

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETRÓLEO

Dissertação Apresentada à
Faculdade de Engenharia Mecânica
Como Requisito Parcial à Obtenção do
Título de Mestre em Engenharia de Petróleo

**HIDRODINÂMICA E TRANSFERÊNCIA DE CALOR
NO ESCOAMENTO INTERMITENTE HORIZONTAL**

*Este exemplar corresponde à versão final
da tese defendida pelo Eng^o Ricardo Marques de
Toledo Camargo e aprovada pela Comissão
Julgadora em 03/12/91*

Autor: Ricardo Marques de Toledo Camargo

56/91

Orientador : Fernando de Almeida França †

Co-orientador : Antônio Carlos Bannwart †

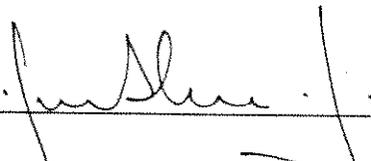
Dezembro de 1991

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETRÓLEO

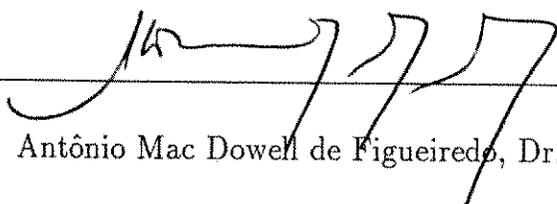
A dissertação "Hidrodinâmica e Transferência de Calor no Escoamento Intermitente Horizontal", elaborada por Ricardo Marques de Toledo Camargo e aprovada por todos os membros da Banca Examinadora foi aceita pela Sub-Comissão de Pós-Graduação em Engenharia de Petróleo como requisito parcial à obtenção do Título de Mestre em Engenharia de Petróleo.

Campinas, 03 de dezembro de 1991.

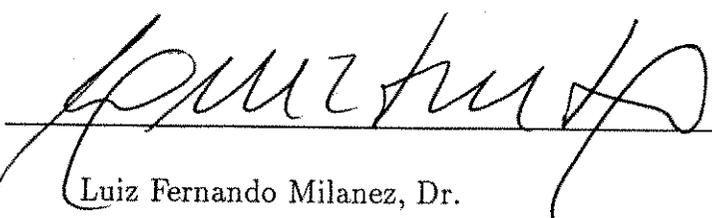
Banca Examinadora:



Fernando de Almeida França, Dr.



Antônio Mac Dowell de Figueiredo, Dr. Ing.



Luiz Fernando Milanez, Dr.

Para Rosane.

AGRADECIMENTOS

Ao pessoal do Laboratório do Departamento de Energia da UNICAMP, pela montagem do trocador de calor.

Ao CENPES/DIPLLOT, especialmente aos colegas Robson e Pellegrini, pela montagem do aparato experimental e total apoio durante a realização dos experimentos.

À minha esposa, Rosane, pelo desenho das figuras apresentadas neste trabalho.

Ao Prof. Antônio Carlos Bannwart, pela co-orientação e pela valiosa colaboração técnica.

Ao meu orientador, Prof. Fernando de Almeida França, que com incansável dedicação e entusiasmo, tornou possível a realização deste trabalho.

À PETROBRÁS S.A., pelo apoio técnico e financeiro à minha participação neste Mestrado.

Conteúdo

1	INTRODUÇÃO	1
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1	Modelagem Hidrodinâmica	7
2.1.1	Modelo de Dukler e Hubbard [1975]	7
2.1.2	Modelo de Nicholson, Aziz e Gregory [1978]	17
2.1.3	Modelo de Kokal e Stanislav [1989]	20
2.1.4	Modelo de Taitel e Barnea [1990]	22
2.1.5	Correlações para a Determinação de R_s	26
2.1.6	Correlações para a Determinação de ν_s (ou l_s)	29
2.1.7	Conclusão	31
2.2	Modelagem da Transferência de Calor	33
3	DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL	44
3.1	O Aparato Experimental	44
3.1.1	Sistema de Troca de Calor	46
3.1.2	Sistema de Medição de Fração de Líquido	48
3.1.3	Sistema de Medição de Pressão	48

3.1.4	Sistema de Medição de Densidade de Fase	49
3.2	Aferição dos Equipamentos	50
3.2.1	Aferição dos Termopares	51
3.2.2	Aferição dos Rotâmetros de Líquido	51
3.2.3	Aferição do Rotâmetro de Gás	52
3.2.4	Aferição do Amplificador de Sinais	52
3.2.5	Aferição das Placas de Aquisição de Dados	53
3.2.6	Verificação das Propriedades Físicas da Água	53
3.3	Procedimentos Experimentais	54
3.3.1	Fração de Líquido	54
3.3.2	Queda de Pressão	56
3.3.3	Densidade de Fase	56
3.3.4	Temperaturas	57
3.4	Resultados	58
4	DETERMINAÇÃO DA HIDRODINÂMICA E DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR	70
4.1	Modelo Hidrodinâmico	70
4.2	Cálculo do Coeficiente Médio de Transferência de Calor	82
4.2.1	Temperatura de Parede Uniforme	86
4.2.2	Fluxo de Calor Uniforme	87
4.2.3	Determinação de h_s , h_f e h_G	88
4.3	Comparação do Modelo com Dados Experimentais	89
4.3.1	Comparação com os Dados Experimentais Deste Trabalho	89

4.3.2	Comparação com os Dados Experimentais de Outros Autores	94
5	CONCLUSÃO	104
	BIBLIOGRAFIA	112
	APÊNDICE A	117

Lista de Tabelas

3.1	Propriedades físicas da água.	53
3.2	Características dos pontos experimentais.	59
3.3	Resultados experimentais de fração de líquido e gradiente axial de pressão.	60
3.4	Resultados experimentais de ν_s , l_s e l_f	62
3.5	Comparação dos resultados experimentais de V_t com correlações existentes.	64
3.6	Valores experimentais do fluxo de calor externo.	68
3.7	Resultados experimentais de transferência de calor.	69
4.1	Características de 15 casos testados.	72
4.2	Solução dos modelos para ν_s conhecida. Comparação com o experimento de Dukler e Hubbard [1975].	73
4.3	Solução dos modelos para ν_s conhecida. Comparação com o experimento de Kvernold [1984].	74
4.4	Solução dos modelos para ν_s conhecida. Comparação com o experimento de Scott e Kouba [1990].	75
4.5	Solução dos modelos para l_s conhecido. Comparação com o experimento de Dukler e Hubbard [1975].	76

4.6	Solução dos modelos para l_s conhecido. Comparação com o experimento de Kvernold [1984].	77
4.7	Solução dos modelos para l_s conhecido. Comparação com o experimento de Scott e Kouba [1990].	78
4.8	Comparação entre correlações para cálculo de V_f	81
4.9	Comparação entre correlações para o cálculo de ν_s para os valores experimentais obtidos neste trabalho.	83
4.10	Comparação entre correlações para o cálculo de ν_s para os valores experimentais obtidos por Dukler e Hubbard [1975], Kvernold [1984] e Scott e Kouba [1990].	84
4.11	Resultados do modelo para os pontos experimentais deste trabalho.	90
4.12	Propriedades físicas dos líquidos utilizados por Kago et alii [1986]	100

Lista de Figuras

1.1	Padrões no escoamento bifásico horizontal.	2
2.1	Geometria do escoamento intermitente.	8
2.2	Representação dos parâmetros θ e ξ	12
2.3	Procedimento de cálculo para frequência dada.	15
2.4	Procedimento de cálculo para comprimento de pistão dado.	19
2.5	Solução do filme de líquido proposta por Taitel e Barnea [1990].	25
2.6	Deslocamento de um segmento no intervalo de tempo Δt	39
2.7	Correlação de Shah [1981] para o escoamento turbulento.	41
3.1	Fluxograma geral do aparato experimental.	45
3.2	Detalhe do trocador de calor e localização dos termopares.	47
3.3	Esquema de ligação dos termopares.	47
3.4	Detalhe das sondas de condutividade.	50
3.5	Localização dos pontos experimentais no mapa de escoamento de Taitel e Dukler [1976].	55
3.6	Resultado da FFT para a densidade de fase.	61
3.7	Sinal de sonda de condutividade.	61

