lineares para cada um dos valores de  $h_{ext}$ . Percebe-se que o valor de  $h_{ext}$ , que é um parâmetro da condição de contorno térmica, influencia bastante a temperatura da mistura, visto a grande separação entre as quatro linhas de tendência para todos os parâmetros analisados. Esta separação entre as linhas de tendência possui ordem de grandeza maior que a sua própria inclinação. Deste fato, conclui-se que a distribuição da temperatura da mistura possui uma correlação mais forte com a condição de contorno térmico que com os parâmetros hidrodinâmicos analisados.

Ainda analisando-se a Figura 5.14, percebe-se que a velocidade superficial de gás é indiretamente proporcional à temperatura da mistura na saída e possui uma correlação forte, com  $R^2 \approx 0,97$ . Esta correlação com a velocidade superficial de gás explica porque o ponto A@W#2 apresenta o maior valor de temperatura na saída, enquanto o ponto A@W#4 apresenta o menor valor.

Outro parâmetro que apresenta uma forte correlação com a temperatura da mistura na saída é a velocidade de translação da bolha alongada. Com o aumento da velocidade da bolha alongada, a temperatura da mistura na saída tende a cair, apresentando um  $R^2 \approx 0,86$ .

Os outros parâmetros possuem uma influência mais fraca com a distribuição da mistura ao longo da tubulação. Todos eles são indiretamente proporcionais à temperatura da mistura na saída da tubulação, a não ser a frequência de escoamento e o comprimento do pistão. Estes dois últimos parâmetros não apresentam nenhuma correlação aparente com a distribuição da temperatura da mistura.

A Tabela 5.4 apresenta um resumo dos indicadores de influência dos parâmetros na temperatura da mistura, sendo eles: (i) a tendência, que indica se o parâmetro tem comportamento diretamente ou inversamente proporcional; (ii) a derivada, que representa a variação da temperatura da mistura em relação ao parâmetro analisado, ou seja, a inclinação média das linhas de tendência da

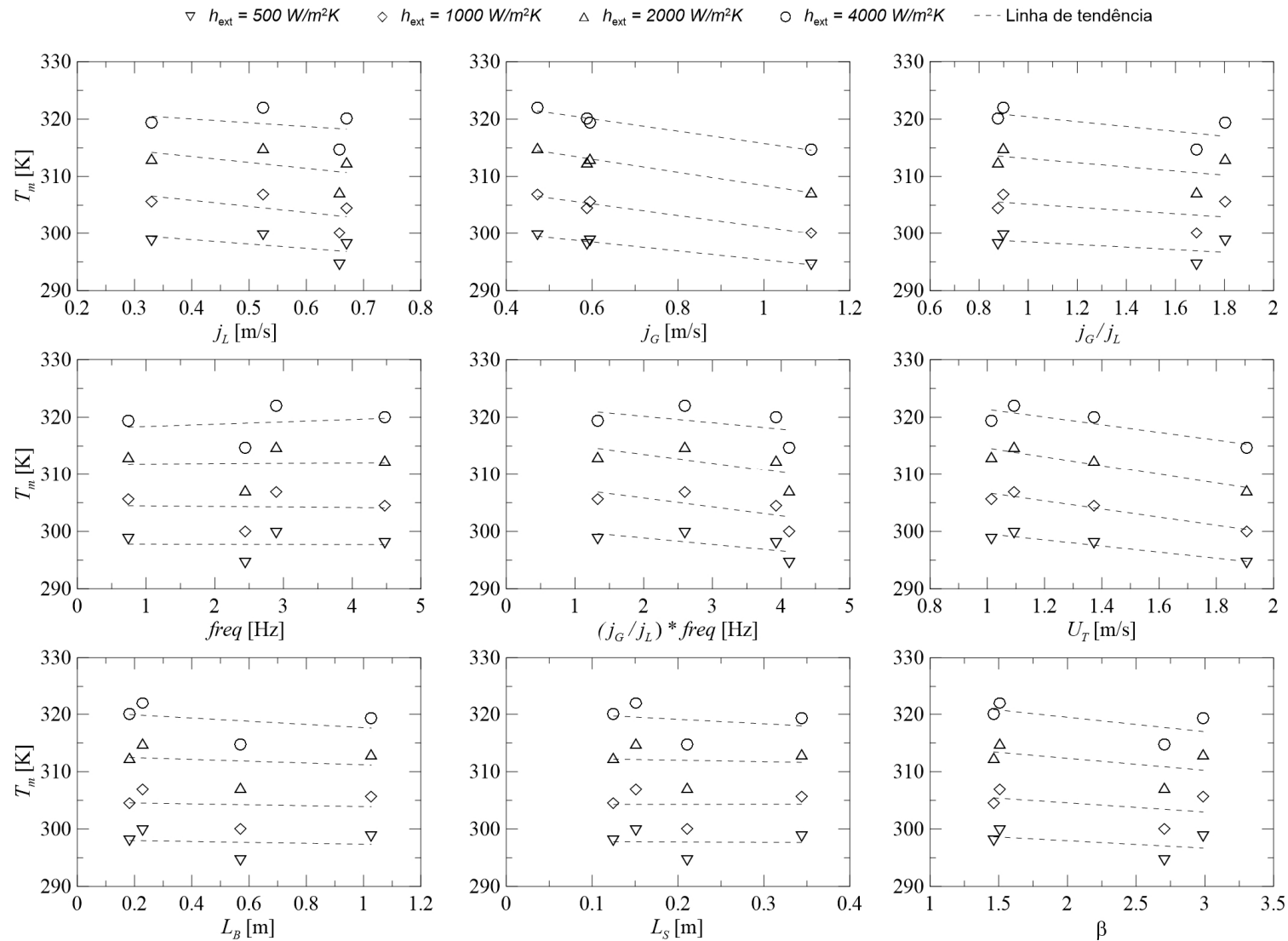


Figura 5.14 – Influência dos parâmetros de escoamento na temperatura da mistura na saída para a condição de contorno TEC.

Figura 5.14; (iii) o coeficiente de determinação ou  $R^2$ , parâmetro estatístico que indica quão bem a regressão representa os resultados ( $R^2 > 0,9$  indica uma correlação boa); (iv) a multiplicação entre a derivada e o  $R^2$ , indicando o peso total do parâmetro na temperatura da mistura; e (v) a relação entre o parâmetro e a temperatura da mistura na saída da tubulação, podendo esta ser forte, média, fraca ou inexistente.

Tabela 5.4 – Influência dos parâmetros hidrodinâmicos na temperatura da mistura na saída da tubulação para a condição de contorno TEC.

<b>Parâmetro</b>	<b>Tendência</b>	<b>Derivada</b>	<b><math>R^2</math></b>	<b>Derivada*<math>R^2</math></b>	<b>Relação</b>
$j_L$ [m/s]	↓	-8.7	0.25	-2.18	Média
$j_G$ [m/s]	↓	-10	0.97	-9.70	Forte
$j_G / j_L$	↓	-3.2	0.3	-0.96	Fraca
$freq$ [Hz]	●	0	0	0	x
$(j_G / j_L) * freq$ [Hz]	↓	-1.3	0.35	-0.46	Fraca
$U_T$ [m/s]	↓	-6.7	0.86	-5.76	Forte
$L_B$ [m]	↓	-1.4	0.05	-0.07	x
$L_S$ [m]	●	0	0	0	x
$\beta$	↓	-1.7	0.25	-0.43	Fraca

Legenda: ↑ diretamente proporcional; ↓ inversamente proporcional; ● neutro.

A Figura 5.15 e a Figura 5.16 apresentam a distribuição do coeficiente de transferência de calor bifásico ao longo da tubulação para os quatro pares de vazão, cada um com os quatro valores de  $h_{ext}$ . Percebe-se que o coeficiente de transferência de calor varia ao longo da tubulação devido à evolução das variáveis do escoamento bifásico. Com a queda de pressão, o gás tende a expandir-se, aumentando a velocidade superficial de gás, a velocidade da bolha alongada e também o comprimento da bolha. Já o aquecimento da mistura bifásica tende a mudar as propriedades dos fluidos, além de também ocasionar uma expansão do gás. A combinação destes fatores faz com que o coeficiente de transferência de calor bifásico varie ao longo da tubulação, sendo esta variação mais acentuada para os valores de  $h_{ext}$  mais altos. Para todos os casos, os resultados numéricos para o coeficiente de transferência de calor apresentaram valores abaixo da correlação de Kim e Ghajar (2006).

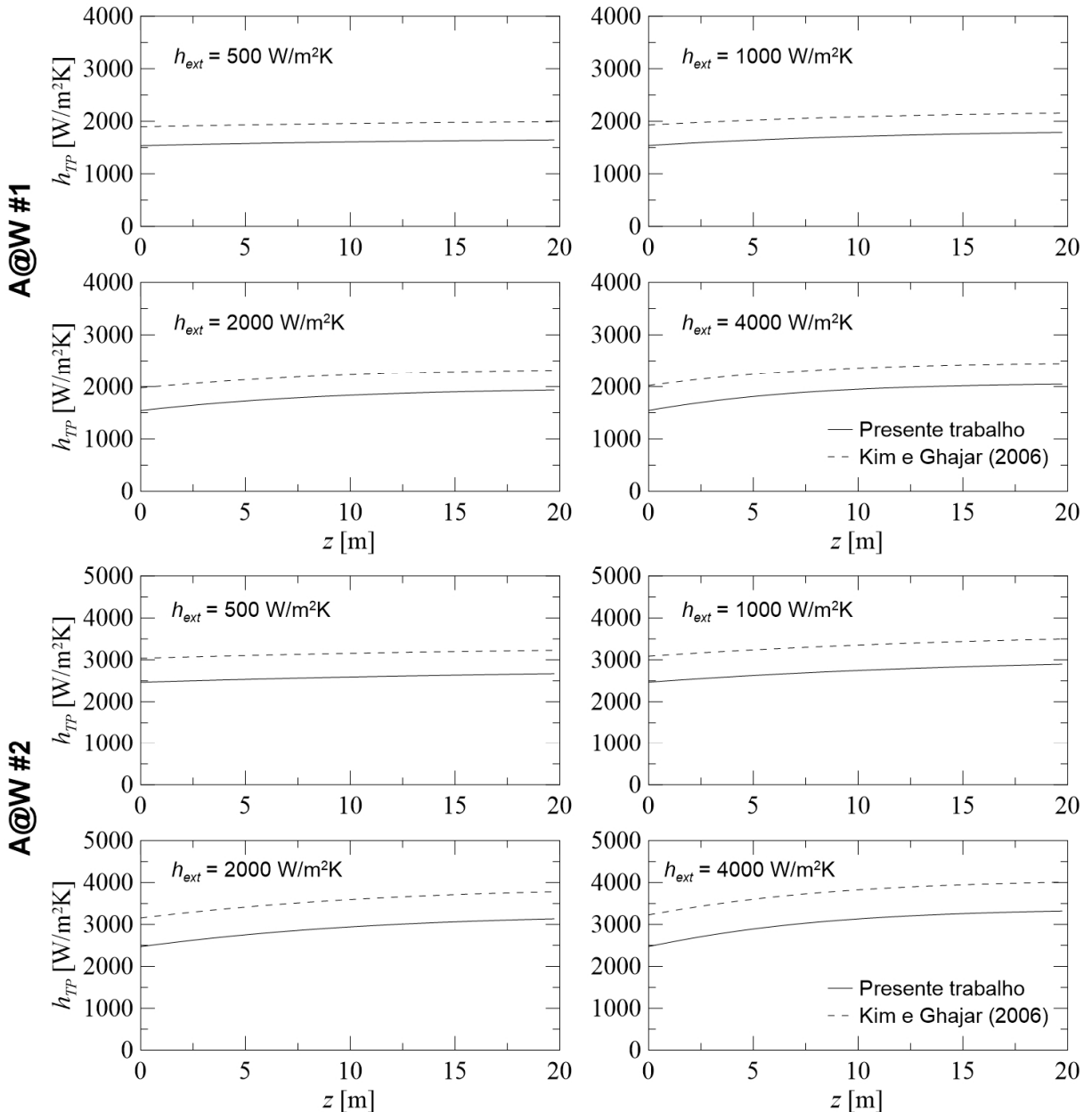


Figura 5.15 – Distribuição de  $h_{TP}$  ao longo da tubulação em comparação com a correlação de Kim e Ghajar (2006) para TEC dos pontos A@W#1 e A@W#2.

Os maiores valores para o coeficiente de transferência de calor foram encontrados para o ponto A@W#3; já os menores valores foram para o ponto A@W#1. Logo, percebe-se que os parâmetros influentes no coeficiente de transferência de calor bifásico não são os mesmos que os parâmetros influentes na distribuição da temperatura da mistura. De fato, um coeficiente de transferência de calor bifásico alto não está necessariamente ligado a uma maior variação na temperatura da mistura. Estes dois parâmetros térmicos, temperatura da mistura e

coeficiente de transferência de calor bifásico, estão correlacionados pela distribuição geométrica (comprimentos) e dinâmica (velocidades) das duas fases ao longo da tubulação, ou seja, pelos pares de vazões de cada ponto simulado.

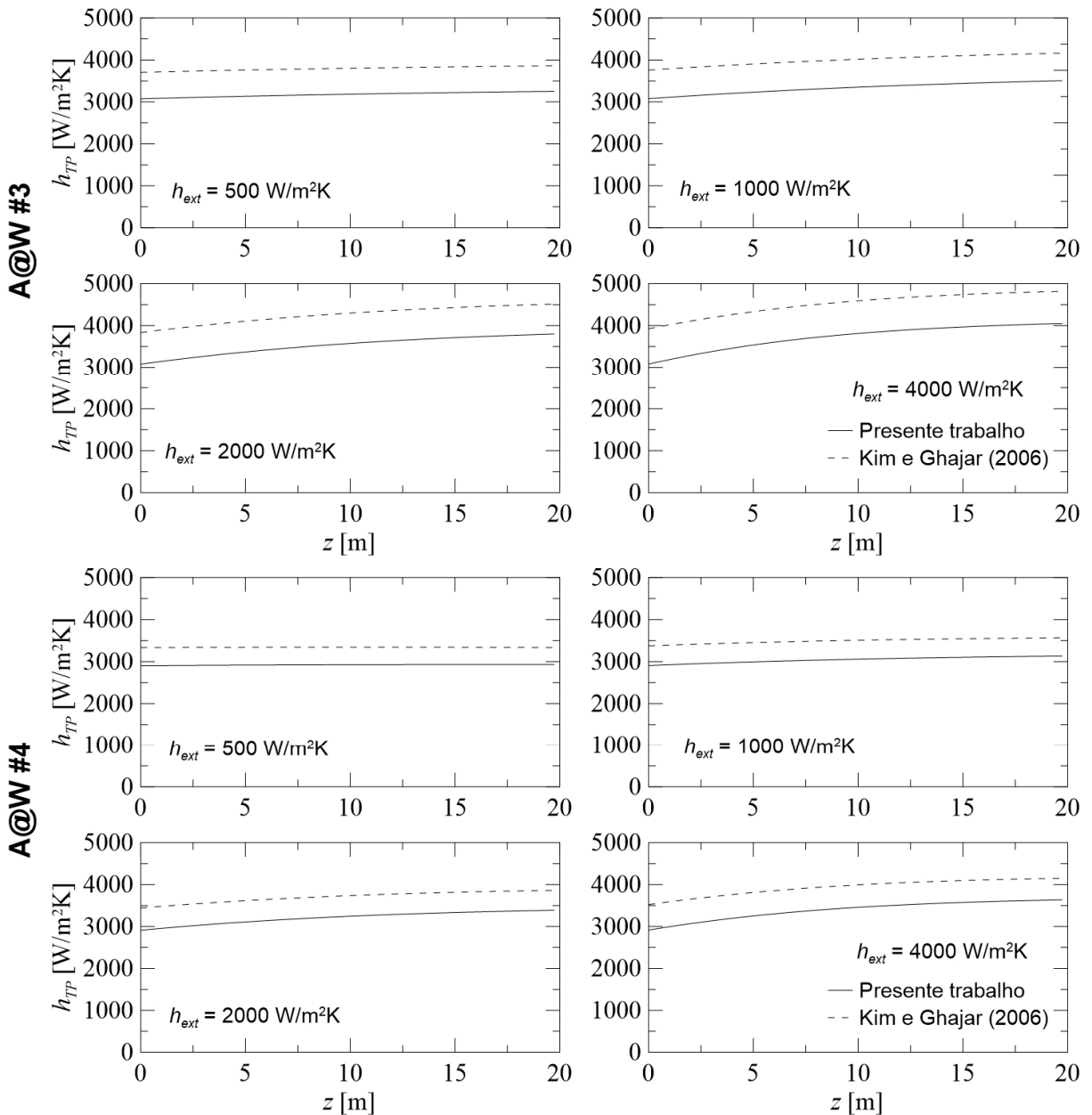


Figura 5.16 – Distribuição de  $h_{TP}$  ao longo da tubulação em comparação com a correlação de Kim e Ghajar (2006) para TEC dos pontos A@W#3 e A@W#4.

Para identificar os parâmetros influentes no coeficiente de transferência de calor bifásico, fez-se um estudo similar ao realizado com a temperatura da mistura.

Os resultados constam na Figura 5.17, que apresenta o  $h_{TP}$  médio ao longo da tubulação em função de diversos parâmetros hidrodinâmicos. As linhas pontilhadas representam a regressão linear para cada valor de  $h_{ext}$ . Percebe-se que, diferentemente da temperatura da mistura, as linhas de tendência para o coeficiente de transferência de calor bifásico se apresentam muito mais próximas. Além disso, o espaçamento entre duas linhas de tendência, ou seja, entre dois valores de  $h_{ext}$  diferentes, possui ordem de grandeza menor que a variação do  $h_{TP}$  com os parâmetros hidrodinâmicos. A partir disso, pode-se concluir que o  $h_{TP}$  é um parâmetro dependente principalmente das condições hidrodinâmicas do escoamento, e não da ordem de grandeza da condição de contorno.

Ainda analisando-se a Figura 5.17, percebe-se que os parâmetros de maior influência no coeficiente de transferência de calor são a velocidade superficial de líquido, com  $R^2 \approx 0,97$ , e o comprimento do pistão, com  $R^2 \approx 0,81$ . Estes dois parâmetros estão correlacionados à troca de calor da fase líquida, sendo o primeiro diretamente proporcional ao número de Reynolds e o segundo à área de contato, explicando a razão por serem tão influentes no  $h_{TP}$ .

Outro parâmetro que se destaca com uma alta precisão na regressão linear é a multiplicação  $(j_G/j_L) * freq$ . Este termo representa o produto entre a razão entre as velocidades superficiais gás-líquido e a frequência do escoamento. A razão entre as velocidades superficiais representa a razão entre as vazões volumétricas das duas fases, ou seja, a razão entre os espaços ocupados pelas duas fases. Já a frequência está ligada ao tempo de passagem das estruturas da célula unitária, pistão e bolha alongada. Apesar da razão entre as velocidades superficiais apresentar  $R^2 \approx 0,37$ , e da frequência apresentar  $R^2 \approx 0,83$ , quando analisadas conjuntamente, estes dois parâmetros levam a um  $R^2 \approx 0,9$ . Isto demonstra o fato de que estas variáveis se complementam quando se trata de analisar o coeficiente de transferência de calor bifásico. Apesar do bom coeficiente de determinação desta regressão, a variação de  $(j_G/j_L) * freq$  não leva a alterações grandes no  $h_{TP}$ , sendo sua derivada da ordem de 500 (W/m<sup>2</sup>K)/Hz. Portanto, este parâmetro foi classificado como um parâmetro de relação fraca com o coeficiente de transferência de calor bifásico.

Ao analisar a parte gasosa do escoamento, percebe-se que a velocidade superficial de gás não possui nenhuma correlação aparente com  $h_{TP}$ . Isto se explica

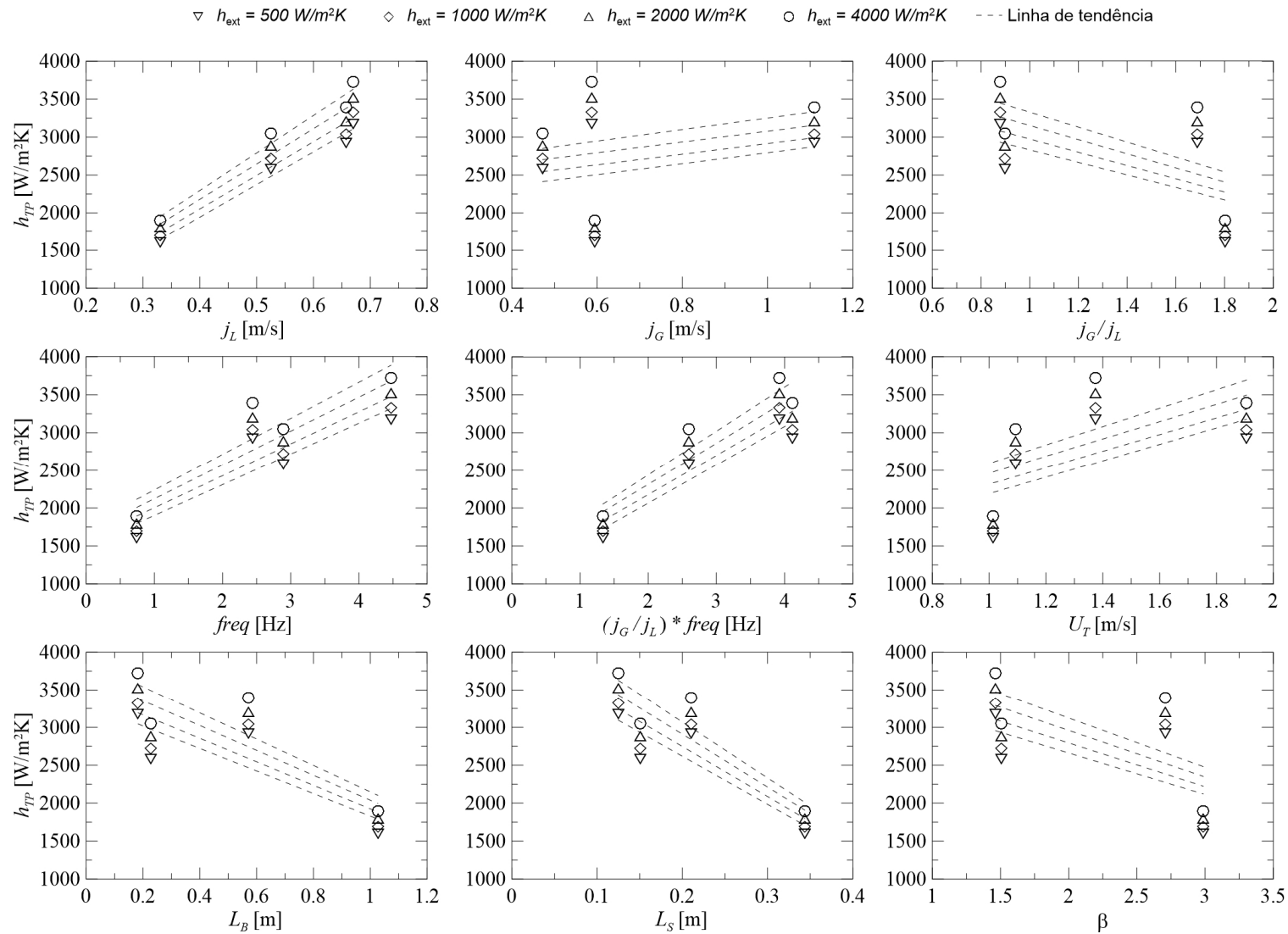


Figura 5.17 – Influência dos parâmetros de escoamento no  $h_{TP}$  médio da tubulação para a condição de contorno TEC.

pelo baixo valor do  $C_p$  do gás em relação à fase líquida, que inclusive foi considerado desprezível como hipótese no modelo deste trabalho. Já o comprimento da bolha alongada possui uma correlação média com  $h_{TP}$ , apresentando  $R^2 \approx 0,72$ . O comprimento da bolha é igual ao comprimento do filme de líquido, que troca calor com a parede da tubulação. Logo, o comprimento da bolha é um parâmetro que influencia na troca térmica da mistura bifásica.

A Tabela 5.5 apresenta resumidamente os parâmetros hidrodinâmicos e as suas influências sobre o coeficiente de transferência de calor bifásico.

Tabela 5.5 – Influência dos parâmetros hidrodinâmicos no coeficiente de transferência de calor bifásico na condição de contorno TEC.

<b>Parâmetro</b>	<b>Tendência</b>	<b>Derivada</b>	<b><math>R^2</math></b>	<b>Derivada*<math>R^2</math></b>	<b>Relação</b>
$j_L$ [m/s]	↑	4587	0.97	4449	Forte
$j_G$ [m/s]	↑	722	0.08	58	x
$j_G / j_L$	↓	-902	0.37	-334	Fraca
freq [Hz]	↑	438	0.83	364	Fraca
$(j_G / j_L) * freq$ [Hz]	↑	539	0.9	485	Fraca
$U_T$ [m/s]	↑	1135	0.38	431	Fraca
$L_B$ [m]	↓	-1605	0.72	-1156	Média
$L_S$ [m]	↑	6825	0.81	5528	Forte
$\beta$	↓	-597	0.41	-245	Fraca

Legenda: ↑ diretamente proporcional; ↓ inversamente proporcional; • neutro.

Como fato importante a ressaltar, pode-se concluir que a distribuição da temperatura da mistura está mais correlacionada à condição de contorno térmico, enquanto que o coeficiente de transferência de calor está mais correlacionado aos parâmetros hidrodinâmicos do escoamento. Estes dados foram analisados a partir de regressões lineares de quatro simulações e representam apenas uma tendência da influência dos parâmetros hidrodinâmicos nas respostas térmicas do modelo deste trabalho. Uma análise mais aprofundada deverá ser feita para maior confiabilidade nos valores do coeficiente de determinação  $R^2$  das regressões. Porém, como as simulações foram feitas a partir de dados experimentais os quais também foram validados por outros autores da literatura, os resultados que constam nas Tabela 5.4 e 5.5 podem ser utilizados como uma referência para a análise da



iteração entre as grandezas do escoamento em golfadas com a transferência de calor.

### 5.2.2 Fluxo de calor constante (FCC)

Nesta seção são apresentados os resultados das simulações numéricas para a condição de contorno de fluxo de calor constante. No total, foram simulados quatro (4) pares de vazões, cada qual com quatro (4) valores diferentes para o fluxo de calor  $q''$  na parede da tubulação. Foram simulados dois casos de resfriamento, com  $q'' = -10000 \text{ W/m}^2$  e  $q'' = -20000 \text{ W/m}^2$ , e dois casos de aquecimento, com  $q'' = 10000 \text{ W/m}^2$  e  $q'' = 20000 \text{ W/m}^2$ . As condições de entrada já foram apresentadas e constam na Tabela 5.3. O modelo de fechamento hidrodinâmico utilizado foi o de Rodrigues *et al.* (2006) e a frequência foi mantida constante e igual ao valor experimental, analogamente às simulações para TEC.

A Figura 5.18 apresenta a distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação para as simulações feitas com FCC. Percebe-se que a distribuição apresenta uma característica retilínea, em conformidade com a literatura. Além disso, nos casos onde o fluxo de calor é negativo, representando uma retirada de energia do escoamento, a temperatura cai por se tratar de um caso de resfriamento. Percebe-se que as maiores temperaturas da mistura na saída da tubulação são atingidas para o ponto A@W#1, seguido respectivamente pelos pontos A@W#2, A@W#3 e A@W#4. Relembrando que para o modelo TEC a maior temperatura da mistura na saída foi para o ponto A@W#2, constata-se que a condição de contorno influencia o par de vazões que apresenta a distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação.

Para compreender as variáveis influentes na distribuição da temperatura da mistura, a Figura 5.19 apresenta a relação da temperatura da mistura na saída da tubulação com diversas grandezas hidrodinâmicas do escoamento em golfadas. As linhas pontilhadas representam as regressões lineares para cada um dos valores de fluxo de calor, ou seja, para cada valor da condição de contorno FCC. Percebe-se que a dependência da temperatura da mistura com as variáveis hidrodinâmicas estudadas modifica-se com o valor do fluxo de calor  $q''$ . Para fluxos maiores, as

regressões lineares possuem derivadas com valores absolutos maiores também. Ao mesmo tempo, a relação entre a temperatura da mistura e as variáveis hidrodinâmicas apresentadas é dependente do sentido do fluxo de calor (negativo para saída de energia, positivo para entrada de energia). Para casos de resfriamento e aquecimento, as regressões lineares apresentam derivadas de valor absoluto de mesma ordem de grandeza, porém com sinais diferentes, ou seja, os resultados são espelhados em relação ao sentido do fluxo de energia.

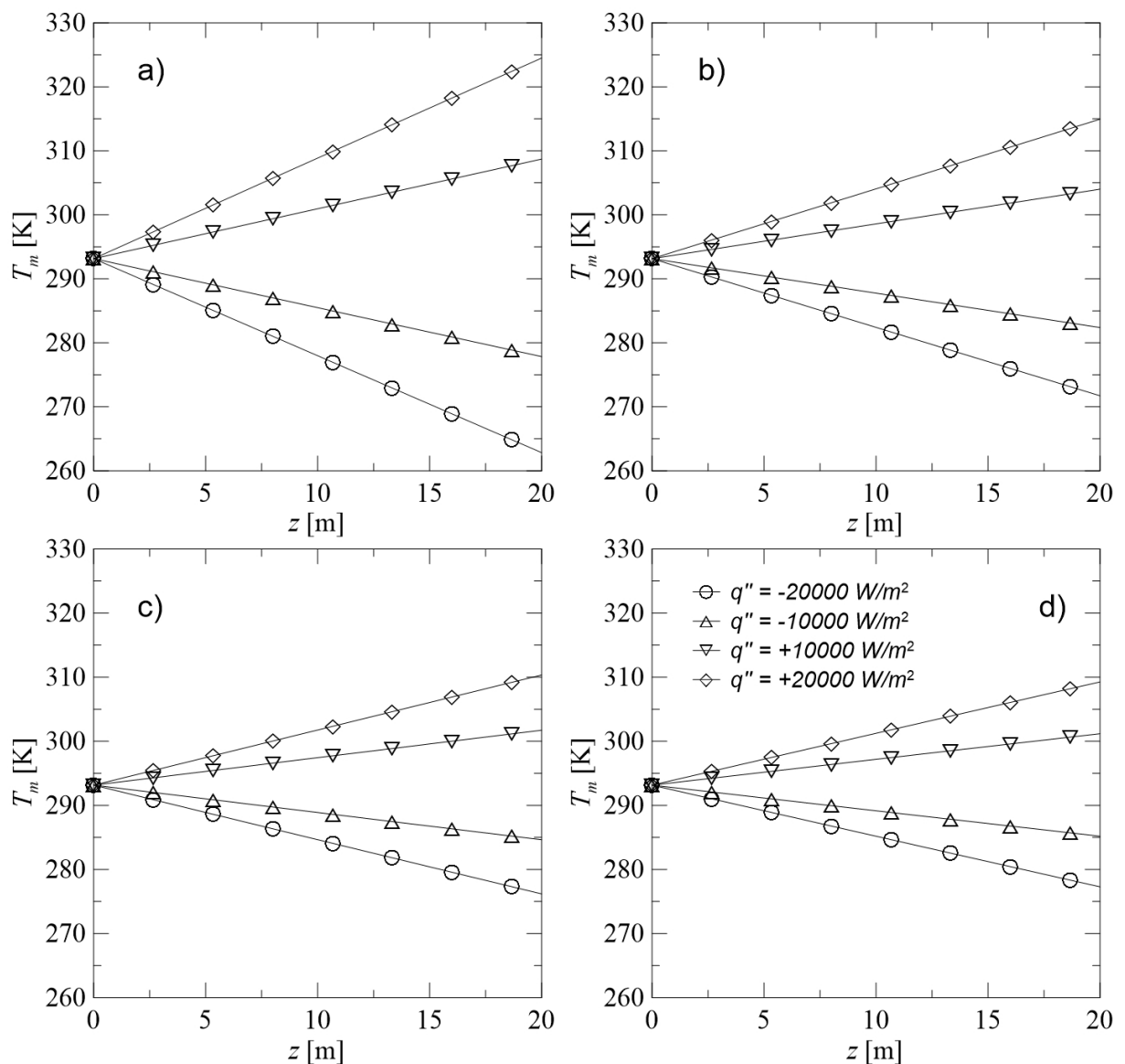


Figura 5.18 – Distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação para a condição de contorno de fluxo de calor constante para os pontos: a) A@W#1; b) A@W#2; c) A@W#3; e d) A@W#4.