3.8	Sinal das duas sondas de condutividade.	65
3.9	Resultado da correlação cruzada entre os sinais das sondas de condutividade.	66
3.10	Sinal da sonda longa submetida a maiores velocidades de mistura.	66
3.11	Sinal dos termopares.	67
4.1	Seção transversal na região do filme de líquido.	80
4.2	Comparação entre valores experimentais e calculados de l_s e l_f . Fonte: Este trabalho.	91
4.3	Comparação entre valores experimentais e calculados de R_u . Fonte: Este trabalho.	92
4.4	Comparação entre valores experimentais e calculados de $\Delta P/\Delta x$. Fonte: Este trabalho.	92
4.5	Comparação entre valores experimentais e calculados de h_{TP} . Fonte: Este trabalho.	93
4.6	Comparação entre valores experimentais e calculados de R_u . Fontes: Johnson e Abou-Sabe [1952] e King [1952].	96
4.7	Comparação entre valores experimentais e calculados de $\Delta P/\Delta x$. Fontes: Johnson e Abou-Sabe [1952], King [1952] e Fried [1954].	97
4.8	Comparação entre valores experimentais e calculados de h_{TP} . Fontes: Johnson e Abou-Sabe [1952], King [1952] e Fried [1954].	98
4.9	Comparação entre valores experimentais e calculados de $\Delta P/\Delta x$. Fonte: Johnson [1955].	99
4.10	Comparação entre valores experimentais e calculados de h_{TP} . Fonte: Johnson [1955].	99
4.11	Comparação entre valores experimentais e calculados de R_u . Fonte: Kago et alii [1986].	101

4.12	Comparação entre valores experimentais e calculados de $\Delta P/\Delta x$. Fonte: Kago et alii [1986].	102
4.13	Comparação entre valores experimentais e calculados de h_{TP} . Fonte: Kago et alii [1986].	103

RESUMO

Neste trabalho é desenvolvido um modelo para o cálculo do coeficiente médio de transferência de calor para uma mistura bifásica escoando em uma tubulação horizontal. O padrão de escoamento investigado é o intermitente, por ele ser muito comumente encontrado em oleodutos.

O modelo para a transferência de calor requer o conhecimento das características hidrodinâmicas do escoamento. Para a determinação de tais características, existem diversas propostas, baseadas na solução de balanços de massa e de quantidade de movimento em cada uma das regiões em que se subdivide uma unidade do escoamento intermitente. Neste trabalho, os principais modelos hidrodinâmicos conhecidos são comparados a fim de permitir a escolha do que apresenta os melhores resultados. Para o cálculo do coeficiente médio de transferência de calor, duas condições de contorno limites são analisadas: temperatura uniforme e fluxo de calor uniforme na parede interna da tubulação.

Os resultados calculados através do modelo são comparados aos dados experimentais obtidos neste e em outros trabalhos publicados. Os desvios com relação aos valores experimentais, tanto para o coeficiente médio de transferência de calor, quanto para as características hidrodinâmicas do escoamento, ficaram na faixa de $\pm 30\%$, um resultado satisfatório considerando-se a aleatoriedade típica do padrão de escoamento intermitente.

ABSTRACT

In this work is developed a model to predict the average two-phase heat transfer coefficient for a mixture flowing in a horizontal pipe. The flow pattern investigated is the intermittent. This flow pattern is currently encountered in oil pipelines.

The heat transfer model requires the knowledge of the hydrodynamic characteristics of the flow. Many models have been suggested to calculate these characteristics. A typical approach is to apply mass and momentum balances for each region of the intermittent unit. These hydrodynamic models are compared with experimental data in order to choose the one which best represents the flow characteristics. Two limiting boundary conditions for the heat transfer calculations are analysed: uniform temperature and uniform heat flux at the inner pipe wall.

The results calculated using the proposed model are compared with experimental data obtained in this work, as well as others published in the literature. Results for average heat transfer coefficients and hydrodynamic characteristics lie between $\pm 30\%$ when compared to the experimental values. This is a satisfactory result considering the randomness of the intermittent flow.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O estudo do escoamento bifásico no interior de tubulações é de grande importância em diversos ramos de atividade industrial, entre os quais pode-se citar a indústria química, a petrolífera e a de geração de energia nuclear. No caso particular da indústria de extração de petróleo, o escoamento simultâneo de óleo e gás se dá desde a coluna do poço até a estação coletora onde as fases são separadas, passando neste caminho por linhas de produção, barramentos de distribuição de fluxo (“manifolds”), “risers” e vasos de separação primária, entre outros.

O escoamento simultâneo de duas fases no interior de uma tubulação se dá sob determinados padrões de escoamento, cujas ocorrências dependem das características dos fluidos, das vazões envolvidas e da geometria da tubulação. O conhecimento do padrão de escoamento existente é fundamental nos cálculos relacionados a escoamento bifásico.

Em uma tubulação horizontal, os padrões de escoamento podem ser divididos em quatro tipos básicos (Fig. 1.1):

- Padrão de Escoamento Estratificado

Liso

Ondulado



Figura 1.1: Padrões no escoamento bifásico horizontal.

- Padrão de Escoamento Intermitente

Bolhas Alongadas

Pistonado

- Padrão de Escoamento Bolhas Dispersas

- Padrão de Escoamento Anular

Vários trabalhos têm sido realizados com o objetivo de determinar o padrão de escoamento existente, sendo que mapas de escoamento, como o apresentado na Figura 3.5, são propostos.

Do mapa de escoamento da Figura 3.5, pode-se observar que o padrão de escoamento intermitente cobre uma vasta faixa de vazões de líquido e de gás, sendo muito comumente encontrado na área de produção de petróleo, bem como em outras atividades industriais. Este padrão de escoamento se caracteriza pela existência de pistões de líquido seguidos de bolhas de gás escoando sobre filmes de líquido. Os pistões de líquido podem conter ou não pequenas bolhas de gás dispersas, e é justamente esta a diferenciação entre o padrão intermitente pistonado e o de bolhas alongadas. A frequência de ocorrência de pistões, bem como seus comprimentos e os das bolhas de gás variam de maneira aleatória com o tempo, mas esta variação não é muito grande. Por se tratar de um padrão de escoamento eminentemente pulsante, sua modelagem teórica é bastante difícil.

O principal objetivo das pesquisas até agora realizadas sobre este assunto é o de permitir a avaliação, a cada seção transversal, para vazões e geometria da tubulação conhecidas, das quantidades presentes de cada fase (frações de líquido e gás), a pressão e a temperatura dos fluidos. Uma previsão confiável destes parâmetros leva à otimização dos projetos das instalações necessárias para o processamento dos fluidos, tais como o dimensionamento de tubulações, trocadores de calor, vasos separadores, tanques, bombas, etc. Além disso, as próprias condições de operação de um sistema podem ser continuamente comparadas com os valores esperados, permitindo detectar rapidamente possíveis obstruções ou vazamentos na tubulação.

Para o cálculo das distribuições longitudinais de pressões e de frações de líquido e de gás, são disponíveis inúmeros modelos, normalmente classificados em empíricos, semi-empíricos ou fenomenológicos. Nos modelos empíricos, procura-se ajustar equações a resultados experimentais disponíveis, utilizando muitas vezes grupos adimensionais representativos dos fenômenos em estudo. A restrição que se faz a este tipo de modelo é a falta de garantia de bons resultados em faixas de trabalho diferentes das utilizadas no desenvolvimento das equações. Nos modelos fenomenológicos, busca-se o equacionamento analítico simplificado do problema, objetivando tornar a solução encontrada a mais abrangente possível. Entretanto, certas variáveis ainda não foram analiticamente modeladas,

sendo que para sua determinação recorre-se a correlações empíricas, caracterizando assim os chamados modelos semi-empíricos.

Todos esses modelos, porém, requerem a temperatura dos fluidos como parâmetro de entrada, de forma a permitir o cálculo das propriedades físicas dos mesmos. Nos simuladores computacionais existentes, este dado é normalmente fornecido através da imposição de um perfil de temperaturas externo à tubulação e de um coeficiente global de transferência de calor. O coeficiente global deve incluir a convecção externa, a condução na parede da tubulação e a convecção interna. A grande dificuldade na determinação deste coeficiente reside justamente na estimativa da convecção interna, pois trata-se de convecção em uma mistura bifásica. Este assunto não foi até agora suficientemente estudado, sendo que as correlações existentes para sua determinação, ou são de aplicação restrita a tipos específicos de fluidos, tubulações e vazões, ou não foram ainda validadas pelo uso generalizado.

O crescimento da exploração de reservas de hidrocarbonetos localizadas sob lâminas d'água profundas no Brasil, tem colocado em pauta a necessidade de maiores estudos na área de transferência de calor de uma mistura bifásica escoando em tubulação. Isso se deve ao fato que as temperaturas existentes em grandes profundidades são bastante baixas (da ordem de $5^{\circ}C$), sendo que problemas como a solidificação de parafina e o aumento acentuado na viscosidade do óleo têm sido um constante obstáculo às operações de produção. O dimensionamento do diâmetro de tubulações e dos trocadores de calor destinados ao aquecimento do óleo para a separação óleo/água, certamente será otimizado se forem conhecidas as temperaturas dos fluidos a cada ponto, o que só será possível através de um perfeito conhecimento de como se processa a transferência de calor em uma mistura bifásica.

Assim, o objetivo do presente trabalho é o de estudar a convecção interna, de forma a aprimorar o cálculo do coeficiente global de transferência de calor. Isso permitirá a determinação de uma distribuição longitudinal de temperaturas da mistura bifásica

mais confiável, o que, além de ser um dado, por si só, importante, certamente permitirá uma melhor caracterização dos fluidos a cada ponto da tubulação e, por conseguinte, um cálculo mais preciso de perda de carga e de frações de líquido e de gás. A fim de adequá-lo ao problema que originou a sua necessidade, isto é, ao transporte simultâneo de óleo e gás em oleodutos submarinos, foi decidido que o mesmo deveria se concentrar no estudo da transferência de calor de uma mistura bifásica sendo em resfriada pela parede de uma tubulação horizontal. O padrão de escoamento escolhido é o intermitente, por sua grande faixa de ocorrência.

A forma escolhida para se chegar aos objetivos propostos foi a de primeiramente obter-se um modelo hidrodinâmico para o escoamento bifásico no padrão intermitente, utilizando uma abordagem fenomenológica. Assim, uma vez que se possa estimar as características médias do escoamento, tais como, comprimentos do pistão de líquido e da bolha de gás, frequência de ocorrência de pistões, altura do filme de líquido, quantidade de bolhas de gás dispersas no pistão e velocidades do pistão, da bolha de gás e do filme de líquido, pode-se mais facilmente prever as frações de líquido e de gás existentes, calcular as perdas de carga envolvidas, bem como estimar o coeficiente de transferência de calor. É importante para a validação dos resultados assim obtidos, que os mesmos sejam comparados com valores experimentais.

Apesar da importância do estudo da transferência de calor por convecção em um escoamento bifásico, este é um assunto relativamente pouco estudado, sendo bastante escassos os dados experimentais disponíveis, entre os quais pode-se citar, para o padrão de escoamento horizontal intermitente: Johnson e Abou-Sabe [1952], King [1952], Fried [1954], Katsuhara e Kazama [1954], Oliver e Wrigth [1964], Fedotkin e Zarudnev [1970], Kosorotov [1974], Shaharabanny [1976], Shoham et alii [1982] e Kago et alii [1986]. Entre estes, apenas Oliver e Wrigth [1964] estudaram o caso de resfriamento, sendo que se restringiram às baixas vazões de líquido. Assim sendo, considerou-se necessário o desenvolvimento de uma atividade experimental cujos resultados, além de con-

tribuírem para a validação do modelo teórico proposto, seriam de grande utilidade, já que poucos são os dados disponíveis até o momento. Os fluidos utilizados durante as experiências, devido à facilidade do seu manuseio, foram a água e o ar.

No Capítulo 2 é apresentada uma revisão dos trabalhos já publicados sobre modelagem hidrodinâmica e transferência de calor no escoamento horizontal intermitente. Todo o desenvolvimento experimental, incluindo a descrição do aparato construído, os procedimentos adotados e os resultados obtidos, está relatado no Capítulo 3. A análise de erros e incertezas nesses resultados pode ser encontrada no Apêndice A. No Capítulo 4 é realizada uma comparação entre os diversos modelos hidrodinâmicos apresentados no Capítulo 2, de forma a permitir a escolha do que apresenta o melhor desempenho. Ainda neste Capítulo é desenvolvida uma forma para calcular o coeficiente médio de transferência de calor, através do conhecimento das características hidrodinâmicas do escoamento, para duas condições de contorno: temperatura uniforme e fluxo de calor uniforme na parede interna da tubulação. Os resultados obtidos através dos modelos desenvolvidos são comparados aos valores experimentais publicados neste e em outros trabalhos. As conclusões e recomendações deste trabalho, com vistas a futuros estudos no tema, são apresentadas no Capítulo 5.

CAPÍTULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Modelagem Hidrodinâmica

Nesta seção são analisados os principais trabalhos publicados sobre a modelagem hidrodinâmica do escoamento horizontal intermitente, bem como sobre as correlações propostas para o cálculo dos parâmetros necessários ao fechamento dos modelos, a saber: fração de líquido no pistão e frequência de ocorrência (ou comprimento) do pistão.

Apesar do campo de estudo do presente trabalho se limitar ao escoamento horizontal, os modelos hidrodinâmicos propostos se aplicam também a tubulações ligeiramente inclinadas.

2.1.1 Modelo de Dukler e Hubbard [1975]

A modelagem hidrodinâmica para o escoamento horizontal intermitente apresentada por Dukler e Hubbard [1975] serviu de base para grande parte dos estudos posteriores efetuados nesta área. Por este motivo, sua análise será mais detalhada, sendo que, nos demais trabalhos, apenas as modificações propostas com relação a este serão comentadas.

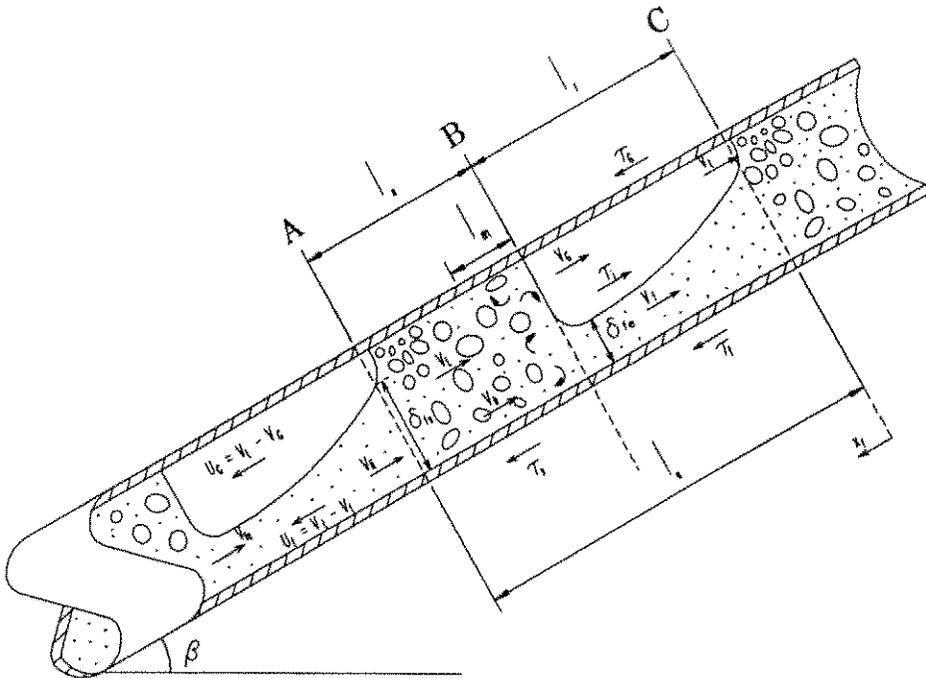


Figura 2.1: Geometria do escoamento intermitente.

Uma unidade do escoamento intermitente é dividida em duas regiões (Fig. 2.1): um pistão de líquido, de comprimento l_s , seguido de uma bolha de gás escoando sobre um filme de líquido de espessura variável e comprimento l_f .

O pistão de líquido normalmente contém bolhas dispersas de gás, admitidas como uniformemente distribuídas, sendo sua fração de líquido dada por R_s . A velocidade de translação do pistão é representada por V_L , sendo que a velocidade de uma partícula de líquido no mesmo é V_L , enquanto que a velocidade de uma bolha dispersa é V_B .