O principal parâmetro influente na temperatura da mistura é a velocidade superficial de líquido  $j_L$ , com  $R^2 \approx 0,98$ . A velocidade superficial de líquido apresenta um comportamento inversamente proporcional para casos de aquecimento e diretamente proporcional para casos de resfriamento. Visto que a condição de contorno FCC aporta uma energia constante por unidade de tempo e de área dado por  $q''$  [W/m<sup>2</sup>], fica claro que, quanto maior for a massa de líquido escoando, menor será a variação da temperatura da mistura.

Outra variável de bastante importância na distribuição da temperatura da mistura é o comprimento do pistão, porém com dispersão maior, apresentando  $R^2 \approx 0,66$ . A variação de temperatura da mistura ao longo da tubulação tende a aumentar com o comprimento do pistão. Isto se explica devido à troca de calor ocorrer majoritariamente entre a parede da tubulação e o pistão. No filme de líquido, por sua vez, o perímetro molhado e a velocidade são menores. Isto justifica porque o comprimento da bolha (igual ao comprimento do filme) apresenta uma relação mais fraca com a distribuição da temperatura da mistura em relação ao comprimento do pistão.

Vale ainda destacar a pequena dispersão encontrada na relação da temperatura da mistura na saída da tubulação com a velocidade de translação da bolha alongada e o parâmetro  $(j_G/j_L)*freq$ , respectivamente  $R^2 \approx 0,88$  e  $R^2 \approx 0,96$ . A velocidade de translação da bolha alongada está presente em todas as equações de balanço de massa e de energia, e é uma das variáveis mais sensíveis do modelo. Já o parâmetro  $(j_G/j_L)*freq$ , como já explicado anteriormente, representa a razão entre as vazões volumétricas das duas fases multiplicado pelo inverso do tempo de passagem de uma célula unitária. Mesmo que estes dois parâmetros apresentem pouca dispersão, com coeficiente de determinação alto, as suas derivadas não apresentam valores acentuados, e por isso podem ser classificadas como variáveis de relação média com a distribuição da temperatura da mistura.

A Tabela 5.6 apresenta os parâmetros hidrodinâmicos analisados e a sua influência sobre a temperatura da mistura na saída da tubulação. Percebe-se que a tendência é claramente dependente do sinal do fluxo de calor, ou seja, se a mistura bifásica está sendo aquecida ou resfriada. Já a derivada da regressão linear é

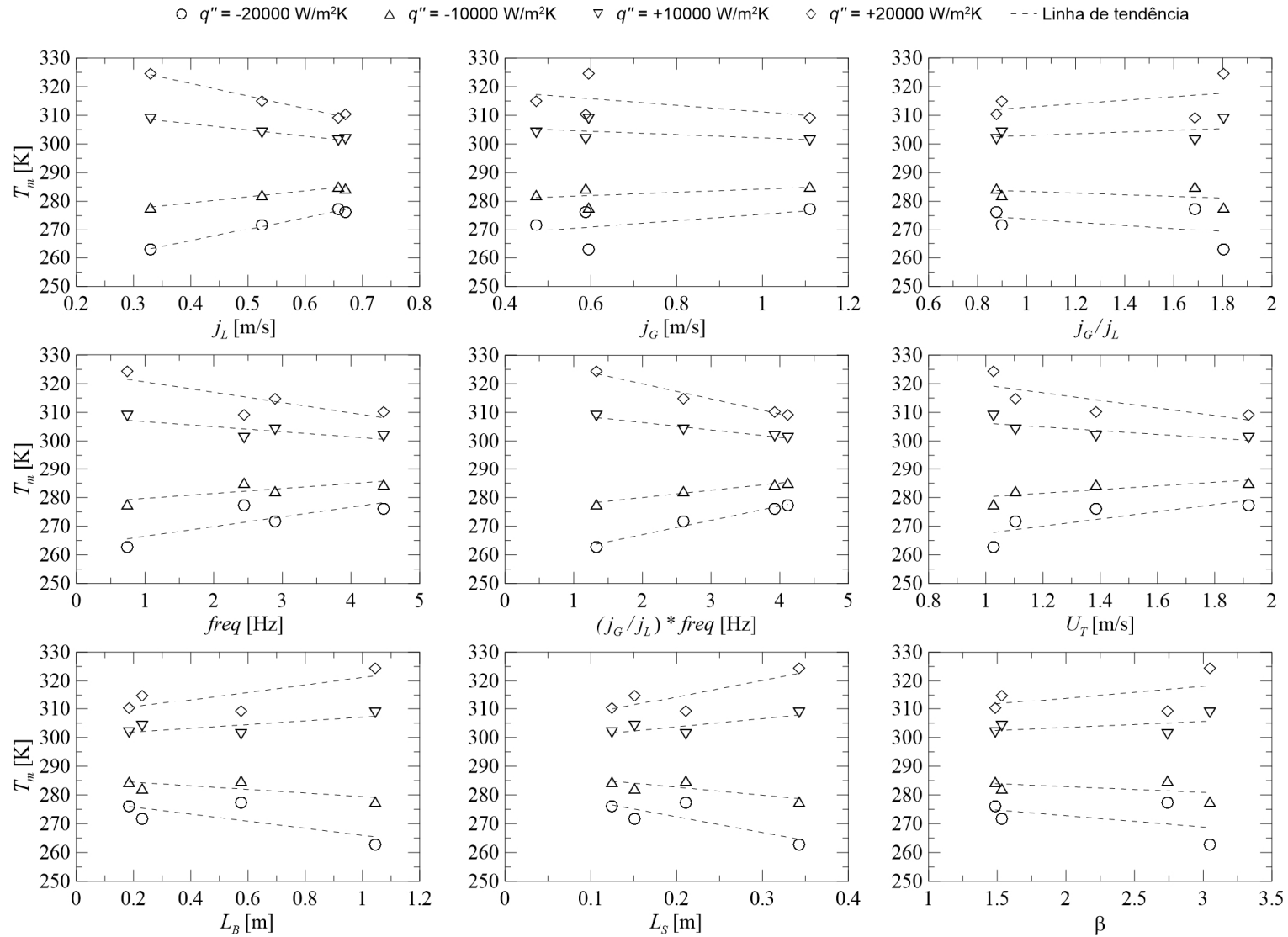


Figura 5.19 - Influência dos parâmetros de escoamento na temperatura da mistura na saída para a condição de contorno FCC.

dependente do valor absoluto do fluxo de calor. Percebe-se ainda que os valores da derivada são aproximadamente o dobro para um fluxo de calor duas vezes maior.

Tabela 5.6 – Influência dos parâmetros hidrodinâmicos na temperatura da mistura na saída da tubulação na condição de contorno FCC.

Parâmetro	$q''$	Tendência	Derivada		$R^2$	$R^2 * \text{Derivada}$	Relação
			$q'' = 10000$	$q'' = 20000$			
$j_L$ [m/s]	+	↓	-21.5	-43.6	0.98	31.8	Forte
	-	↑	21	41.3			
$j_G$ [m/s]	+	↓	-5.8	-11.6	0.23	2.0	Fraca
	-	↑	5.6	11.2			
$j_G/j_L$	+	↑	3	6.1	0.19	0.9	Fraca
	-	↓	-2.9	-6.7			
freq [Hz]	+	↓	-1.8	-3.6	0.63	1.7	Fraca
	-	↑	1.7	3.4			
$(j_G/j_L) * \text{freq}$ [Hz]	+	↓	-2.6	-5.6	0.96	3.9	Média
	-	↑	2.5	5			
$U_T$ [m/s]	+	↓	-2.5	-5	0.88	3.3	Média
	-	↑	2.4	4.8			
$L_B$ [m]	+	↑	6.5	13.1	0.56	5.5	Média
	-	↓	-6.3	-12.3			
$L_S$ [m]	+	↑	28.8	58.3	0.66	28.7	Forte
	-	↓	-27.9	-54.7			
$\beta$	+	↑	3.1	4.2	0.24	0.9	Fraca
	-	↓	-2	-3.9			

Legenda: ↑ diretamente proporcional; ↓ inversamente proporcional; • neutro.

A Figura 5.20 e a Figura 5.21 apresentam a distribuição do coeficiente de transferência de calor bifásico para os quatro pares de vazão, cada qual com os quatro valores para a condição de fluxo de calor na parede. Percebe-se que os resultados numéricos para o coeficiente de transferência de calor bifásico tendem a superestimar os valores obtidos a partir da correlação de Kim e Ghajar (2006). Para os pontos A@W#2 e A@W#3, os valores de  $h_{TP}$  diferem de 25 a 35 %, ficando entre 60 e 70 % para os pontos A@W#1 e A@W#4. Isto indica que a modelagem para  $h_{TP}$  com condição de contorno de fluxo de calor constante não representa bem o fenômeno. Isto pode estar ligado ao cálculo da temperatura da parede, variável de extrema importância para o cálculo de  $h_{TP}$ , eq. (3.85). A temperatura da parede foi estimada como uma média da temperatura da parede em cada região da célula

unitária, ponderada pelo fator de intermitência, eq. (3.90). Porém, não basta comparar com a correlação de Kim e Ghajar (2006) para concluir acerca da precisão do modelo FCC do presente trabalho. Para isto, seria necessária a comparação com dados experimentais como feito para o modelo TEC. Visto que estes dados experimentais para FCC não estão disponíveis na literatura, fica como sugestão para um trabalho futuro montar uma bancada experimental adequada para a validação do presente modelo. Esta bancada serviria também para validar a distribuição da temperatura da mistura para FCC.

A Figura 5.22 apresenta a variação do coeficiente de transferência de calor bifásico em função das grandezas hidrodinâmicas do escoamento em golfadas. As linhas pontilhadas são as regressões lineares para cada um dos valores de fluxo de calor na parede. Percebe-se que o fator mais influente no  $h_{TP}$  é a velocidade superficial de líquido, com  $R^2 \approx 0,86$ . A velocidade superficial de líquido é diretamente proporcional ao coeficiente de transferência de calor bifásico. Isto já era esperado, pois quanto maior a velocidade superficial de líquido, maior também será o número de Reynolds da mistura (e de cada uma das regiões da célula unitária), conseqüentemente aumentando o número de Nusselt e o coeficiente de película.

Outro parâmetro que também influi no  $h_{TP}$  é o comprimento do pistão. Visto que é no pistão que ocorre a maior parte da troca de calor com a parede da tubulação, pois a velocidade de líquido e o perímetro molhado são maiores que na região do filme, a derivada de  $h_{TP}$  em relação ao  $L_S$  é alta, atingindo valores de aproximadamente  $-6500 \text{ [W/m}^2\text{K]}/\text{[m]}$ . Porém, a dispersão de  $L_S$  é alta, com  $R^2 \approx 0,33$ , e são necessários estudos mais abrangentes para determinar a real correlação desta grandeza com o coeficiente de película bifásico.

A velocidade superficial de gás apresenta uma relação mediana com  $h_{TP}$ . A dispersão apresentada é mediana, com  $R^2 \approx 0,54$ , porém a sua deriva é alta, com aproximadamente  $2800 \text{ [W/m}^2\text{K]}/\text{[m/s]}$ . Apesar da fase gasosa não apresentar grande troca térmica com a parede quando comparada à fase líquida, a velocidade superficial de gás aumenta a velocidade superficial da mistura  $J$ . A velocidade superficial da mistura, por sua vez, influencia na velocidade da bolha alongada e no número de Froude do escoamento. Sabe-se que a velocidade de translação da bolha alongada é fundamental para as equações de balanço de massa e de energia.

Já o número de Froude apresenta uma relação forte com a aeração do pistão (pistões altamente aerados para  $Fr > 3,5$ ), que por sua vez tende a aumentar a turbulência na região de mistura na traseira da bolha alongada. Este aumento da turbulência gera um maior coeficiente de película nesta região.

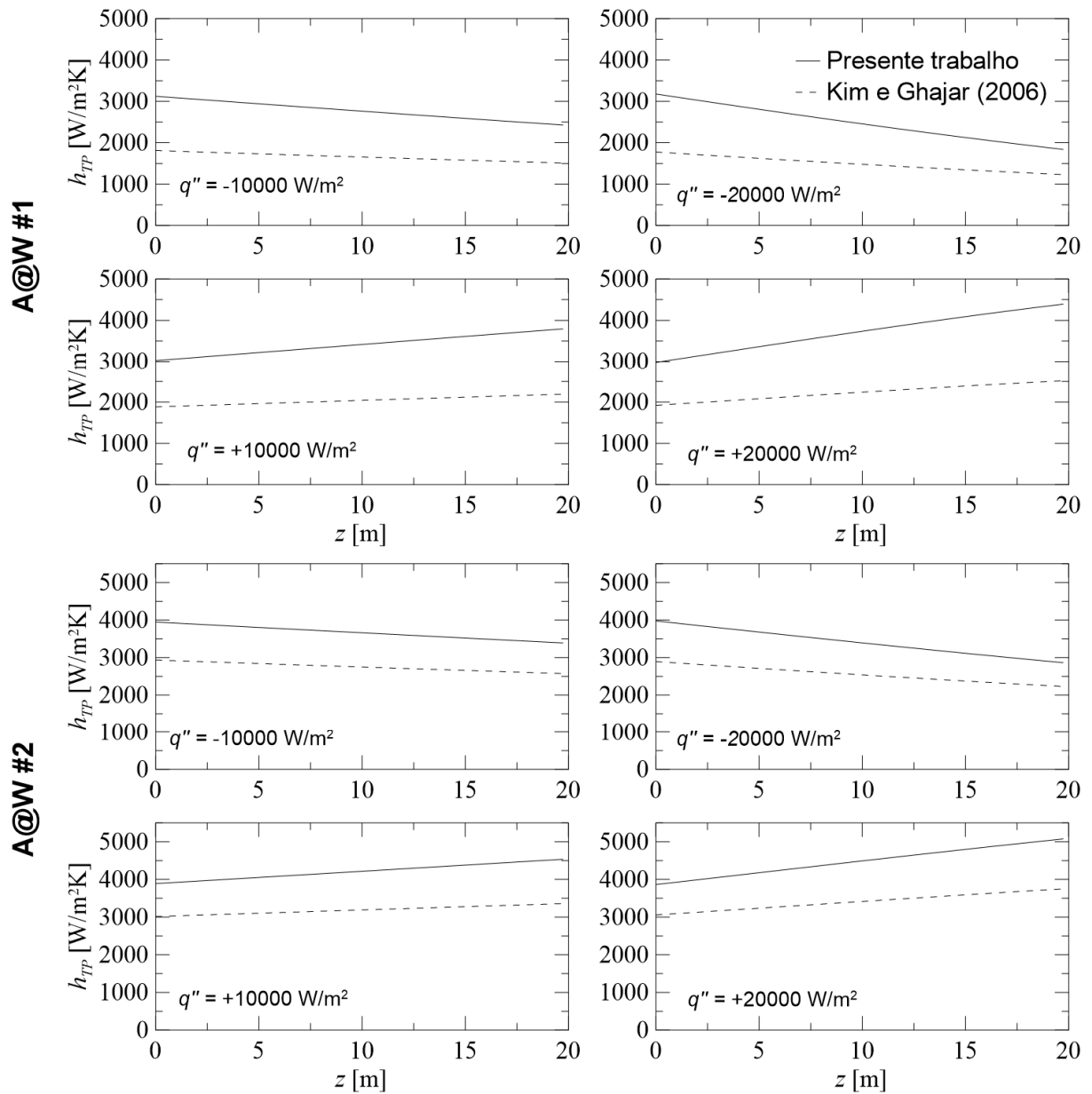


Figura 5.20 – Distribuição de  $h_{TP}$  ao longo da tubulação em comparação com a correlação de Kim e Ghajar (2006) para FCC dos pontos A@W#1 e A@W#2.