A velocidade do filme, V_f , é diferente a cada seção transversal devido à variação de espessura do mesmo. Como a velocidade do filme é sempre menor que a velocidade de translação do pistão de líquido, a parte posterior do filme é constantemente anexada ao pistão. Por outro lado, na parte posterior do pistão, onde o modelo considera existir um escoamento similar ao monofásico plenamente desenvolvido, há uma região próxima à parede cuja velocidade é menor que a velocidade do filme, acarretando, portanto, em perda de líquido para este. Considera-se que em um escoamento bifásico intermitente

plenamente desenvolvido, a vazão mássica de líquido anexada pelo pistão em sua parte anterior, m_x , é igual à vazão mássica perdida na parte posterior.

Os autores descrevem ainda a existência de um vórtice de mistura, de comprimento l_m , na parte anterior do pistão, definida como a região onde o líquido anexado ao pistão é acelerado da velocidade V_{fe} do filme imediatamente antes de ser anexado, à velocidade V_L .

No modelo em discussão, os autores consideraram $V_L = V_B = V_s$. A velocidade translacional pode então ser calculada pela soma da velocidade média da partícula no pistão, V_s , também conhecida como velocidade de mistura, com a velocidade aparente ganha pelo pistão devido ao processo de anexação do filme de líquido, ou seja,

$$V_t = V_s + \frac{m_x}{\rho_L A R_s} \quad (2.1)$$

O balanço de massa na unidade do escoamento intermitente, para a fase líquida, mostra que

$$\frac{m_L}{\rho_L A} = (l_s R_s + l_f R_f) \nu_s - \frac{m_x}{\rho_L A} \quad (2.2)$$

e, para a fase gasosa,

$$\frac{m_G}{\rho_G A} = V_t - (l_s R_s + l_f R_f) \nu_s - \frac{m_x}{\rho_L A} \left(\frac{1 - R_s}{R_s} \right) \quad (2.3)$$

onde ν_s é a frequência de ocorrência do pistão de líquido. Somando (2.2) e (2.3),

$$V_t = \frac{1}{A} \left(\frac{m_L}{\rho_L} + \frac{m_G}{\rho_G} \right) + \frac{m_x}{\rho_L A R_s} \quad (2.4)$$

Comparando (2.1) e (2.4), pode-se concluir que

$$V_s = \frac{1}{A} \left(\frac{m_L}{\rho_L} + \frac{m_G}{\rho_G} \right) \quad (2.5)$$

O termo C é definido como a razão entre a vazão mássica de líquido anexado ao pistão e a vazão mássica de líquido total no pistão, isto é,

$$C = \frac{m_x}{\rho_L A R_s V_s} \quad (2.6)$$

então pode-se reescrever (2.1) na forma

$$V_t = (1 + C) V_s \quad (2.7)$$

Lembrando que o perfil de velocidades na parte posterior do pistão de líquido é considerado igual ao perfil de um escoamento monofásico plenamente desenvolvido, a vazão mássica de líquido anexado ao pistão pode ser calculada por

$$m_x = R_s \rho_L V_s A - \int_0^{r_p} 2 \pi r \rho_L u \, dr \quad (2.8)$$

onde r_p é o raio no qual $u = V_s$. Pode-se utilizar, portanto, uma entre as diversas relações desenvolvidas para a determinação da distribuição de velocidades no escoamento turbulento monofásico em tubulação para se calcular o valor de m_x e, por conseguinte, o de C . Usando coeficientes de atrito para tubos lisos, Dukler e Hubbard verificaram que C varia muito pouco em uma grande faixa de variação do número de Reynolds do pistão, Re_s , e propuseram a seguinte relação:

$$C = 0,021 \ln(Re_s) + 0,022 \quad (2.9)$$

onde,

$$Re_s = D V_s \frac{\rho_L R_s + \rho_G (1 - R_s)}{\mu_L R_s + \mu_G (1 - R_s)} \quad (2.10)$$

A fração de líquido na região do filme, R_f , e a velocidade do filme, V_f , são funções da distância x_f (ver Figura 2.1). Para determinar a sua variação ao longo do

comprimento do filme, é necessário solucionar a equação da quantidade de movimento para o filme líquido. A fim de permitir a eliminação do termo transitório, toma-se um referencial movendo-se a V_t . A equação proposta por Dukler e Hubbard [1975] é dada por

$$\frac{\partial}{\partial t} (R_f U_f) + \frac{\partial}{\partial x_f} (U_f^2 R_f) + g D \frac{\partial}{\partial x_f} (R_f \xi) + \frac{\tau_f S_f}{\rho_L A} + g R_f \text{sen } \beta = 0 \quad (2.11)$$

onde $U_f = V_t - V_f$. Nesta equação foram desprezadas a quantidade de movimento associada à fase gasosa e a tensão cisalhante interfacial, ou seja, o líquido é tratado como um escoamento em canal com superfície livre.

Um balanço de massa no volume de controle limitado pelo plano C e qualquer outro plano localizado no filme de líquido (Fig. 2.1), com relação a um observador movendo-se a V_t , é dado por

$$(V_t - V_f) R_f = (V_t - V_L) R_{fs} \quad (2.12)$$

onde R_{fs} é a fração de líquido no plano C.

A tensão de cisalhamento entre a parede da tubulação e o filme de líquido pode ser obtida por

$$\tau_f = \frac{f_f \rho_L |V_f| V_f}{2} \quad (2.13)$$

onde o coeficiente de atrito f_f é calculado através de alguma relação usualmente utilizada para o escoamento monofásico, sendo uma função do número de Reynolds do filme. Este número é definido como

$$Re_f = \frac{\rho_L V_f D_f}{\mu_L} \quad (2.14)$$

onde D_f é o diâmetro hidráulico do filme,

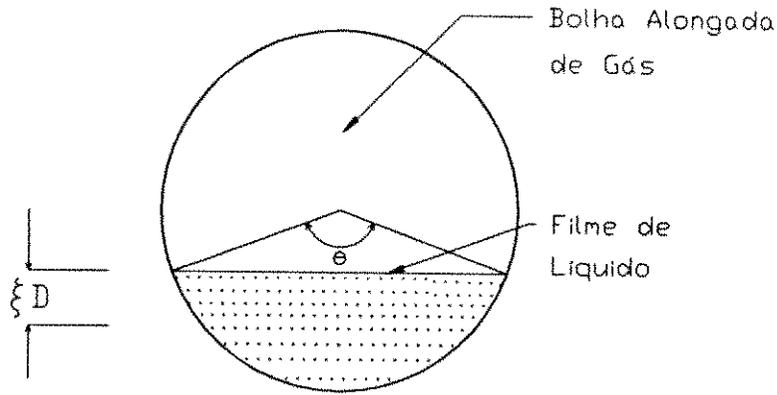


Figura 2.2: Representação dos parâmetros θ e ξ .

$$D_f = \frac{4 A R_f}{S_f} \quad (2.15)$$

O perímetro molhado é calculado através de

$$S_f = \frac{\theta D}{2} \quad (2.16)$$

sendo que a definição do ângulo θ é dada na Figura 2.2.