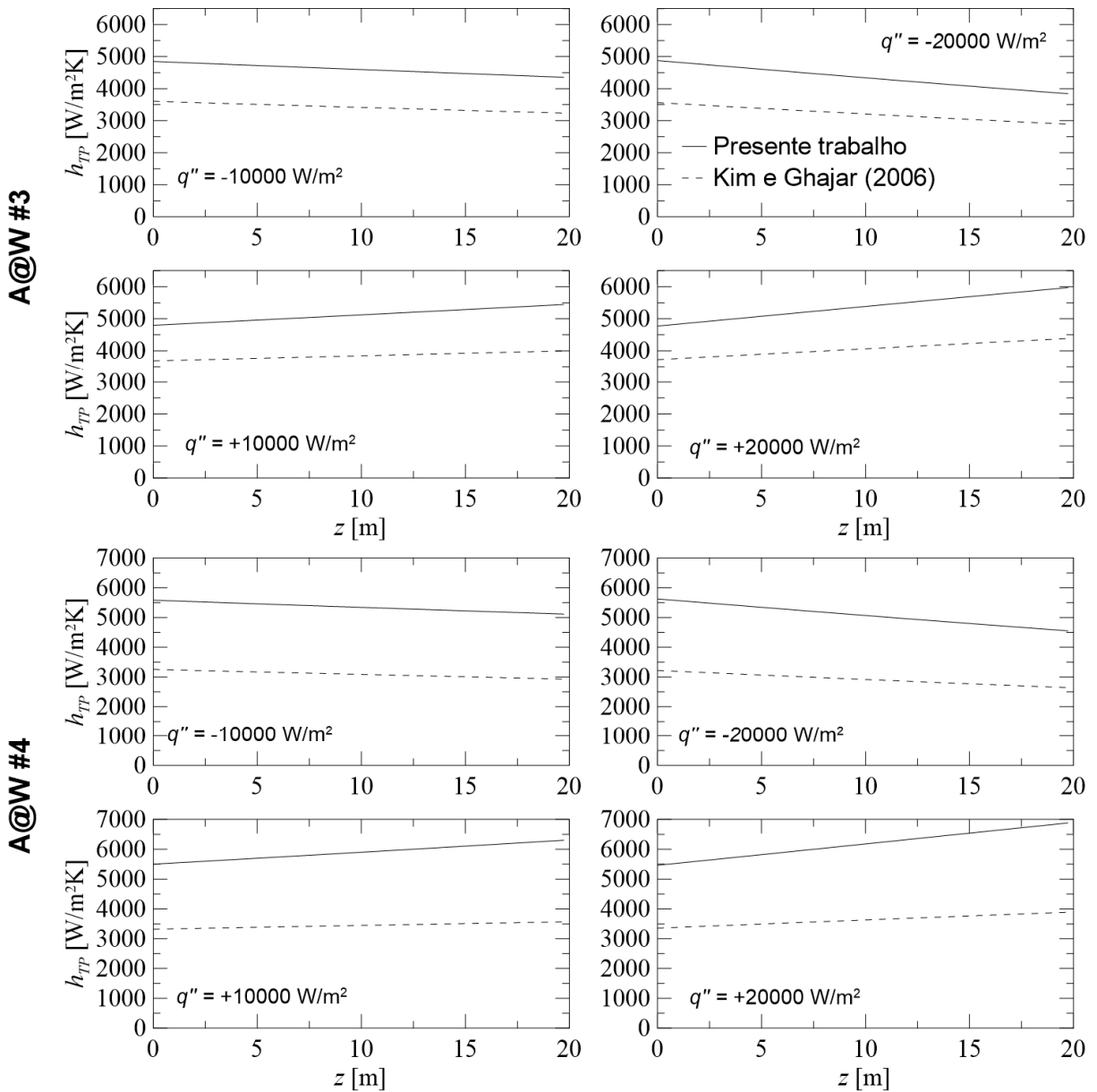


Figura 5.21 – Distribuição de  $h_{TP}$  ao longo da tubulação em comparação com a correlação de Kim e Ghajar (2006) para FCC dos pontos A@W#3 e A@W#4.

A velocidade de translação da bolha alongada, por sua vez, apresenta uma dispersão muito boa em relação ao coeficiente de transferência de calor bifásico, com  $R^2 \approx 0,99$ . A velocidade de translação da bolha alongada é diretamente proporcional ao  $h_{TP}$ , porém sua derivada não possui um valor tão expressivo quando comparado às velocidades superficiais das fases e ao comprimento do pistão. O mesmo acontece para o parâmetro  $(j_G/j_L) \cdot freq$ , que apresenta  $R^2 \approx 0,94$ .



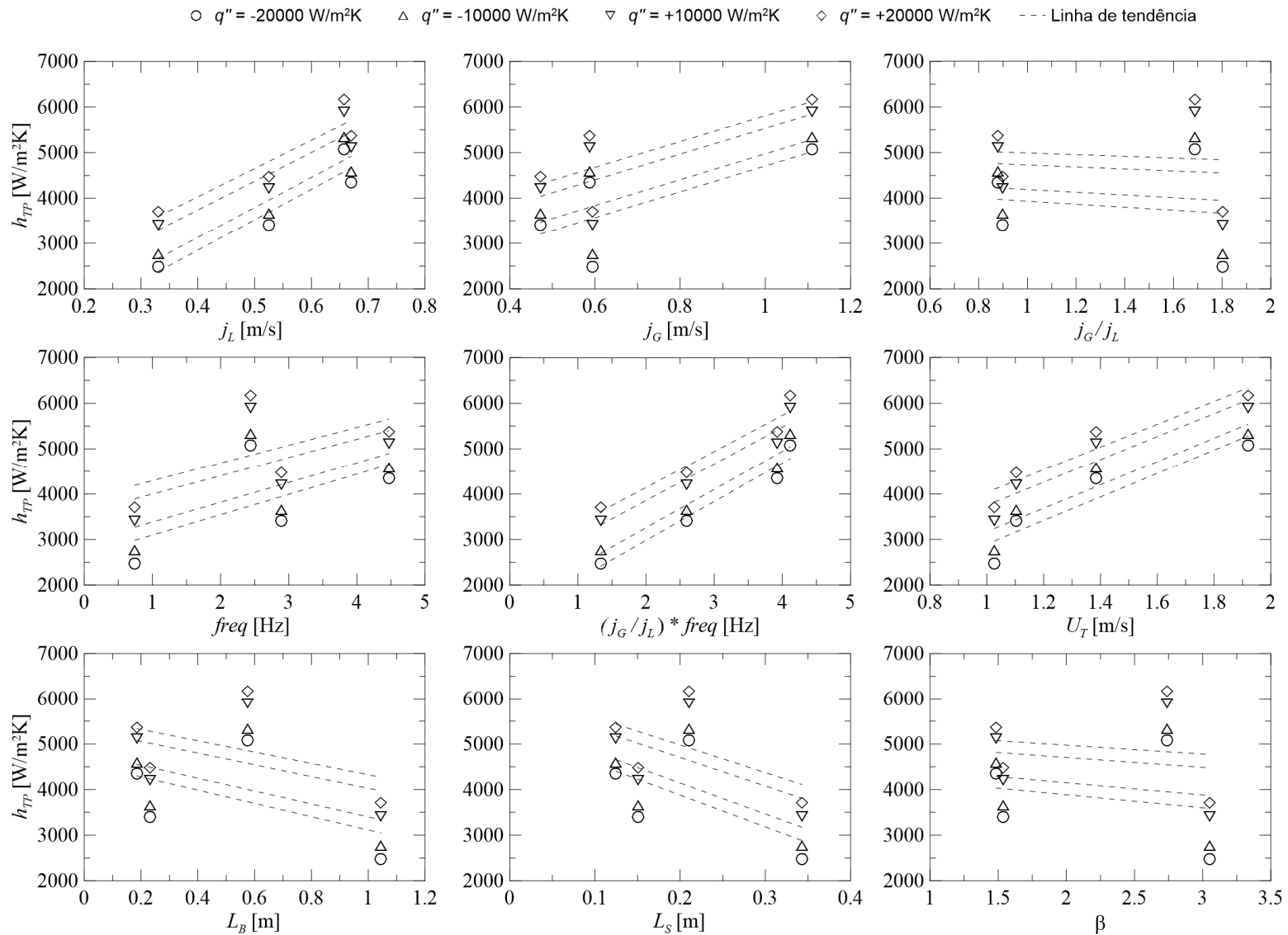


Figura 5.22 – Influência dos parâmetros de escoamento no  $h_{TP}$  médio da tubulação para a condição de contorno FCC.

A Tabela 5.7 apresenta uma síntese da correlação do coeficiente de transferência de calor bifásico com os parâmetros hidrodinâmicos analisados para FCC.

Tabela 5.7 – Influência dos parâmetros hidrodinâmicos no coeficiente de transferência de calor bifásico na condição de contorno FCC.

<b>Parâmetro</b>	<b>Tendência</b>	<b>Derivada</b>	<b>R<sup>2</sup></b>	<b>Derivada*R<sup>2</sup></b>	<b>Relação</b>
$j_L$ [m/s]	↑	6475	0.86	5568	Forte
$j_G$ [m/s]	↑	2839	0.54	1533	Média
$j_G / j_L$	↓	-259	0	0	x
$freq$ [Hz]	↑	419	0.34	142	Fraca
$(j_G / j_L) * freq$ [Hz]	↑	824	0.94	774	Média
$U_T$ [m/s]	↑	850	0.99	841	Média
$L_B$ [m]	↓	-1348	0.23	-310	Fraca
$L_S$ [m]	↓	-6516	0.33	-2150	Média
$\beta$	↓	241	0.03	7	x

Legenda: ↑ diretamente proporcional; ↓ inversamente proporcional; ● neutro.

### 5.2.3 Influência do *scooping* térmico

Nesta seção é apresentada a influência do fenômeno de *scooping* térmico no escoamento em golfadas com transferência de calor. O fenômeno de *scooping* térmico é representado pela variável  $\dot{m}_{Lx}$ , eq. (3.58), que representa o fluxo mássico de líquido que atravessa as fronteiras da célula unitária. Considerando esta variável nula durante as simulações com os dados de entrada apresentados na Tabela 5.1, o fenômeno de *scooping* é automaticamente desconsiderado. A desconsideração deste termo não afeta no formato da resolução das equações diferenciais ordinárias da distribuição da temperatura da mistura, eqs. (3.65) e (3.75). Além disso, a desconsideração do termo de *scooping* térmico não altera no cálculo de  $h_{TP}$ , eqs. (3.83) e (3.85). Logo, as simulações sem a troca de calor entre duas células unitárias vizinhas podem ser feitas com o mesmo programa, apenas considerando a vazão mássica de *scooping* como nula.

A Figura 5.23 apresenta os resultados numéricos do modelo TEC para a distribuição de temperaturas com e sem a utilização do fenômeno de *scooping* térmico, comparando-os com os valores experimentais de Lima (2009). Percebe-se

que, com a consideração do fenômeno de *scooping*, os resultados para a temperatura da mistura ficam muito próximos dos resultados experimentais para os

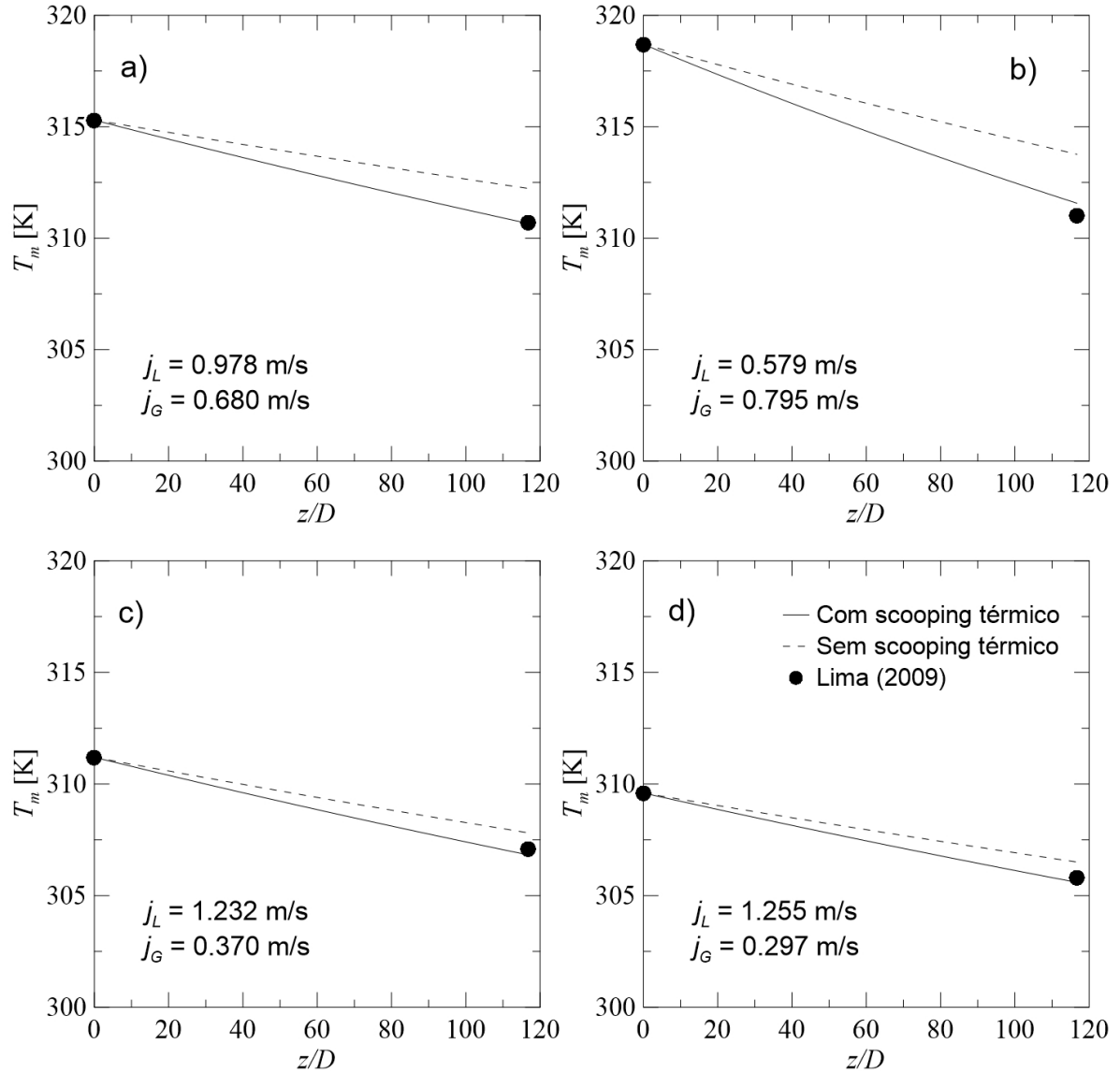


Figura 5.23 – Influência do fenômeno de *scooping* térmico na distribuição da temperatura da mistura para a condição de contorno de temperatura externa constante comparando com os pontos experimentais de Lima (2009): a) 6, b) 11, c) 17 e d) 25.

quatro pares de vazões considerados. Já a desconsideração do fenômeno de *scooping* térmico gera uma menor queda de temperatura ao longo da tubulação, sendo os valores da temperatura da mistura na saída superiores aos resultados experimentais para o caso de resfriamento. Logo, pode-se concluir que o fenômeno

de troca térmica entre duas células unitárias vizinhas é de fundamental importância na troca térmica do escoamento em golfadas e na previsão da distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação.

A Figura 5.24 apresenta um comparativo da temperatura da mistura e da queda da temperatura na tubulação entre os resultados numéricos desconsiderando o *scooping* térmico e os resultados experimentais para os 25 pontos de Lima (2009). Percebe-se que a temperatura da mistura na saída tende a ser superestimada em todos os 25 pontos simulados, com um erro percentual médio de 0,39 %, desvio padrão de 0,19 % e erro máximo de 0,90 %, Figura 5.24a. O erro médio é uma ordem de grandeza maior que quando comparado aos resultados com *scooping* térmico, e a dispersão vale o dobro.

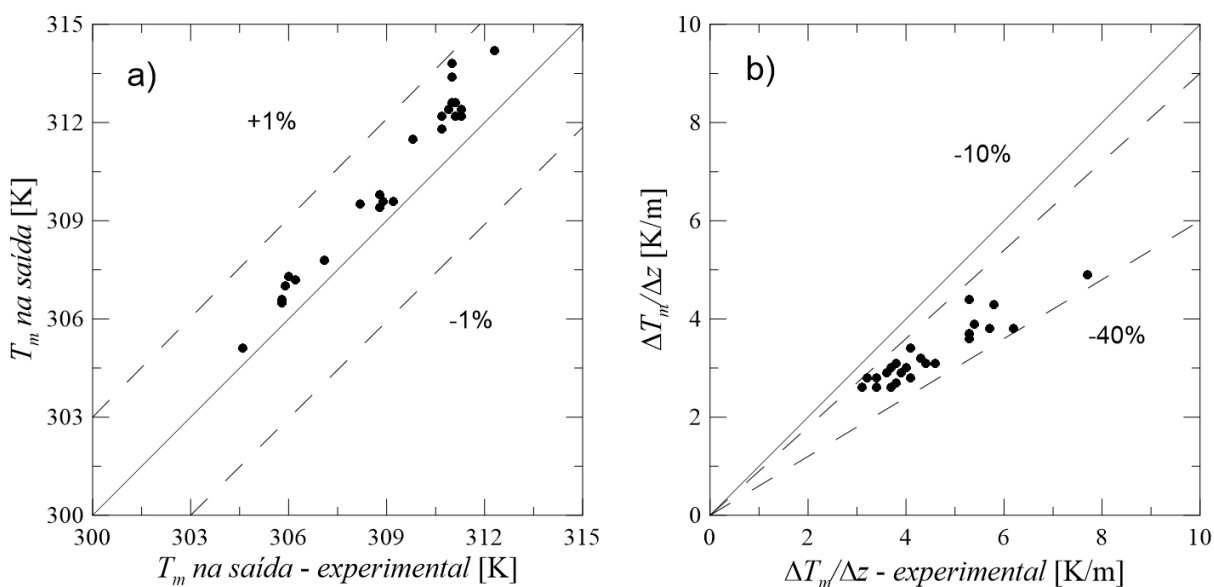


Figura 5.24 – Comparação com dados experimentais para a temperatura da mistura (a) e para a queda da temperatura na tubulação (b) desconsiderando o fenômeno de *scooping* térmico.

Fazendo a mesma análise para a queda da temperatura ao longo da tubulação, Figura 5.24b, encontra-se um erro percentual médio de -26,6 %, desvio padrão de 6,9 % e erro máximo de -38,7 %. Este erro pode ser considerado como um erro sistemático de -25 % e erro aleatório de 15 %. Ou seja, todos os resultados numéricos ficam numa faixa de erro de -10 % e -40 % quando comparados aos

resultados experimentais. Disso, pode-se concluir que desconsiderar o fenômeno de *scooping* gera um erro sistemático de -25 % na queda da temperatura da mistura, porém a dispersão continua a mesma (15 %).

A Figura 5.25 apresenta a comparação entre os resultados para o coeficiente de transferência de calor considerando e desconsiderando o fenômeno de *scooping* térmico. Percebe-se que as diferenças restam numa faixa de 1 %, mostrando que o fenômeno de *scooping* não possui grande influência sobre o  $h_{TP}$ . O coeficiente de película está ligado principalmente às velocidades e distribuições geométricas das fases (comprimentos e frações de fase), além de suas propriedades físicas.

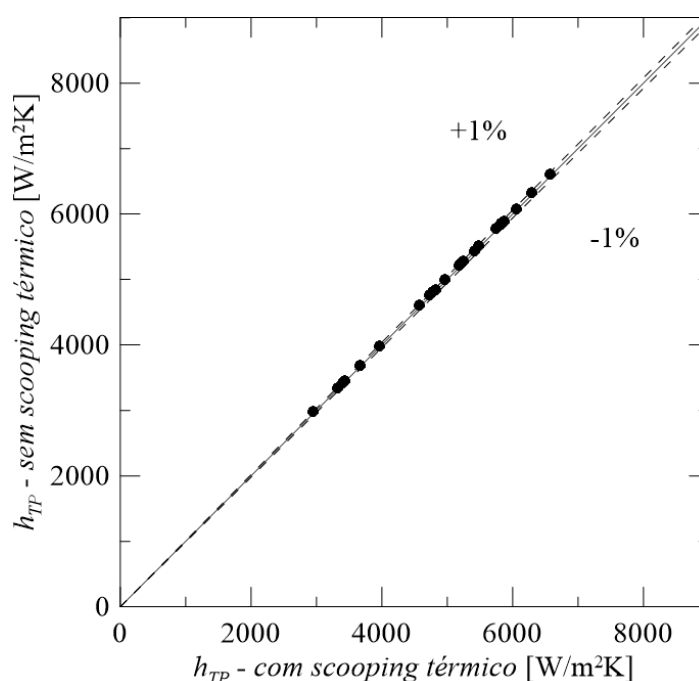


Figura 5.25 – Comparação de  $h_{TP}$  simulado para o fenômeno de *scooping* térmico.

O presente trabalho foi o primeiro da literatura a considerar o fenômeno de troca térmica entre duas células unitárias vizinhas em uma modelagem do tipo estacionário para o escoamento em golfadas com transferência de calor. A partir da presente seção, fica clara a importância de considerar este fenômeno durante a modelagem matemática. Considerando este fenômeno, foi possível aliar os bons resultados obtidos nos modelos transientes (que consideram o *scooping*) com a estabilidade e baixo custo computacional dos modelos estacionários.

## 6 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

O presente trabalho desenvolveu um modelo estacionário de escoamento bifásico líquido-gás em golfadas com transferência de calor em tubulações horizontais. A transferência de calor ocasiona mudanças na temperatura da mistura, que influi no valor das propriedades físicas de ambas as fases, notadamente a viscosidade do líquido. Além disso, o gradiente de temperaturas rege o fenômeno de formação de hidratos no escoamento de petróleo e gás natural, que podem aumentar a perda de carga nas tubulações ou até interromper a produção.

O objetivo do trabalho foi de modelar e implementar em um simulador de baixo custo computacional o fenômeno de transferência de calor em escoamento em golfadas. Por isto, foi adotado um modelo do tipo estacionário. O presente trabalho dá seguimento ao projeto de escoamento bifásico em golfadas com transferência de calor do LACIT/UTFPR, notadamente o modelo estacionário de Medina *et al.* (2010) e o modelo transiente de Medina (2011). Apresentando uma proposta diferente na modelagem estacionária do fenômeno em relação ao trabalho de Medina *et al.* (2010), o trabalho considera a temperatura da mistura e não a temperatura de cada região da célula unitária como a variável principal do modelo. Além disso, é considerado o fenômeno de troca térmica entre duas células unitárias vizinhas, também conhecido como *scooping* térmico. Em relação ao modelo transiente de Medina (2011), o presente trabalho veio a eliminar as oscilações indesejáveis na distribuição da temperatura ao longo da tubulação, de causas desconhecidas.

O modelo hidrodinâmico como apresentado no trabalho de Górski (2008) foi adaptado para as necessidades deste trabalho. As equações de balanço de massa em sua forma integral foram aplicadas no pistão e na bolha alongada para encontrar as velocidades das fases em cada uma das regiões da célula unitária. Da mesma maneira, foi aplicada a equação de conservação da quantidade de movimento na sua forma integral para a célula unitária, encontrando-se uma expressão para a queda de pressão. Para o cálculo do comprimento do pistão, do comprimento da bolha alongada e da fração de gás na bolha, foram apresentados dois modelos de fechamento da literatura, trabalhos de Rodrigues *et al.* (2006) e de Taitel e Barnea (1990b). Além disso, foram apresentadas algumas equações constitutivas para o

fechamento do modelo, como para o cálculo da velocidade de translação da bolha alongada, da frequência de escoamento e do fator de intermitência.

O modelo de transferência de calor foi o foco deste trabalho. Primeiramente foi aplicado o balanço de energia em sua forma diferencial em um volume de controle fixo para encontrar a diferença de temperaturas entre a frente e a traseira da célula unitária. Esta diferença de temperaturas é importante para a modelagem do *scooping* térmico. Em seguida, a equação da conservação da energia em sua forma integral foi aplicada à célula unitária para encontrar a distribuição da temperatura da mistura ao longo da tubulação. O modelo foi desenvolvido considerando duas condições de contorno térmico: temperatura externa constante (TEC) e fluxo de calor constante (FCC). Ainda foi proposta uma expressão para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico para cada uma das condições de contorno.

O modelo foi implementado em linguagem Fortran, resultando em um simulador de baixo custo computacional, com tempos máximos de simulação de 10 segundos para os casos apresentados ao longo do trabalho. Os algoritmos com a lógica de programação e a ordem de resolução das equações foram apresentados em um capítulo a parte.

O modelo foi validado considerando três testes diferentes. O primeiro teste foi o de comparar o escoamento isotérmico com o modelo de Górski (2006) e o seu desempenho com resultados hidrodinâmicos experimentais. O modelo do presente trabalho se mostrou equivalente ao modelo de Górski (2006), que já havia sido validado anteriormente.

O segundo teste de validação consistiu na aproximação do escoamento bifásico a um escoamento monofásico, utilizando-se grandes comprimentos de pistão e vazões de líquido. Para ambas as condições de contorno, o modelo se comporta, em seu limite, a um escoamento monofásico. O modelo TEC mostrou-se sensível ao tamanho da malha, com uma distância mínima entre nós de 1 m para garantir uma precisão satisfatória.

O terceiro e principal teste de validação do modelo foi a comparação com os dados experimentais de Lima (2009) para o modelo TEC. A temperatura da mistura na saída da tubulação apresentou precisão de 0,2 %, com uma precisão de

aproximadamente 15 % para a queda de temperatura. Para o coeficiente de transferência de calor, os erros em relação aos dados experimentais de Lima (2009) ficaram na faixa de 30 %. Ao compararem-se com correlações da literatura, os resultados para o coeficiente de transferência de calor deste trabalho apresentaram precisões nas faixas de 15 % para o trabalho de Kim e Ghajar (2006), 10 % para Medina (2011) e de 20 % para Camargo (1991) e Shah (1981).

Ambos os modelos de fechamento hidrodinâmicos foram validados durante estes testes, apresentando resultados similares. O modelo de Taitel e Barnea (1990b) apresentou instabilidades em função do refinamento da malha, com picos de oscilações nas distribuições dos comprimentos do pistão e da bolha alongada. Estes picos também são conhecidos como *spikes* e ainda são objetos de estudo.

Ao final da validação do modelo, algumas simulações foram realizadas utilizando-se a mesma grade de testes de Medina (2011). Para a condição de contorno de temperatura externa constante, a distribuição da temperatura da mistura apresentou característica exponencial, em conformidade com a literatura. Percebeu-se que os parâmetros hidrodinâmicos mais influentes na temperatura da mistura são a velocidade superficial de gás e a velocidade de translação da bolha alongada. Com uma menor intensidade, ainda vale a pena destacar a velocidade superficial de líquido. Já para o coeficiente de transferência de calor bifásico, os principais parâmetros influentes foram a velocidade superficial de líquido e o comprimento do pistão, seguido pelo comprimento da bolha alongada.

As simulações feitas com o modelo para fluxo de calor constante apresentaram distribuições de temperatura retilíneas, em conformidade com a literatura. A distribuição de temperaturas apresentou uma forte relação com a velocidade superficial de líquido e com o comprimento do pistão. Além disso, outros parâmetros que aparentam influenciar a distribuição da temperatura da mistura neste modelo é a velocidade de translação da bolha alongada, o comprimento da bolha e o produto entre a frequência e a razão das velocidades superficiais gás-líquido.

Ao comparar-se o coeficiente de transferência de calor bifásico das simulações FCC com a correlação de Kim e Ghajar (2006), os resultados não apresentaram uma boa conformidade, com precisões na faixa dos 25 % aos 70 %. Isto pode indicar uma hipótese inadequada durante a modelagem do coeficiente de transferência de calor



bifásico, talvez ligado à aproximação utilizada para o cálculo da temperatura da parede da tubulação. Porém, para uma conclusão mais concreta é necessária a validação do modelo FCC com dados experimentais, os quais não estavam disponíveis na literatura. Mesmo assim, o mesmo estudo da influência dos parâmetros hidrodinâmicos no coeficiente de transferência de calor bifásico foi feito para o modelo FCC. Este estudo apontou a velocidade superficial da mistura como principal grandeza influente na transferência de calor. Em seguida, com uma relação mais fraca, porém ainda importantes, aparecem o comprimento do pistão, a velocidade superficial de gás, a velocidade de translação da bolha alongada e a multiplicação da frequência pela razão das velocidades superficiais gás-líquido.

Ao final do trabalho, a influência do fenômeno de *scooping* térmico na transferência de calor para o escoamento em golfadas foi avaliada. A desconsideração deste fenômeno acarreta num erro sistemático de -25 % para a queda de temperatura na tubulação, porém sem influenciar na dispersão dos erros percentuais, que restam em 15 %. Já sobre o coeficiente de transferência de calor, o *scooping* térmico não apresenta grande influência, já que este parâmetro depende principalmente das propriedades, das velocidades e da distribuição geométrica (comprimento e fração volumétrica) das fases.

## 6.1 Sugestões para trabalhos futuros

A seguir são listadas algumas sugestões para trabalhos futuros:

- i. Validar o modelo de fluxo de calor constante (FCC) com dados experimentais;
- ii. Utilizar uma base de dados experimentais mais ampla para a validação do presente trabalho, considerando fluidos diferentes, comprimentos e diâmetros de tubulação diferentes e faixas de velocidades superficiais diferentes;
- iii. Expandir o trabalho para escoamentos inclinados e verticais;
- iv. Utilizar o mesmo tipo de modelagem da temperatura da mistura para o desenvolvimento e implementação de um modelo transiente de seguimento de pistões. Este tipo de modelo leva conta a intermitência do escoamento, o fenômeno de coalescência das bolhas alongadas e o efeito de esteira;

- v. Expandir o trabalho considerando a diferença na temperatura da parede entre as partes superiores e inferiores da tubulação (assim como a diferença entre o coeficiente de transferência de calor);
- vi. Expandir o trabalho para considerar mudanças de fase, como por exemplo a troca de massa de vapor de líquido e dissolução do gás que ocorre na interface da bolha alongada;
- vii. Expandir o trabalho para predeterminar a precipitação de hidratos.