O termo ξ na equação (2.11) representa a razão entre a distância da superfície do filme ao centro de pressão estática e o diâmetro D ; desta forma, $\rho_L g \xi D$ é a pressão hidrostática atuando sobre toda a seção transversal do filme líquido que se iguala à integração da pressão hidrostática atuando sobre a seção transversal a cada elemento infinitesimal de área. O valor de ξ é dado por

$$\xi = \frac{1}{3 \pi R_f} \operatorname{sen}^3 \left(\frac{\theta}{2} \right) - \frac{1}{2} \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.17)$$

Observar ainda que R_f e θ são relacionados por

$$R_f = \frac{\theta - \text{sen } \theta}{2 \pi} \quad (2.18)$$

Substituindo os valores encontrados nas equações (2.12) a (2.18) em (2.11), esta pode ser reescrita na forma

$$\left\{ \frac{C^2 R_{fs}^2}{R_f^2} - \frac{1}{Fr} \left[\frac{\frac{\pi}{2} R_f \text{sen} \left(\frac{\theta}{2} \right) + \text{sen}^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \cos \left(\frac{\theta}{2} \right)}{1 - \cos \theta} - \frac{1}{2} \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \right\} dR_f =$$

$$= \left[-f_f B^2 \frac{\theta}{\pi} - \frac{R_f}{Fr} \text{sen } \beta \right] d\psi \quad (2.19)$$

onde, $Fr = V_s^2/gD$ é o número de Froude da mistura, e

$$\psi = \frac{l_f - x_f}{D} \quad (2.20)$$

Pode-se então integrar a equação (2.19) através de

$$\int_{R_{fs}}^{R_f} W(R_f) dR_f = - \int_0^{l_f} x_f d\psi \quad (2.21)$$

onde,

$$W(R_f) = \frac{\frac{C^2 R_{fs}^2}{R_f^2} - \frac{1}{Fr} \left[\frac{\frac{\pi}{2} R_f \text{sen} \left(\frac{\theta}{2} \right) + \text{sen}^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \cos \left(\frac{\theta}{2} \right)}{1 - \cos \theta} - \frac{1}{2} \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]}{f_f B^2 \frac{\theta}{\pi} - \frac{R_f}{Fr} \text{sen } \beta} \quad (2.22)$$

e

$$B = \left[1 - C \left(\frac{R_{fs} - R_f}{R_f} \right) \right] \quad (2.23)$$

Para Dukler e Hubbard [1975], o valor de R_{fs} (fração de líquido na seção transversal $x_f = 0$) é sempre igual a R_s . Quando $x_f = l_f$, $R_f = R_{fe}$. A integração da equação (2.21) deve ser feita numericamente, e requer uma estimativa inicial para l_f . O procedimento de integração é iniciado com o cálculo de $W(R_{fs})$, e prossegue acrescentando-se incrementos de ΔR_f até que a integral à esquerda iguale l_f/D .

O comprimento do pistão e o do filme estão relacionados por

$$l_s + l_f = \frac{V_t}{\nu_s} \quad (2.24)$$

Considerando tanto o líquido quanto o gás como incompressíveis, um balanço de massa do líquido em uma unidade do escoamento intermitente resulta em

$$U_{LS} = V_L R_s \frac{l_s}{l_u} + \int_0^{l_f} V_f R_f \frac{dx_f}{l_u} \quad (2.25)$$

Observações experimentais mostram que a altura do filme de líquido cai rapidamente para um valor próximo a R_{fe} a uma pequena distância do pistão, continuando a decrescer muito suavemente a partir daí. Assim, os autores sugerem que se faça

$$\int_0^{l_f} V_f R_f \frac{dx_f}{l_u} = V_{fe} R_{fe} \frac{l_f}{l_u} \quad (2.26)$$

e, de (2.25),

$$l_s = \frac{l_f (V_{fe} R_{fe} - U_{LS})}{U_{LS} - V_L R_s} \quad (2.27)$$

A velocidade do gás na bolha sobre o filme pode ser calculada através de um balanço de massa semelhante ao da equação (2.12), resultando em

$$(V_t - V_B) (1 - R_s) = (V_t - V_G) (1 - R_f) \quad (2.28)$$

O procedimento de cálculo está explicado no fluxograma da Figura 2.3. Entrando, portanto, com propriedades dos fluidos, geometria da tubulação, vazões envolvidas, fração de líquido no pistão e frequência de ocorrência do pistão, pode-se determinar todas as características médias do escoamento intermitente, tais como, l_s , l_f , V_s , V_f (e V_{fe}), R_f (e R_{fe}) e V_G . Observar que R_s e ν_s são parâmetros de entrada, havendo a necessidade de se conhecer estes valores experimentalmente ou através de correlações confiáveis.

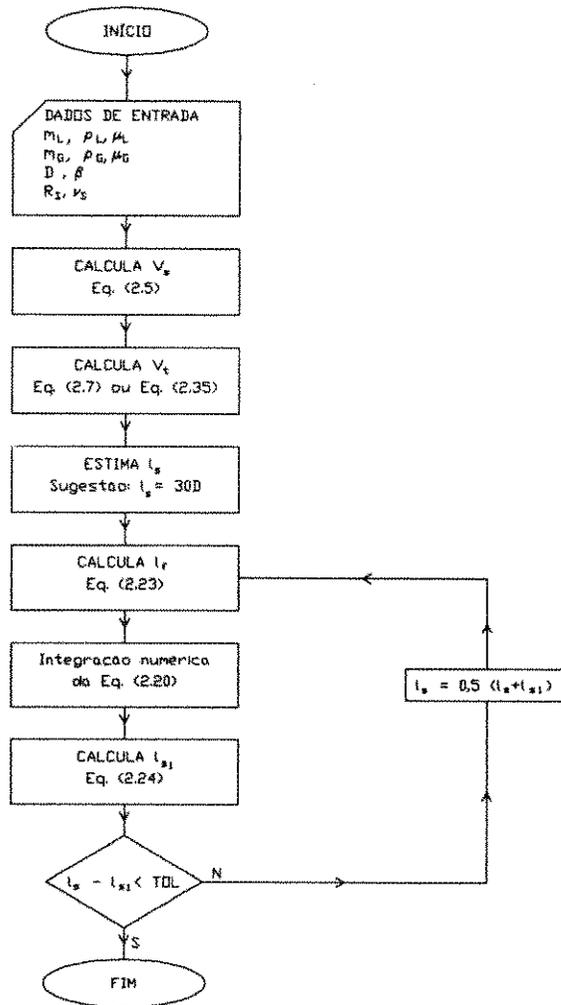


Figura 2.3: Procedimento de cálculo para freqüência dada.

O objetivo maior do trabalho em pauta era calcular o gradiente axial de pressão no escoamento. Para tal, é sugerido que a perda total de pressão em uma unidade de escoamento intermitente pode ser dividida em um termo de aceleração do líquido anexado ao pistão, um de atrito e outro gravitacional. Assim, pode-se escrever,

$$\Delta P_u = \Delta P_{ac} + \Delta P_{at} + \Delta P_g \quad (2.29)$$

onde,

$$\Delta P_{ac} = \frac{m_x}{A} (V_s - V_{fe}) \quad (2.30)$$

$$\Delta P_{at} = \frac{2 f_s [\rho_L R_s + \rho_G (1 - R_s)] V_s^2 (l_s - l_m)}{D} \quad (2.31)$$

e

$$\Delta P_g = [\rho_L R_s + \rho_G (1 - R_s)] g \text{ sen } \beta l_s + \rho_L R_{fe} g \text{ sen } \beta l_f \quad (2.32)$$

Observe-se que, baseados em dados experimentais, os autores citados consideraram que não há perda de carga por atrito na seção do filme, o que está coerente com a equação da quantidade de movimento proposta. Notar ainda que consideraram não haver perda de carga por atrito na região do vórtice de mistura, cujo comprimento pode ser calculado por

$$l_m = \frac{0,15}{g} (V_s - V_{fe})^2 \quad (2.33)$$

O fator de atrito do pistão, f_s , é uma função do número de Reynolds do pistão, definido em (2.10).

A fração de líquido pode ser facilmente calculada através de

$$R_u = \frac{R_s l_s + \int_0^{l_f} R_f dx_f}{l_u} \quad (2.34)$$

onde, mais uma vez, a integral pode ser aproximada por $R_{f_e} l_f$.

2.1.2 Modelo de Nicholson, Aziz e Gregory [1978]

Nicholson et alii [1978] modificaram e estenderam o modelo proposto por Dukler e Hubbard [1975] de forma a permitir a sua utilização em toda a faixa de ocorrência do escoamento intermitente. Além disso, propuseram relações empíricas para a determinação de R_s e V_t , bem como uma forma de se dispensar ν_s como dado de entrada.

Para o cálculo de V_t , os autores sugeriram a forma linear similar à proposta por Zuber e Findlay [1965] para o escoamento vertical

$$V_t = C_o V_s + V_d \quad (2.35)$$

onde C_o representa um parâmetro de distribuição de velocidade e fração de gás na seção transversal e V_d a velocidade de propagação de uma bolha de gás alongada em líquido estagnado. Não é apresentada uma sugestão generalizada para a determinação de C_o e V_d .

Para a determinação de R_s , é proposta a seguinte correlação:

$$R_s = \left[1 + \left(\frac{V_s}{8,66} \right)^{1,39} \right]^{-1} \quad (2.36)$$

Nicholson et alii [1978] verificaram que, para algumas vazões de líquido e gás, o valor da função $W(R_s)$, introduzida na equação (2.22), era negativo. Sugeriram, então, que R_{f_s} fosse o primeiro valor de R_f que resultasse em $W(R_f)$ positivo. Assim, o modelo proposto por Dukler e Hubbard [1975] passou a poder ser utilizado em toda a faixa de ocorrência de escoamento intermitente. As mesmas equações propostas continuam sendo

válidas, sendo que em (2.22) e (2.23), C é tomado como

$$C = \frac{V_t}{V_{fs}} - 1 \quad (2.37)$$

Os autores sustentaram ainda que l_s é relativamente insensível às variações de vazão de líquido e gás, sendo praticamente constante para um dado diâmetro de tubulação, segundo eles, da ordem de $30 D$. Usando-se este valor para l_s , elimina-se a necessidade de ν_s ser um parâmetro de entrada, já que estes valores estão relacionados pela equação (2.24). Assim, se for disponível um valor confiável de ν_s , procede-se aos cálculos da mesma forma proposta no trabalho anterior. Caso contrário, utiliza-se o procedimento mostrado no fluxograma da Figura 2.4.

Digno de nota é o fato que os autores consideram a velocidade da bolha de gás constante em todo o comprimento do filme e igual a V_t . Desta forma, o balanço de massa para o gás não se fecha, já que as bolhas dispersas no pistão de líquido não seriam anexadas à parte anterior da bolha de gás sobre o filme, nem recuperadas pelo pistão posteriormente; além disso, segundo o modelo, não há bolhas de gás dispersas no filme de líquido.

Com relação à perda de carga, discordam que ΔP_{at} seja calculado sobre o comprimento $(l_s - l_m)$, mas sim sobre o comprimento total do pistão, ou seja,

$$\Delta P_{at} = \frac{2 f_s [\rho_L R_s + \rho_G (1 - R_s)] V_s^2 l_s}{D} \quad (2.38)$$

Para a determinação de ΔP_{ac} , o valor de m_x pode ser eliminado da equação (2.30), através da utilização das equações (2.6) e (2.7), chegando-se a

$$\Delta P_{ac} = \rho_L R_s (V_t - V_L) (V_L - V_{fe}) \quad (2.39)$$

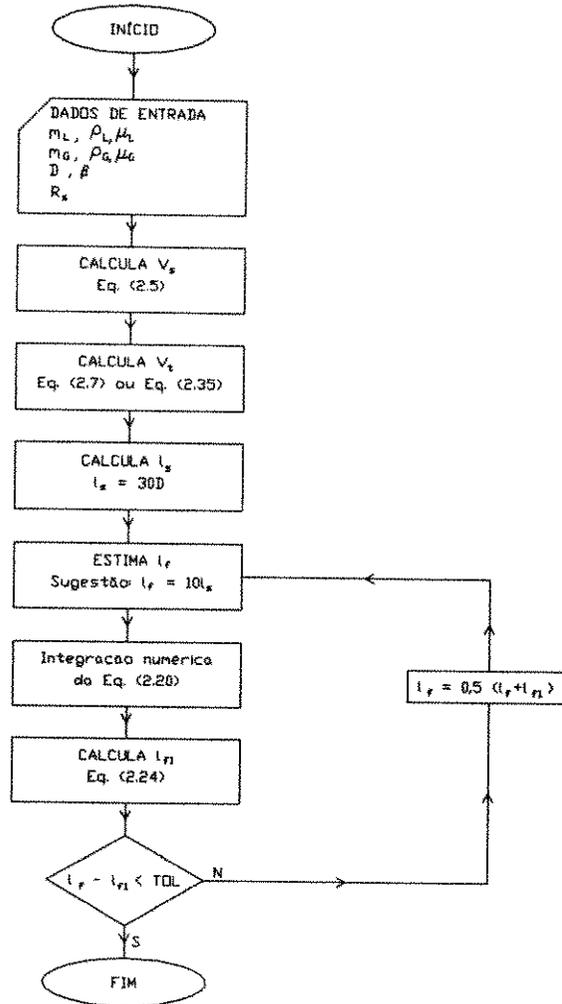


Figura 2.4: Procedimento de cálculo para comprimento de pistão dado.

2.1.3 Modelo de Kokal e Stanislav [1989]

Kokal e Stanislav [1989] afirmaram que o termo de tensão de cisalhamento na interface, apesar de ser normalmente desprezível, pode ser significativo para vazões maiores de gás (maiores diferenças $V_G - V_f$), especialmente próximo à transição do padrão de escoamento intermitente para o anular. Sugerem, então, que a equação da quantidade de movimento para o filme de líquido seja escrita na forma

$$\frac{\partial}{\partial t} (R_f U_f) + \frac{\partial}{\partial x_f} (U_f^2 R_f) + g D \frac{\partial}{\partial x_f} (R_f \xi) + \frac{\tau_f S_f}{\rho_L A} + g R_f \text{sen } \beta - \frac{\tau_i S_i}{\rho_L A} = 0 \quad (2.40)$$

Observe-se que há uma certa incoerência neste equacionamento, pois, apesar de se estar levando em conta a tensão interfacial, continua-se tratando o filme de líquido como um escoamento em canal com superfície livre, ou seja, despreza-se a quantidade de movimento associada à fase gasosa e a queda de pressão por atrito na seção do filme. A partir de (2.40), chega-se a uma equação para a função $W(R_f)$ na forma

$$W(R_f) = \frac{\frac{C^2 R_{fL}^2}{R_f^2} - \frac{1}{Fr} \left[\frac{\frac{\pi}{2} R_f \text{sen} \left(\frac{\theta}{2} \right) + \text{sen}^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \cos \left(\frac{\theta}{2} \right)}{1 - \cos \theta} - \frac{1}{2} \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]}{f_f B^2 \frac{\theta}{\pi} - \frac{R_f}{Fr} \text{sen } \beta - \frac{2 f_i \rho_G}{\pi \rho_L} \text{sen} \left(\frac{\theta}{2} \right) \left(\frac{V_i - B V_s}{V_s} \right)^2} \quad (2.41)$$

onde f_i é admitido igual a f_G , que, por sua vez é uma função do número de Reynolds da bolha de gás, dado por

$$Re_G = \frac{\rho_G V_G D_G}{\mu_G} \quad (2.42)$$

onde

$$D_G = \frac{4 A_G}{S_G + S_i} \quad (2.43)$$

Observe-se que, da mesma forma que no trabalho anterior, os autores consideraram $V_G = V_i$.

Para o cálculo de V_t , é utilizada a equação (2.35), sendo que os valores sugeridos para C_o e V_d são dados por

$$C_o = 1,2 \quad (2.44)$$

e

$$V_d = 0,345 \left[\frac{g D (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L} \right]^{1/2} \quad (2.45)$$

Uma crítica que deve ser feita à equação (2.45), é que este valor para V_d é o usualmente recomendado para o escoamento vertical, como o determinaram Nicklin [1962] e Bendiksen [1984].

Para a estimativa de R_s , é recomendado o trabalho de Barnea e Brauner [1985], que será analisado posteriormente.

Kokal e Stanislav [1989] sugerem ainda que se tome $l_s = 30 D$, dispensando a necessidade do conhecimento prévio de ν_s , e procedendo aos cálculos como o disposto no fluxograma da Figura 2.4. Entretanto, é evidente que, uma vez que se disponha de valores de ν_s confiáveis, nada impede que o método da Figura 2.3 seja utilizado.

Diferentemente dos dois trabalhos anteriores, neste os autores não recomendam considerar R_f constante e igual a R_{fe} na equação (2.25), embora o façam na (2.32).