## PRODUÇÃO CIENTÍFICA NO PERÍODO 2010 - 2014

C.L. Bassani, M.G. Conte, C. Cozin, A.E. Nakayama, C.D. Perea M., R.E.M. Morales (2011). "Numerical analysis of slug flow in inclined ducts using slug tracking model", XXXII CILAMCE - Congresso Ibero Latino Americano de Métodos Computacionais em Engenharia, Ouro Preto/MG.

*Abstract: Slug flow is the most frequently flow pattern in gas-liquid transportation at the petroleum industry, and the prediction of its parameters is important for pipeline and equipment design and operation. This pattern is characterized by the intermittent (in space and time) repetition of liquid masses called slugs (which may contain dispersed bubbles) and elongated gas bubbles, which occupy almost all pipe cross section. This work presents the numerical analysis of slug flow in inclined lines using slug tracking model. The mass and momentum conservation equations are applied for each bubble and slug. The differential equations obtained in the mathematical model are discretized using the finite difference method and the resulting linear system is solved with the TDMA algorithm. Typical parameters of slug flow are calculated, such as the bubbles and slugs lengths and velocities and pressure drop. These variables are monitored through its mean values or distributions in determined locations along the pipe, or by the following of one bubble passage through the pipe. Numerical results are compared with the experimental results from 2PFG/FEM/UNICAMP for air-water and air-glycerin flows in with inclinations of 0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 75° and 90°.*

M.G. Conte, C.L. Bassani, C.D.P. Medina, O.B.S. Scorsim, C.E.F. Amaral, R.E.M. Morales (2011). "Numerical Analysis of Slug Flow for Slight Changes of Direction Using Slug Tracking Model", XXXII CILAMCE - Congresso Ibero Latino Americano de Métodos Computacionais em Engenharia, Ouro Preto/MG.

*Abstract: Slug flow is the most common flow pattern of gas-liquid flow in petroleum industry. Hilly terrain pipelines change flow parameter and there's a need to predict the behavior of the phases for the production lines design. The present work aims the implementation of this phenomenon in a slug tracking program. The numerical analysis is developed for two-phase slug flow in horizontal duct with slight change if directions in 3°, 5° e 7°. The liquid mass accumulation at the low elbow is calculated from a mass balance equation, which generates a new slug or can be scooped by the next slug. The Kelvin-Helmholtz stability criterion is implemented for the case of slug generation. A numerical compensation of the pressure at the elbow is developed during the passage of a slug in the elbow. The entrance parameters for the program are the liquid and gas flow rates and mean length of the slugs and the bubbles. The simulations results are the mean values and the distribution (pdf) of the bubble velocity, the pressure drop and the slug and bubble length. The Numerical results are compared with experimental data.*

C.L. Bassani, M.G. Conte, V.E.L. Parra, C.D.P. Medina, F.A. Barbuto, R.E.M. Morales (2012). "Numerical simulation of slight direction changes in two-phase flows using slug tracking model", 14° ENCIT - Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas, Rio de Janeiro.

*Abstract: Slug flow in pipes is a quite common flow pattern occurring in many industrial applications, most notably in the transportation of two-phase mixtures of oil and natural gas in offshore pipelines. The slug flow pattern is characterized by intermittent liquid slugs and*

*elongated bubbles, whose lengths and velocities change in space and time. Hilly terrain effects influence flow parameters due to slight direction changes on the sea floor, making slugs to grow or generating new ones. These changes affect the pressure drops and are paramount in the design of production facilities. The present work introduces a mathematical model for the liquid accumulation due to horizontal-to-slightly inclined direction changes, analyzing only the slug growth. The aforementioned model attempts to describe the phase fraction changes in the liquid slug and in the elongated bubble and is coupled to a lagrangian slug tracking model for the prediction of hydrodynamic parameters. The results were compared to experimental data, and a good agreement has been obtained.*

C.D.P. Medina, C.L. Bassani, C. Cozin, S.L.M. Junqueira, R.E.M. Morales (2012). "Numerical simulation of heat transfer in two-phase slug flow using a slug tracking model". 14° ENCIT - Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas, Rio de Janeiro.

*Abstract: In the present work, numerical simulation of heat transfer in non-boiling two-phase slug flow is developed for horizontal pipes. Slug flow pattern is characterized by the alternate succession of two structures: an aerated liquid slug and an elongated gas bubble, which constitute a unit cell. This concept is used by the slug tracking models in order to develop a lagrangian model in transient regime, capable of predicting accurately the flow behavior with low computational time. However, slug tracking models are generally developed to predict just the hydrodynamic parameters, ignoring heat transfer. Present work couples the heat transfer governing equations with the slug tracking model through energy balances in deformable and mobile control volumes using the Reynolds transport theorem in its integral form. In addition, a new expression for the calculation of the two-phase heat transfer coefficient is proposed. Numerical results are compared with data from the literature, obtaining good agreement.*

C.D.P. Medina, C.L. Bassani, S.L.M. Junqueira, R.E.M. Morales (2012). "A lagrangian approach to non-boiling heat transfer in two phase slug flow in horizontal pipes". 3o EBECHEM - Encontro Brasileiro sobre Ebulição, Condensação e Escoamentos Multifásicos, Curitiba.

*Abstract: The present work proposes a model for simulation of non-boiling heat transfer in two-phase slug flow in horizontal pipes. Slug flow pattern is characterized by the alternate succession of two structures: an aerated liquid slug and an elongated gas bubble, which constitute a unit cell. Slug tracking models make use of this concept in order to develop a lagrangian model in transient regime, capable of accurately predicting the flow behavior within reasonably short computational times. However, slug tracking models are usually developed to predict hydrodynamic parameters only, therefore neglecting heat transfer. The objective of the present work is to couple the heat transfer governing equations to the slug tracking model. With such objective in mind, energy balances are performed in deformable and mobile control volumes using the Reynolds transport theorem in its integral form. In addition, the calculation of the two-phase heat transfer coefficient is performed in order to compare with some data from the literature. The constant external temperature and the constant heat flux boundary conditions are simulated and a good agreement between the numerical results and data from the literature was found.*

C.D.P. Medina, C.L. Bassani, C. Cozin, F.A.A. Barbuto, S.L.M. Junqueira, R.E.M. Morales (2014). "Numerical simulation of the heat transfer in fully developed, horizontal two-phase slug flows using a slug tracking model". Submissão aceita no IJTS – *International Journal of Thermal Sciences*.

*Abstract: The gas-liquid slug flow pattern is characterized by the alternate succession of two structures: an aerated liquid slug and an elongated gas bubble, which together constitute that what is known as a unit cell. Computationally, the unit cell concept is used in modern slug tracking models in order to develop transient, lagrangian models capable of accurately predicting the flow behavior with low computational costs, although early commercial packages using the unit cell concept did not offer slug tracking capabilities (Bendiksen et al., 1991). However, slug tracking models generally predict the hydrodynamic parameters only, whereas heat transfer is usually neglected. The present work couples heat transfer governing equations to a slug tracking model through energy balances in deformable, moving control volumes using the Reynolds transport theorem in its integral form, so as to achieve numerical simulations of heat transfer in developed, non-boiling, horizontal two-phase slug flows. In addition, a new expression for the calculation of the two-phase heat transfer coefficient is proposed. The numerical results were compared with data from the literature, and a good agreement was found.*

## REFERÊNCIAS

- Andreussi, P., Bendiksen, K. H. e Nydal O. J. (1993) "Void Distribution in Slug Flow", *Int. J. Multiphase Flow*, 19 (5), 817-828.
- Barletta, A. (1997) "Slug flow heat transfer in circular ducts with viscous dissipation and convective boundary conditions" *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 17, pp. 4219-4228.
- Barnea D. e Taitel Y. (1993) "A model for slug length distribution in gas-liquid slug flow", *Int. J. Multiphase Flow*, 19 (5), 829-838.
- Bassani, C. L., Conte, M. G., Parra, V. E. L., Medina, C. D. P., Barbuto, F. A. e Morales, R. E. M. (2012) "Numerical Simulation of Slight Direction Changes in Two-phase Flows Using a Slug Tracking Model", 14º ENCIT - Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas, Rio de Janeiro.
- Bendiksen, K. H. (1984) "An Experimental Investigation of the Motion of Long Bubbles in Inclined Tubes", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 10, No. 4, pp. 467-483.
- Camargo, R. M. T. (1991) "Hidrodinâmica e Transferência de calor no escoamento Intermitente Horizontal", Universidade Estadual de Campinas, 142 p. Dissertação de mestrado.
- Conte, M. G., Bassani, C. L., Medina, C. D. P., Scorsim, O. B. S., Amaral, C. E. F.; Morales, R. E. M (2011) "Numerical Analysis of Slug Flow for Slight Changes of Direction Using Slug Tracking Model", XXXII CILAMNE - Congresso Ibero Latino Americano de Métodos Computacionais em Engenharia, Ouro Preto/MG.
- DeGance, A. E. e Atherton, R. W. (1970) "Transferring heat in two-phase systems – Part 3", *Chem. Eng.*, 113.
- Deshpande, S., Bishop, A., e Karandikar, B. (1991) "Heat transfer to air-water plug-slug Flow in horizontal pipes", *Ind. Eng. Chem Res*, Vol 30, No. 9.
- Dukler A. E. e Hubbard M. G. (1975) "A model for gas-liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes". *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 14 (4), 337-347.

- Elperin, T. e Fominykh, A. (1995) "Combined mass and heat transfer during non-isothermal absorption in gas-liquid slug flow", *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 22, No. 2, pp. 285-294.
- Fernandes, R. C., Semiat, R., Dukler, A. E. (1983) "Hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes", *American Institute for Chemical Engineers Journal* Vol. 29, No. 6, pp 981-989.
- Fore, L., Witte, L. e McQuillen, J. (1997) "Heat transfer to two phase slug flows under reduced-gravity conditions", *International Journal of Multiphase Flow* Vol. 23, No. 2, pp 301-311.
- Fox, R. W. e McDonald, A. T., (2006) "Introdução à Mecânica dos Fluidos", 6a ed., Editora LTC, 2006.
- França, F., Bannwart, A. C., Camargo, R. M. T., Gonçalves, M. (2008) "Mechanistic Modeling of the Convective Heat Transfer Coefficient in Gas-Liquid Intermittent Flows", *Heat Transfer Engineering*, 29(12), pp. 984-998.
- Franklin, E. M. e Rosa, E. S. (2004) "Dynamic slug tracking model for horizontal gas-liquid flow", *Proc. of the 3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation*.
- Ghajar, A. J. e Tang, C. C. (2010) "Importance of non-boiling two-phase flow heat transfer in pipes for industrial applications", *Heat Transfer Engineering*, 31(9), 711-732.
- Górski, F. (2008) "Modelo algébrico para seguimento de bolhas em escoamento líquido-gás padrão golfadas", Curitiba: Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Relatório final de atividades.
- Grenier, P. (1997) "Evolution des longueurs de bouchons en écoulement intermittent horizontal", Toulouse: Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Institut National Polytechnique de Toulouse, 193p., Tese de Doutorado.
- Harmathy, T. Z. (1960) "Velocity of large drops and bubbles in media of infinite or restricted extent", *AIChE J.*, 6, 281.

- He, Q., Hasegawa, Y. e Kasagi, N. (2008) "Numerical Study on convective heat transfer of gas-liquid slug flow in a micro tube", ECI International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale.
- Hetsroni, G., Hu, B., Yi, J., Mosyak, A., Yarin, L. e Ziskind, G. (1998a) "Heat transfer in intermittent air-water flows – Part I: Horizontal tube", International Journal of Multiphase Flow, Vol. 24, No. 2, pp. 165-188.
- Hetsroni, G., Yi, J., Hu, B., Mosyak, A., Yarin, L. e Ziskind, G. (1998b) "Heat transfer in intermittent air-water flows – Part II: Upward inclined tube", International Journal of Multiphase Flow, Vol. 24, No. 2, pp. 189-212.
- Heywood, H.I. e Richardson, J.F. (1979) "Slug flow of air-water mixtures in a horizontal pipe: determination of liquid holdup by gama-ray absorption", Chem. Eng. Sci, 34, pp. 17-34.
- Incropera, F., DeWitt, D., Bergman, T., Lavine, A. (2008) "Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa", 6ª Ed., Livros Técnicos e Científicos Editora S.A.
- Jung, D. S. (1989) "Horizontal-flow boiling heat transfer using refrigerant mixtures", EPRI Rep., ER-6364.
- Kago, T., Saruwatari, T., Kashima, M., Morooka, S. e Kato, Y. (1986) "Heat Transfer in Horizontal Plug and Slug Flow for Gas-Liquid and Gas-Slurry Systems", Journal of Chemical Engineering of Japan, 19 (2), 125-131.
- Kim, D. e Ghajar, A. (2002) "Heat transfer measurements and correlations for airwater flow of different flow patterns in a horizontal pipe", Experimental Thermal and Fluid Science 25 pp 659-676.
- Kim, J. e Ghajar, A. (2006) "A general heat transfer correlation for non-boiling gas-liquid flow with different flow patterns in horizontal pipes", International Journal of Multiphase Flow 32 pp 447-465.
- Lima, I. N. R. C. (2009) "Estudo Experimental da Transferência de Calor no Escoamento Bifásico Intermitente Horizontal" São Paulo: Universidade Estadual de Campinas, 135p. Dissertação de mestrado.



- Lunde, K. (1961) "Heat Transfer and Pressure Drop in Two-Phase Flow", Chemical Engineering Progress Symposium Series. 57 (32), 104-110.
- Mazza, R. A., Rosa, E. S. e Yoshizawa, C. J. (2010) "Analyses of liquid film models applied to horizontal and near horizontal gas-liquid slug flows", Chemical Engineering Science.
- Medina, C. D. P., Cozin, C., Morales, R. E. M. e Junqueira, S. L. M. (2010) "Hydrodynamics and heat transfer simulation for two-phase intermitente flow in horizontal pipes", in proceedings of the 13<sup>th</sup> Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering.
- Medina, C. D. P. (2011) "Simulação numérica do escoamento bifásico líquido-gás em golfadas com transferência de calor em dutos horizontais", Curitiba: Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 159p. Dissertação de mestrado.
- Moran, M. e Shapiro, H. (2006) "Fundamentals of Engineering Thermodynamics", 5th Ed. John Wiley & Sons, Inc.
- Naphon, P. e Wongwises, S. (2004) "A review of flow and heat transfer characteristics in curved tubes", Renewable and Sustainable Energy Reviews, Vol 10, 463–490.
- Nicklin, D. J., Wilkes, J. O. e Davidson, J. F. (1962) "Two-phase flow in vertical tubes", Trans. Instn. Chem. Engrns, Vol. 40, pp 61-68.
- Nydal, O. J. e Banerjee, S. (1995) "Objected oriented dynamoc simulation of slug flow", Proceedings of the 2<sup>nd</sup> Int. Conf. of Multiphase Flow, Kyoto, Vol. 2, pp. IF2\_7-14.
- Nydal, O. J., Klebert, P., Wangenstein, T. e Kristiansen, O. (2003) "Transient two-phase flow model", Proceedings of the 11<sup>th</sup> BHRG Multiphase Technology '03, San Remo.
- Niu, T.H. e Dukler, A.E. (1976) "Heat Transfer During Gas Liquid Slug Flow in Horizontal Tubes", Proceedings of SCNI Specialists Metting.
- Ongba, C. (2004) "Numerical Modelling of Transient Gás-Liquid Flow (Application for Stratified & Slug Flows Regimes)", Cranfield University, PhD Thesis.