Para o cálculo do gradiente axial de pressão, recomendam considerar a perda por atrito da bolha de gás, mesmo a tendo desprezado na equação da quantidade de movimento. Assim, ΔP_{at} em (2.29) será dada por:

$$\Delta P_{at} = \frac{2 f_s [\rho_L R_s + \rho_G (1 - R_s)] V_s^2 l_s}{D} + \frac{2 f_G \rho_G V_G^2 l_f}{D_G} \quad (2.46)$$

2.1.4 Modelo de Taitel e Barnea [1990]

Taitel e Barnea [1990] propuseram o mais detalhado equacionamento unidimensional para a solução do filme de líquido. A equação da conservação da quantidade de movimento em relação a um referencial se movendo a V_i , já tendo o termo transitório sido eliminado, é dada, para o filme de líquido, por

$$\rho_L U_f \frac{\partial U_f}{\partial x_f} + \frac{\partial P}{\partial x_f} - \frac{\tau_f S_f}{A_f} + \frac{\tau_i S_i}{A_f} - \rho_L g \sen \beta + \rho_L g \cos \beta \frac{\partial \delta_f}{\partial x_f} = 0 \quad (2.47)$$

e, para a bolha de gás,

$$\rho_G U_G \frac{\partial U_G}{\partial x_f} + \frac{\partial P}{\partial x_f} - \frac{\tau_G S_G}{A_G} - \frac{\tau_i S_i}{A_G} - \rho_G g \sen \beta + \rho_G g \cos \beta \frac{\partial \delta_f}{\partial x_f} = 0 \quad (2.48)$$

onde $U_G = V_i - V_G$. τ_f pode ser calculado por (2.13), enquanto que τ_G e τ_i por

$$\tau_G = \frac{f_G \rho_G |V_G| V_G}{2} \quad (2.49)$$

e

$$\tau_i = \frac{f_i \rho_G |V_G - V_f| (V_G - V_f)}{2} \quad (2.50)$$

Nestas equações, f_G é calculado da mesma forma proposta por Kokal e Stanislav [1989] e $f_i = 0,014$, conforme sugestão de Cohen e Hanratty [1968]. V_G é calculado pelo mesmo balanço dado por (2.28). Eliminando os gradientes de pressão de (2.47) e (2.48), chega-se a

$$\frac{d\delta_f}{dx_f} = \frac{\frac{\tau_f S_f}{A_f} - \frac{\tau_G S_G}{A_G} - \tau_i S_i \left(\frac{1}{A_G} + \frac{1}{A_f} \right) + (\rho_L - \rho_G) g \sen \beta}{(\rho_L - \rho_G) g \cos \beta - \rho_L U_f \frac{(V_i - V_f) R_s}{R_f^2} \frac{dR_f}{d\delta_f} - \rho_G U_G \frac{(V_i - V_G) (1 - R_s)}{(1 - R_f^2)} \frac{dR_f}{d\delta_f}} \quad (2.51)$$

onde,

$$\frac{dR_f}{d\delta_f} = \frac{4}{\pi D} \sqrt{1 - \left(2 \frac{\delta_f}{D} - 1\right)^2} \quad (2.52)$$

Integrando-se numericamente a equação (2.51), pode-se encontrar a função $\delta_f(x_f)$. O valor correspondente de $V_f(x_f)$ pode ser calculado do balanço de massa da equação (2.12). A integração deve ser realizada até que o balanço de massa da equação (2.25) seja satisfeito, sendo que, neste ponto, $x_f = l_f$, $R_f = R_{fe}$ e $V_f = V_{fe}$.

O menor valor que a altura do filme pode atingir é a chamada altura de equilíbrio, δ_E , que é aquela para a qual o numerador de (2.51) se iguala a zero.

O valor de $d\delta_f/dx_f$ deve ser negativo ou igual a zero, já que a espessura do filme vai sempre decrescendo até atingir a altura de equilíbrio. Entretanto, verifica-se que, similarmente ao observado por Nicholson et alii [1978], para algumas vazões de líquido e gás, $d\delta_f/dx_f$ é positivo se $R_{fs} = R_s$. Assim, sempre que o valor de $d\delta_f/dx_f$ for positivo, deve-se recomençar a integração numérica de (2.51), fazendo-se R_{fs} igual ao último valor de R_f utilizado. Notar ainda que, caso se encontre δ_{fs} menor que δ_E , considera-se que a altura de equilíbrio é imediatamente atingida, ou seja, considera-se $\delta_{fs} = \delta_E$.

Uma observação interessante é a de que se pode calcular a fração de líquido média no escoamento intermitente, sem a necessidade do conhecimento detalhado da sua estrutura, como requer a equação (2.34). Isto pode ser constatado juntando-se as equações (2.25) e (2.12) para chegar em

$$U_{LS} = V_L R_s - V_i R_s \frac{l_f}{l_u} + \frac{V_i}{l_u} \int_0^{l_f} R_f dx_f \quad (2.53)$$

e usando (2.53) para eliminar a integral que aparece em (2.34), concluindo efetivamente que

$$R_u = R_s + \frac{U_{LS} - V_L R_s}{V_i} \quad (2.54)$$

Para o cálculo de V_t é sugerida a utilização da equação (2.35), recomendando o valor de $C_o = 1,2$ para o escoamento turbulento, $C_o = 2$ para o escoamento laminar e, para V_d , a forma proposta por Bendiksen [1984]

$$V_d = 0,35 \sqrt{g D} \operatorname{sen} \beta + 0,54 \sqrt{g D} \cos \beta \quad (2.55)$$

Diferentemente dos trabalhos anteriores, neste os valores de V_L e V_B não são necessariamente iguais. A velocidade da bolha dispersa deve ser calculada de maneira similar a V_t , ou seja,

$$V_B = B V_s + V_o \quad (2.56)$$

com a sugestão de tomar $B = 1$ e

$$V_o = 1,54 \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{0,25} \operatorname{sen} \beta \quad (2.57)$$

Para o cálculo de V_L , como o líquido e o gás são considerados incompressíveis, a vazão total $V_s A$ é constante em qualquer seção transversal do pistão de líquido, podendo-se então escrever a seguinte relação entre V_L e V_B

$$V_s = V_L R_s + V_B (1 - R_s) \quad (2.58)$$

Observe-se que, para o caso particular de escoamento horizontal, $\beta = 0$ e, portanto, $V_s = V_B = V_L$.

O método sugerido para a determinação de R_s é também o de Barnea e Brauner [1985]. Da mesma forma que no trabalho anterior, sugerem a utilização de $l_s = 30 D$, a fim de se dispensar a necessidade de ν_s como parâmetro de entrada. O fluxograma para a solução do filme de líquido está mostrado na Figura 2.5.