- Pachas, A. (2011) "Influência das condições iniciais e relações de fechamento para a simulação do escoamento bifásico em golfadas", Curitiba: Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Dissertação de mestrado.
- Rodrigues, H. T., Morales, R. E. M., Mazza, R. A. e Rosa, E. E. (2006) "Modelo algébrico para o seguimento de bolhas em escoamento horizontal gás-líquido no padrão de golfadas", 11º ENCIT - Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas, Curitiba.
- Rodrigues, H. T. (2006) "Simulação do escoamento bifásico líquido-gás intermitente em golfadas utilizando o modelo de seguimento dinâmico de pistões", Curitiba: Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 155p., Projeto Final de Curso.
- Rodrigues, H. T. (2009) "Simulação numérica do escoamento bifásico gás-líquido no padrão de golfadas utilizando um modelo lagrangeano de seguimento de pistões", Curitiba: Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 192p. Dissertação de mestrado.
- Rosa, E. S. e Altemani, C. A. C. (2006) "Análise de Escoamentos em Golfadas de Óleos Pesados e de Emulsões Óleo-água", Quarto Relatório de Atividades e Resultados alcançados, Projeto UNICAMP / CENPES – PETROBRAS, Campinas, SP.
- Rosa, E. S. "Forma diferencial das equações de conservação e transporte". Apostila disponível em: [www.fem.unicamp.br/~im450/Textos.../aula-1/INTREQ3-w6.doc](http://www.fem.unicamp.br/~im450/Textos.../aula-1/INTREQ3-w6.doc). Acessado em : 13 de março de 2014.
- Shah, M. (1981) "Generalized Prediction of Heat Transfer During Two Component Gas-Liquid Flow in Tubes and other Channels", AIChE Symposium Series, 77 (208), 140-151.
- Shoham, O. (2006) "Mechanistic Modeling of Gas-Liquid Two-phase Flow In Pipes", Society of Petroleum Engineers, Richardson, TX, 396p.
- Sripattrapan, W. e Wongwises, S. (2004) "Two-phase flow refrigerants during evaporation under constant heat flux in a horizontal pipe" Fluid Mechanics, Thermal Engineering and Multiphase Flow Research Lab, King Mongkut's University of Technology Thonburi, Bangkok, Thailand.

- Sun, G., Hewitt, G.F. e Wadekar, V. (2003) "A heat transfer model for slug flow in a horizontal tube", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (2004) 2807-2816.
- Taitel, Y. e Barnea, D. (1990a), "A consistent approach for calculating pressure drop in inclined slug flow", *Chemical Engineering Science*, Vol 45, No 5, pp. 1199 – 1206.
- Taitel, Y. e Barnea, D. (1990b) "Two phase slug flow", *Advances in Heat Transfer*, Hartnett J.P. and Irvine Jr. T.F. ed., vol. 20, 83-132.
- Taitel, Y. e Barnea, D. (1998) "Effect of gas compressibility on a slug tracking model", *Chemical Engineering Science*, Vol. 53, No. 11 2089-2097.
- Taitel, Y. e Barnea, D. (2000) "Slug tracking model for hilly terrain pipelines", *SPE Journal*, Vol. 5, p. 102-109.
- Taitel, Y. e Dukler, A. E. (1976) "A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow", *AIChE J.*, 22, 47-55.
- Tang, C. e Ghajar, A. J. (2007) "Validation of a general heat transfer correlation for non-boiling two-phase flow with different flow patterns and pipe inclination angles", *Thermal Engineering Summer Heat Transfer Conference ASME-JSME*.
- Tang, C. e Ghajar, A. J. (2011) "A mechanistic heat transfer correlation for non-boiling two-phase flow in horizontal, inclined and vertical pipes", *8th Thermal Engineering Joint Conference ASME/JSME*.
- Ujang, P. M., Lawrence, C. J. e Hewitt, G. F. (2006) "Conservative incompressible slug tracking model for gas-liquid flow in a pipe", *Proceedings of the 5<sup>th</sup> BHRG North American Conference on Multiphase Technology*, Banff, Canadá.
- Wallis, G. B. (1969) "One dimensional two-phase flow", New York, McGraw-Hill.
- Woldesemayat, M. A. e Ghajar, A. J. (2006) "Comparison of void fraction correlations for different flow patterns in horizontal and upward inclined pipes", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 33, 347–370.
- Zhang, L., Koo, J., Jiang, L., Asheghi, M., Goodson, K. E., Santiago, J. G. e Kenny, T. W. (2002) "Measurements and Modeling of Two-Phase Flow in Microchannels

With Nearly Constant Heat Flux Boundary Conditions”, Journal of Microelectromechanical Systems, Vol. 11, no. 1.

Zheng, G., Brill, J. P. e Taitel, Y. (1994) “Slug flow behavior in a hilly terrain pipeline”, Int. J. Multiphase, Vol. 20, No. 1, pp. 63-79.

## APÊNDICE A – CONSISTÊNCIA MATEMÁTICA DO MODELO

Neste apêndice são apresentadas algumas verificações matemáticas para comprovar a consistência do modelo desenvolvido para a distribuição de temperaturas ao longo da tubulação, eq. (3.70) e (3.77).

### A.1 Temperatura Externa Constante (TEC)

A seguir é analisada a consistência do modelo de distribuição de temperatura da mistura para a condição de contorno de temperatura externa constante:

$$T_{m(z)} = \frac{(h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S)T_W - \dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U}{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S} + \left( T_{mi} - \frac{(h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S)T_W - \dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U}{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S} \right) \exp\left( -\frac{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S}{\rho_L R_U A U_T L_U C_L} z \right) \quad (3.70)$$

Ou ainda considerando a forma simplificada desta equação:

$$T_{m(z)} = \frac{p}{n} + \left( T_{mi} - \frac{p}{n} \right) \exp\left( -\frac{n}{m} z \right) \quad (3.69)$$

sendo:

$$m = \dot{m}_{Lcell} L_U C_L = \rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L \quad (3.66)$$

$$n = h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S \quad (3.67)$$

$$p = (h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S)T_W - \dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U \quad (3.68)$$

### Verificação 1: análise dimensional

Para que o modelo seja consistente, é necessário obter as mesmas dimensões em ambos os lados da eq. (3.70). Para isto, o termo  $p/n$  da equação simplificada deve possuir dimensão em Kelvin:

$$\begin{aligned} \frac{p}{n} &= \frac{(h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S)T_W - \dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U}{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S} = \\ &= \frac{\left\{ \left[ \frac{W}{m^2 \cdot K} \right] [m][m] + \left[ \frac{W}{m^2 \cdot K} \right] [m][m] \right\} [K] - \left[ \frac{kg}{s} \right] \left[ \frac{J}{kg \cdot K} \right] [K]}{\left[ \frac{W}{m^2 \cdot K} \right] [m][m] + \left[ \frac{W}{m^2 \cdot K} \right] [m][m]} = [K] \end{aligned} \quad (A.1)$$

Além disso, o termo dentro da exponencial deve ser adimensional:

$$\frac{n}{m} = \frac{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S}{\rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L} x = \frac{\left[ \frac{W}{m^2 \cdot K} \right] [m][m] + \left[ \frac{W}{m^2 \cdot K} \right] [m][m]}{\left[ \frac{kg}{m^3} \right] [-] [m^2] \left[ \frac{m}{s} \right] [m] \left[ \frac{J}{kg \cdot K} \right]} [m] = [-] \quad (A.2)$$

### **Verificação 2: escoamento isotérmico**

No caso de escoamento isotérmico, deve-se obter  $T_{m(z)} = T_{mi}$  para todos os valores de  $z$ . Sabendo que  $T_W = T_{mi}$  para escoamentos isotérmicos:

$$\begin{aligned} T_{m(z)} \Big|_T &= \frac{(h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S)T_{mi} - \dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U}{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S} + \\ &+ \left( T_{mi} - \frac{(h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S)T_{mi} - \dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U}{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S} \right) \exp\left( -\frac{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S}{\rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L} z \right) \end{aligned} \quad (A.3)$$

A variação de temperatura local da célula unitária é nula para escoamento isotérmico, ou seja,  $\Delta T_U \Big|_T = 0$ . Assim:

$$\begin{aligned} T_{m(z)} \Big|_T &= \frac{(\cancel{h_{LB}S_{LB}L_B} + \cancel{h_{LS}S_{LS}L_S})T_{mi} - \cancel{\dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U}}{\cancel{h_{LB}S_{LB}L_B} + \cancel{h_{LS}S_{LS}L_S}} + \\ &+ \left( T_{mi} - \frac{(\cancel{h_{LB}S_{LB}L_B} + \cancel{h_{LS}S_{LS}L_S})T_{mi} - \cancel{\dot{m}_{Lx}C_L\Delta T_U}}{\cancel{h_{LB}S_{LB}L_B} + \cancel{h_{LS}S_{LS}L_S}} \right) \exp\left( -\frac{h_{LB}S_{LB}L_B + h_{LS}S_{LS}L_S}{\rho_L R_{LU} A U_T L_U C_L} z \right) = T_{mi} \end{aligned} \quad (A.4)$$

### **Verificação 3: tubulação tendendo ao infinito**

Para uma tubulação de comprimento tendendo ao infinito, a temperatura da mistura na saída tende à temperatura da parede:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} T_{m(z)} = \frac{p}{n} = \frac{(h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S) T_W - \dot{m}_L C_L \Delta T_U}{h_{LB} S_{LB} L_B + h_{LS} S_{LS} L_S} \quad (\text{A.5})$$

Porém, para uma tubulação de comprimento tendendo ao infinito, as temperaturas na dianteira e na traseira da célula unitária são iguais à temperatura da parede, ou seja,  $\lim_{z \rightarrow \infty} \Delta T_U = 0$ . Assim:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} T_{m(z)} = \frac{p}{n} = T_W \quad (\text{A.6})$$

## A.2 Fluxo de Calor Constante (FCC)

A seguir é analisada a consistência do modelo de distribuição de temperatura da mistura para a condição de contorno de fluxo de calor constante:

$$T_{m(z)} = T_{mi} - \left\{ \frac{(U_T - U_{LS}) \left[ \frac{S L_S}{(U_T + U_{LS})} + \frac{R_{LS}}{R_{LB}} \frac{S_{LB} L_B}{(U_T + U_{LB})} \right] - \pi D (L_B + L_S)}{\rho_L A U_T L_U C_L [\beta R_{GB} + (1 - \beta) R_{GS}]} \right\} q'' z \quad (\text{3.77})$$

### Verificação 1: análise dimensional

Os dois lados da eq. (3.77) devem possuir a mesma dimensão, em Kelvin:

$$\begin{aligned} T_{m(z)} = T_{mi} - \left\{ \frac{(U_T - U_{LS}) \left[ \frac{S L_S}{(U_T + U_{LS})} + \frac{R_{LS}}{R_{LB}} \frac{S_{LB} L_B}{(U_T + U_{LB})} \right] - \pi D (L_B + L_S)}{\rho_L A U_T L_U C_L [\beta R_{LB} + (1 - \beta) R_{LS}]} \right\} q'' z \\ = [K] - \frac{\left\{ \frac{[\cancel{m}][\cancel{m}]}{[\cancel{s}]} + \frac{[\cancel{m}][\cancel{m}]}{[\cancel{s}]} \right\} \left[ \frac{[\cancel{m}][\cancel{m}]}{[\cancel{s}] + [\cancel{m}]} + \frac{[-][\cancel{m}][\cancel{m}]}{[\cancel{s}] + [\cancel{m}]} \right] - [m] \{ [m] + [m] \}}{\left[ \frac{[\cancel{kg}]}{[\cancel{m}^3]} \right] [\cancel{m}^2] \left[ \frac{[\cancel{m}]}{[\cancel{s}]} \right] [m] \left[ \frac{J}{[\cancel{kg} \cdot K]} \right] \{ [-][ - ] + [-][ - ] \}} \left[ \frac{W}{m^2} \right] [m] = [K] \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

### **Verificação 2: escoamento isotérmico**

Para escoamento isotérmico, deve-se obter  $T_{m(z)} = T_{mi}$  para todos os valores de  $z$ . Sabendo que em um escoamento isotérmico o fluxo de calor é nulo:

$$T_{m(z)} \Big|_T = T_{mi} - \left\{ \frac{(U_T - U_{LS}) \left[ \frac{SL_S}{(U_T + U_{LS})} + \frac{R_{LS}}{R_{LB}} \frac{S_{LB}L_B}{(U_T + U_{LB})} \right] - \pi D(L_B + L_S)}{\rho_L A U_T L_U C_L [\beta R_{LB} + (1 - \beta) R_{LS}]} \right\} \varphi^* z = T_{mi} \quad (\text{A.8})$$



## APÊNDICE B – DETALHES DOS RESULTADOS

Neste apêndice são apresentados os dados de entrada e os resultados detalhados, em forma de tabelas, para as simulações de validação do modelo TEC com os dados experimentais de Lima (2009). A Tabela B.1 apresenta os dados de entrada retirados de Lima (2009). Já as Tabelas B.2, B.3 e B.4 apresentam os resultados detalhados para a temperatura da mistura e para o  $h_{TP}$  utilizando o modelo de fechamento hidrodinâmico de Rodrigues *et al.* (2006). Analogamente, as Tabelas B.5, B.6 e B.7 apresentam os mesmos resultados, mas para o modelo de fechamento hidrodinâmico de Taitel e Barnea (1990b).

Tabela B.1 – Dados de entrada para validação com Lima (2009).

<i>Ponto</i>	$j_L$ [m/s]	$j_G$ [m/s]	$P_{saída}$ [kPa]	$T_{ent}$ [K]	$T_{ent}$ [°C]	$h_{ext}$ [W/m <sup>2</sup> K]	$T_{ext}$ [K]	$T_{ext}$ [°C]	$q''$ [W/m <sup>2</sup> ]
1	0.636	0.465	135.7	318	44.85	1525	287.25	14.1	18635
2	0.721	0.559	142.6	316.3	43.15	1925	288.05	14.9	19465
3	0.916	0.496	151.7	315.6	42.45	1945	288.1	14.95	22466
4	1.049	0.452	157	314.9	41.75	1624	286.35	13.2	20394
5	1.053	0.426	157.3	315	41.85	1910	286.05	12.9	24722
6	0.978	0.68	160	315.3	42.15	1911	286.55	13.4	21170
7	0.674	0.79	113.2	317.2	44.05	1942	287.5	14.35	18488
8	0.774	0.387	140.7	316.3	43.15	1922	286.8	13.65	18461
9	0.66	0.374	134.6	316.9	43.75	1923	287.65	14.5	18293
10	0.698	0.22	133.4	316.6	43.45	1923	287.6	14.45	18711
11	0.579	0.795	137.1	318.7	45.55	2312	286.35	13.2	24430
12	0.973	0.68	160	315.1	41.95	2415	286.5	13.35	26158
13	0.981	0.647	160.1	312.6	39.45	2145	286.15	13	20594
14	1.024	0.5	157.6	312.8	39.65	2110	286.8	13.65	21932
15	1.076	0.321	155	312.2	39.05	1853	286.6	13.45	19850
16	1.114	0.216	153.4	312.4	39.25	1884	287.3	14.15	19702
17	1.232	0.37	167.7	311.2	38.05	2620	284.1	10.95	28746
18	1.232	0.37	166.9	310.8	37.65	2414	285.6	12.45	25629
19	1.17	0.558	169.5	310.1	36.95	2279	284.45	11.3	24617
20	1.123	0.721	171.7	310.1	36.95	2279	284.3	11.15	22933
21	1.241	0.686	180	309.6	36.45	2378	285.6	12.45	24481
22	1.307	0.462	177.9	309.2	36.05	2396	285.6	12.45	24633
23	1.38	0.284	174.6	312.5	39.35	2212	284.85	11.7	27413
24	1.378	0.283	173.7	307.7	34.55	2463	284.85	11.7	24298
25	1.255	0.297	165.8	309.6	36.45	2458	283.75	10.6	25082

Tabela B.2 – Resultados para a temperatura da mistura na saída da tubulação utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006).

<b>Ponto</b>	<b>Temperatura na entrada [K]</b>	<b>Temperatura na saída – Experimental [K]</b>	<b>Temperatura na saída – Numérico [K]</b>	<b>Erro na temperatura absoluta [%]</b>	<b>Erro na queda de temperatura [%]</b>
<b>1</b>	318	312.3	312.44	0.04	-2.46
<b>2</b>	316.3	311	310.93	-0.02	1.32
<b>3</b>	315.6	311.3	310.92	-0.12	8.84
<b>4</b>	314.9	311.1	310.8	-0.10	7.89
<b>5</b>	315	310.7	310.55	-0.05	3.49
<b>6</b>	315.3	310.7	310.67	-0.01	0.65
<b>7</b>	317.2	311	311.36	0.12	-5.81
<b>8</b>	316.3	310.9	310.98	0.03	-1.48
<b>9</b>	316.9	311.1	311.15	0.02	-0.86
<b>10</b>	316.6	311.3	311	-0.10	5.66
<b>11</b>	318.7	311	311.57	0.18	-7.40
<b>12</b>	315.1	309.8	310.01	0.07	-3.96
<b>13</b>	312.6	308.2	308.16	-0.01	0.91
<b>14</b>	312.8	308.8	308.52	-0.09	7.00
<b>15</b>	312.2	308.8	308.33	-0.15	13.82
<b>16</b>	312.4	309.2	308.59	-0.20	19.06
<b>17</b>	311.2	307.1	306.83	-0.09	6.59
<b>18</b>	310.8	307.1	306.82	-0.09	7.57
<b>19</b>	310.1	306.2	306.13	-0.02	1.79
<b>20</b>	310.1	306	306.03	0.01	-0.73
<b>21</b>	309.6	305.9	305.85	-0.02	1.35
<b>22</b>	309.2	305.8	305.59	-0.07	6.18
<b>23</b>	312.5	308.9	308.56	-0.11	9.44
<b>24</b>	307.7	304.6	304.27	-0.11	10.65
<b>25</b>	309.6	305.8	305.6	-0.07	5.26
			<b>Média</b>	<b>-0.04</b>	<b>3.79</b>
			<b>Desvio padrão</b>	<b>0.09</b>	<b>6.19</b>
			<b>Máximo</b>	<b>0.18</b>	<b>19.06</b>
			<b>Mínimo</b>	<b>-0.20</b>	<b>-7.40</b>

Tabela B.3 – Resultados para o coeficiente de transferência de calor bifásico utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006).

<b>Ponto</b>	<b>Presente trabalho</b>	<b>Lima (2009)</b>	<b>Medina (2012)</b>	<b>Kim e Ghajar (2006)</b>	<b>Shah (1981)</b>	<b>Camargo (1991)</b>
1	3323	3788	3030	3834	3326	4004
2	3660	3991	3450	4153	3646	4404
3	4580	4905	4341	5254	4257	5355
4	5186	4754	4861	5996	4651	5975
5	5206	5728	4950	6030	4630	5986
6	4817	4564	4446	5382	4585	5678
7	3395	3595	3156	3712	3654	4225
8	3956	3494	3714	4614	3696	4646
9	3431	3537	3380	4010	3297	4075
10	3660	3700	3612	4405	3291	4240
11	2949	4969	3563	3234	3316	3755
12	4776	6459	4503	5318	4537	5633
13	4729	4706	4565	5293	4460	5559
14	4966	6132	4636	5681	4505	5752
15	5215	4194	5128	6141	4519	5946
16	5414	4455	5527	6480	4560	6118
17	5830	7778	5737	6760	4956	6601
18	5820	6479	5725	6762	4958	6589
19	5482	7103	5160	6200	4881	6300
20	5245	6738	5063	5806	4848	6112
21	5751	8492	5637	6402	5168	6621
22	6052	8323	5875	6943	5188	6854
23	6576	7593	6461	7735	5420	7353
24	6295	7366	6560	7384	5183	7040
25	5864	6964	5860	6872	4905	6605

Tabela B.4 – Erros percentuais no cálculo do  $h_{TP}$  em relação a outros trabalhos da literatura - modelo de fechamento de Rodrigues et al. (2006).

<b>Ponto</b>	<b>Lima (2009)</b>	<b>Medina (2012)</b>	<b>Kim e Ghajar (2006)</b>	<b>Shah (1981)</b>	<b>Camargo (1991)</b>
<b>1</b>	-12.3	9.7	-13.3	-0.1	-17.0
<b>2</b>	-8.3	6.1	-11.9	0.4	-16.9
<b>3</b>	-6.6	5.5	-12.8	7.6	-14.5
<b>4</b>	9.1	6.7	-13.5	11.5	-13.2
<b>5</b>	-9.1	5.2	-13.7	12.4	-13.0
<b>6</b>	5.6	8.4	-10.5	5.1	-15.2
<b>7</b>	-5.6	7.6	-8.6	-7.1	-19.7
<b>8</b>	13.2	6.5	-14.3	7.0	-14.8
<b>9</b>	-3.0	1.5	-14.4	4.1	-15.8
<b>10</b>	-1.1	1.3	-16.9	11.2	-13.7
<b>11</b>	-40.7	-17.2	-8.8	-11.1	-21.5
<b>12</b>	-26.1	6.1	-10.2	5.3	-15.2
<b>13</b>	0.5	3.6	-10.7	6.0	-14.9
<b>14</b>	-19.0	7.1	-12.6	10.2	-13.7
<b>15</b>	24.4	1.7	-15.1	15.4	-12.3
<b>16</b>	21.5	-2.0	-16.4	18.7	-11.5
<b>17</b>	-25.0	1.6	-13.8	17.6	-11.7
<b>18</b>	-10.2	1.7	-13.9	17.4	-11.7
<b>19</b>	-22.8	6.2	-11.6	12.3	-13.0
<b>20</b>	-22.2	3.6	-9.7	8.2	-14.2
<b>21</b>	-32.3	2.0	-10.2	11.3	-13.1
<b>22</b>	-27.3	3.0	-12.8	16.7	-11.7
<b>23</b>	-13.4	1.8	-15.0	21.3	-10.6
<b>24</b>	-14.5	-4.0	-14.8	21.5	-10.6
<b>25</b>	-15.8	0.1	-14.7	19.5	-11.2
<b>Média</b>	<b>-9.6</b>	<b>2.9</b>	<b>-12.8</b>	<b>9.7</b>	<b>-14.0</b>
<b>Desvio Padrão</b>	<b>16.2</b>	<b>5.3</b>	<b>2.3</b>	<b>8.4</b>	<b>2.7</b>
<b>Máximo</b>	<b>24.4</b>	<b>9.7</b>	<b>-8.6</b>	<b>21.5</b>	<b>-10.6</b>
<b>Mínimo</b>	<b>-40.7</b>	<b>-17.2</b>	<b>-16.9</b>	<b>-11.1</b>	<b>-21.5</b>

Tabela B.5 - Resultados para a temperatura da mistura na saída da tubulação utilizando o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b).

<b>Ponto</b>	<b>Temperatura na entrada [K]</b>	<b>Temperatura na saída – Experimental [K]</b>	<b>Temperatura na saída – Numérico [K]</b>	<b>Erro na temperatura absoluta [%]</b>	<b>Erro na queda de temperatura [%]</b>
<b>1</b>	318	312.3	312.34	0.01	-0.70
<b>2</b>	316.3	311	310.88	-0.04	2.26
<b>3</b>	315.6	311.3	310.82	-0.15	11.16
<b>4</b>	314.9	311.1	310.7	-0.13	10.53
<b>5</b>	315	310.7	310.44	-0.08	6.05
<b>6</b>	315.3	310.7	310.64	-0.02	1.30
<b>7</b>	317.2	311	311.44	0.14	-7.10
<b>8</b>	316.3	310.9	310.82	-0.03	1.48
<b>9</b>	316.9	311.1	-	-	-
<b>10</b>	316.6	311.3	-	-	-
<b>11</b>	318.7	311	311.69	0.22	-8.96
<b>12</b>	315.1	309.8	309.98	0.06	-3.40
<b>13</b>	312.6	308.2	308.12	-0.03	1.82
<b>14</b>	312.8	308.8	308.43	-0.12	9.25
<b>15</b>	312.2	308.8	308.2	-0.19	17.65
<b>16</b>	312.4	309.2	308.44	-0.25	23.75
<b>17</b>	311.2	307.1	306.7	-0.13	9.76
<b>18</b>	310.8	307.1	306.71	-0.13	10.54
<b>19</b>	310.1	306.2	306.05	-0.05	3.85
<b>20</b>	310.1	306	305.99	0.00	0.24
<b>21</b>	309.6	305.9	305.81	-0.03	2.43
<b>22</b>	309.2	305.8	305.51	-0.09	8.53
<b>23</b>	312.5	308.9	308.45	-0.15	12.50
<b>24</b>	307.7	304.6	304.17	-0.14	13.87
<b>25</b>	309.6	305.8	305.47	-0.11	8.68
			<b>Média</b>	<b>-0.06</b>	<b>5.89</b>
			<b>Desvio padrão</b>	<b>0.11</b>	<b>7.73</b>
			<b>Máximo</b>	<b>0.22</b>	<b>23.75</b>
			<b>Mínimo</b>	<b>-0.25</b>	<b>-8.96</b>

Tabela B.6 - Resultados para o coeficiente de transferência de calor bifásico utilizando o modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b).

<b>Ponto</b>	<b>Presente trabalho</b>	<b>Lima (2009)</b>	<b>Medina (2012)</b>	<b>Kim e Ghajar (2006)</b>	<b>Shah (1981)</b>	<b>Camargo (1991)</b>
1	3410	3788	3030	3839	3331	4120
2	3743	3991	3450	4160	3652	4535
3	4754	4905	4341	5261	4262	5621
4	5421	4754	4861	6004	4656	6333
5	5454	5728	4950	6039	4635	6355
6	4941	4564	4446	5391	4592	5920
7	3415	3595	3156	3722	3663	4292
8	4118	3494	3714	4620	3701	4857
9	-	3537	3380	-	-	-
10	-	3700	3612	-	-	-
11	2954	4969	3563	3244	3325	3788
12	4898	6459	4503	5328	4545	5872
13	4862	4706	4565	5302	4466	5807
14	5167	6132	4636	5689	4510	6071
15	5520	4194	5128	6148	4524	6366
16	5803	4455	5527	6487	4564	6623
17	6177	7778	5737	6769	4962	7117
18	6160	6479	5725	6773	4965	7097
19	5713	7103	5160	6208	4886	6695
20	5396	6738	5063	5811	4852	6423
21	5954	8492	5637	6412	5174	7021
22	6373	8323	5875	6953	5194	7375
23	7043	7593	6461	7748	5428	8032
24	6741	7366	6560	7395	5189	7688
25	6252	6964	5860	6883	4912	7158

Tabela B.7 - Erros percentuais no cálculo de  $h_{TP}$  em relação a outros trabalhos da literatura - modelo de fechamento de Taitel e Barnea (1990b).

<b>Ponto</b>	<b>Lima (2009)</b>	<b>Medina (2012)</b>	<b>Kim e Ghajar (2006)</b>	<b>Shah (1981)</b>	<b>Camargo (1991)</b>
1	-10.0	12.6	-11.2	2.4	-17.2
2	-6.2	8.5	-10.0	2.5	-17.5
3	-3.1	9.5	-9.6	11.6	-15.4
4	14.0	11.5	-9.7	16.4	-14.4
5	-4.8	10.2	-9.7	17.7	-14.2
6	8.3	11.1	-8.3	7.6	-16.5
7	-5.0	8.2	-8.3	-6.8	-20.4
8	17.9	10.9	-10.9	11.3	-15.2
9	-	-	-	-	-
10	-	-	-	-	-
11	-40.6	-17.1	-8.9	-11.2	-22.0
12	-24.2	8.8	-8.1	7.8	-16.6
13	3.3	6.5	-8.3	8.9	-16.3
14	-15.7	11.5	-9.2	14.6	-14.9
15	31.6	7.6	-10.2	22.0	-13.3
16	30.3	5.0	-10.5	27.1	-12.4
17	-20.6	7.7	-8.7	24.5	-13.2
18	-4.9	7.6	-9.0	24.1	-13.2
19	-19.6	10.7	-8.0	16.9	-14.7
20	-19.9	6.6	-7.1	11.2	-16.0
21	-29.9	5.6	-7.1	15.1	-15.2
22	-23.4	8.5	-8.3	22.7	-13.6
23	-7.2	9.0	-9.1	29.8	-12.3
24	-8.5	2.8	-8.8	29.9	-12.3
25	-10.2	6.7	-9.2	27.3	-12.7
<b>Média</b>	<b>-6.5</b>	<b>7.4</b>	<b>-9.1</b>	<b>14.5</b>	<b>-15.2</b>
<b>Desvio Padrão</b>	<b>18.0</b>	<b>5.8</b>	<b>1.1</b>	<b>11.0</b>	<b>2.5</b>
<b>Máximo</b>	<b>31.6</b>	<b>12.6</b>	<b>-7.1</b>	<b>29.9</b>	<b>-12.3</b>
<b>Mínimo</b>	<b>-40.6</b>	<b>-17.1</b>	<b>-11.2</b>	<b>-11.2</b>	<b>-22.0</b>

Tabela B.8 – Resultados para a temperatura da mistura na saída da tubulação sem considerar o fenômeno de *scooping* térmico e utilizando o modelo de fechamento de Rodrigues *et al.* (2006).

<b>Ponto</b>	<b>Temperatura na entrada [K]</b>	<b>Temperatura na saída – Experimental [K]</b>	<b>Temperatura na saída – Numérico [K]</b>	<b>Erro na temperatura absoluta [%]</b>	<b>Erro na queda de temperatura [%]</b>
1	318	312.3	314.2	0.61	-33.33
2	316.3	311	312.6	0.51	-30.19
3	315.6	311.3	312.4	0.35	-25.58
4	314.9	311.1	312.2	0.35	-28.95
5	315	310.7	311.8	0.35	-25.58
6	315.3	310.7	312.2	0.48	-32.61
7	317.2	311	313.4	0.77	-38.71
8	316.3	310.9	312.4	0.48	-27.78
9	316.9	311.1	312.6	0.48	-25.86
10	316.6	311.3	312.2	0.29	-16.98
11	318.7	311	313.8	0.90	-36.36
12	315.1	309.8	311.5	0.55	-32.08
13	312.6	308.2	309.5	0.42	-29.55
14	312.8	308.8	309.8	0.32	-25.00
15	312.2	308.8	309.4	0.19	-17.65
16	312.4	309.2	309.6	0.13	-12.50
17	311.2	307.1	307.8	0.23	-17.07
18	310.8	307.1	307.8	0.23	-18.92
19	310.1	306.2	307.2	0.33	-25.64
20	310.1	306	307.3	0.42	-31.71
21	309.6	305.9	307	0.36	-29.73
22	309.2	305.8	306.6	0.26	-23.53
23	312.5	308.9	309.6	0.23	-19.44
24	307.7	304.6	305.1	0.16	-16.13
25	309.6	305.8	306.5	0.23	-18.42
			<b>Média</b>	0.39	-25.57
			<b>Desvio padrão</b>	0.19	6.94
			<b>Máximo</b>	0.90	-12.50
			<b>Mínimo</b>	0.13	-38.71



## **ANEXO A – ARTIGO CIENTÍFICO**

A seguir, é anexado a versão *draft* do artigo científico referente ao presente trabalho, submetido ao 15º ENCIT – Encontro Nacional de Ciências Térmicas, que ocorrerá de 10 a 13 de novembro em Belém/PA. O prazo limite para entrega da versão final do artigo (*deadline*) está previsto para o dia 15 de agosto de 2014.