Com relação ao gradiente axial de pressão, os autores criticam a forma proposta

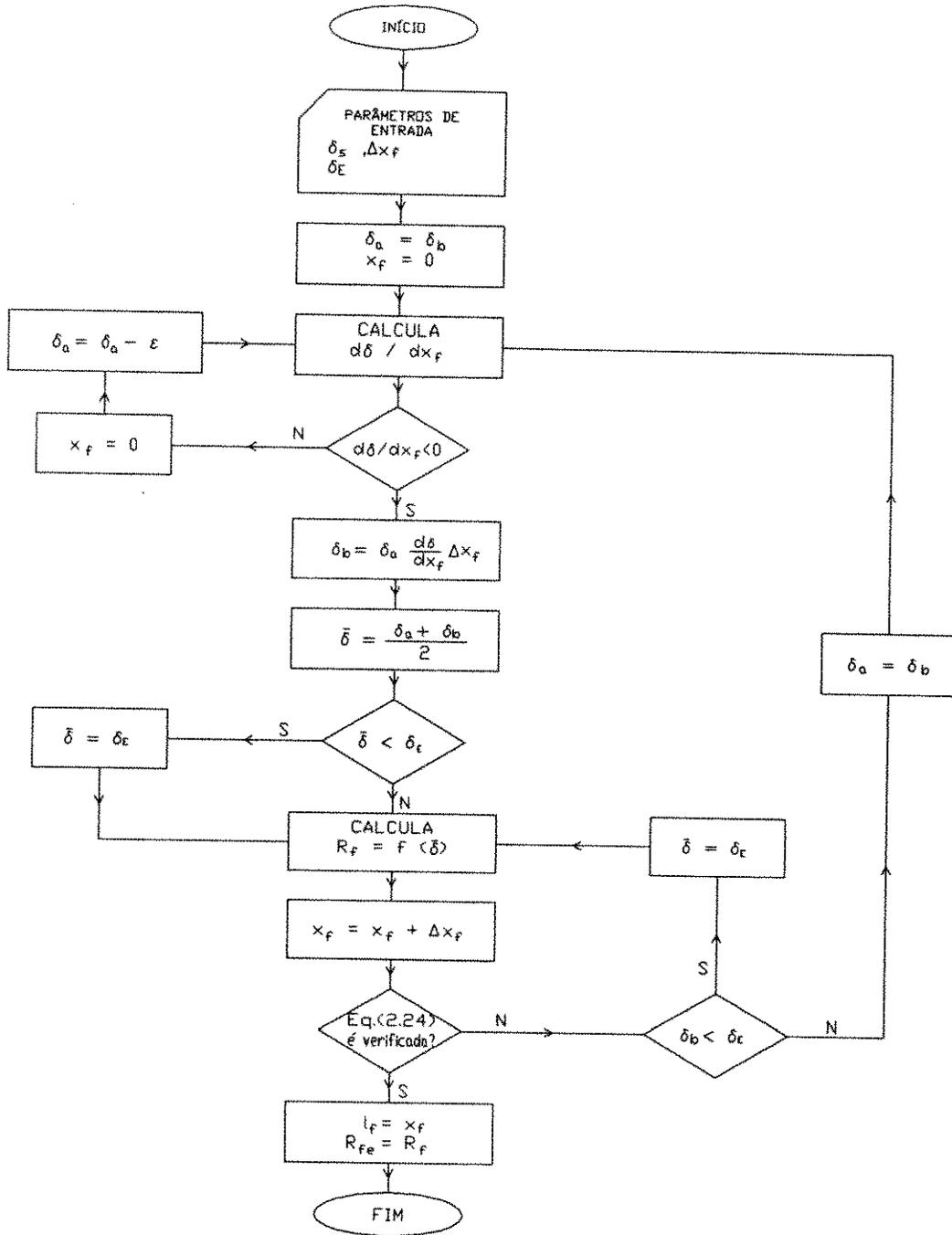


Figura 2.5: Solução do filme de líquido proposta por Taitel e Barnea [1990].

nos trabalhos anteriores e sugerem que se faça um balanço global de forças ao longo de uma unidade do escoamento intermitente, entre os planos A e C da Figura 2.1, chegando a

$$\Delta P_u = \rho_u g \operatorname{sen} \beta l_u + \int_0^{l_f} \frac{\tau_f S_f + \tau_G S_G}{A} dx_f + \frac{\tau_s \pi D}{A} l_s \quad (2.59)$$

onde

$$\rho_u = \rho_L R_u + \rho_G (1 - R_u) \quad (2.60)$$

e

$$\tau_s = \frac{f_s \rho_s |V_s| V_s}{2} \quad (2.61)$$

O valor de ρ_s é dado por

$$\rho_s = \rho_L R_s + \rho_G (1 - R_s) \quad (2.62)$$

Utilizando as mesmas premissas dos trabalhos anteriores, os autores conseguem demonstrar que o cálculo de perda de carga, realizado como o sugerido na equação (2.29), não leva em conta a variação de nível no filme de líquido entre a parte anterior do pistão e a posterior. Isso seria o equivalente a uma desaceleração do líquido ao ser reanexado ao filme.

2.1.5 Correlações para a Determinação de R_s

Os quatro modelos descritos necessitam da fração de líquido no pistão, R_s , como parâmetro de entrada. Diversos pesquisadores se dedicaram a procurar uma correlação confiável para a determinação deste valor.

Gregory et alii [1978] apresentaram uma correlação experimental que não leva em conta a geometria da tubulação nem as propriedades dos fluidos. Esta correlação foi desenvolvida com base em dados experimentais obtidos com óleo e ar escoando em tubulações horizontais com $D = 0,0258 \text{ m}$ e $D = 0,0512 \text{ m}$. A correlação proposta é a dada na equação (2.36).

Malnes [1982], usando os mesmos dados de Gregory et alii [1978] propôs

$$R_s = \frac{V_s}{83 \left(\frac{\mu \sigma}{\rho_L} \right)^{0,25} + V_s} \quad (2.63)$$

incluindo, portanto, a influência das propriedades dos fluidos.

Ferschneider [1983] baseado em dados obtidos usando gás natural e condensado em uma tubulação de $D = 0,0146 \text{ m}$ com ângulos de inclinação de 0° e de 4° , propôs a seguinte correlação

$$R_s = \left[1 + \frac{\left(V_s / \sqrt{1 - \rho_G / \rho_L} \right)^2}{(A / Bo^B)^2} \right]^{-2} \quad (2.64)$$

onde Bo é o número de Bond dado por

$$Bo = \frac{(\rho_L - \rho_G) g D^2}{\sigma} \quad (2.65)$$

Os coeficientes A e B não foram fornecidos. Nesta correlação, além da influência das propriedades dos fluidos, é incluído o efeito da variação no diâmetro. Entretanto, a influência do ângulo de inclinação da tubulação é desprezada.

Barnea e Brauner [1985] apresentaram um modelo preditivo para o cálculo de R_s . Este modelo se baseia na hipótese de que a máxima quantidade de gás que o pistão de líquido pode acomodar como bolhas dispersas é aquela existente na transição entre os padrões de escoamento intermitente e bolhas dispersas em um mesmo nível de turbulência

do escoamento. O nível de turbulência pode ser determinado pela velocidade de mistura, V_s . Considerando que não haja escorregamento entre as fases, R_s é então dado por

$$R_s = \frac{U_{LS}^T}{U_{LS}^T + U_{GS}^T} \quad (2.66)$$

onde U_{LS}^T e U_{GS}^T são as velocidades superficiais na transição intermitente / bolhas dispersas para o mesmo nível de turbulência do escoamento, ou seja,

$$V_s = U_{LS}^T + U_{GS}^T = U_{LS} + U_{GS} \quad (2.67)$$

A transição pode ser determinada experimentalmente ou através de algum modelo já existente, como, por exemplo, o de Taitel e Dukler [1976]. Os autores sugeriram limitar R_s a um mínimo de 0,48, independentemente do nível de turbulência disponível. Esta limitação é ditada pelo empacotamento máximo das bolhas.

Andreussi e Bendiksen [1989], fazendo um balanço das quantidades de gás que entram e saem do pistão de líquido propuseram a seguinte correlação semi-empírica para R_s

$$R_s = 1 - \frac{V_s - V_{sf}}{\alpha V_s + V_{so}} \quad (2.68)$$

onde

$$V_{sf} = 2,60 \left[1 - 2 \left(\frac{0,025}{D} \right)^2 \right] \sqrt{g D} \quad (2.69)$$

$$V_{so} = \frac{240}{C_o - 1} \sqrt{\sum} \left(1 - \frac{1}{3} \text{sen } \beta \right) \left(\frac{g \sigma \Delta \rho}{\rho_L^2} \right)^{0,25} + \frac{V_d}{C_o - 1} \quad (2.70)$$

e $\alpha = 1$. \sum é o número de Eötvos, dado por

$$\Sigma = \frac{4 \sigma}{g \rho_L D^2} \quad (2.71)$$

2.1.6 Correlações para a Determinação de ν_s (ou l_s)

O outro dado necessário ao fechamento dos modelos hidrodinâmicos é a frequência de ocorrência do pistão, ν_s , ou o comprimento do pistão, l_s .

Gregory e Scott [1969] publicaram uma correlação empírica para ν_s dada por,

$$\nu_s = 0,0226 \left[\lambda \left(\frac{2,02}{D} + Fr \right) \right]^{1,2} \quad (2.72)$$

onde

$$\lambda = \frac{U_{SL}}{U_{SL} + U_{SG}} \quad (2.73)$$

Greskovich e Shrier [1972] verificaram que a influência do diâmetro é superestimada em (2.72) e propuseram uma correlação empírica na forma de um gráfico de ν_s em função do número de Froude, Fr , e de λ .

Taitel e Dukler [1977] apresentaram o primeiro modelo preditivo para a determinação de ν_s . Os autores consideraram que ν_s depende do processo de formação do pistão na região de entrada, onde ondas instáveis crescem sobre o filme estratificado, bloqueando eventualmente a passagem do gás, formando assim o pistão. O objetivo passa a ser, portanto, determinar o tempo entre a formação de dois pistões. Embora este tempo tenha uma distribuição aleatória, verificou-se que sua variação não é tão grande. Considerando que para cada dois pistões de líquido formados na região de entrada, apenas um se estabilizará, ν_s é admitido como sendo o inverso do dobro do tempo necessário para o filme de líquido crescer do nível mais baixo (atingido logo após a criação de um pistão) e o nível de equilíbrio (quando imediatamente será criado outro pistão). Para se encontrar este tempo, torna-se necessário solucionar numericamente um sistema de duas equações

diferenciais parciais. A grande dificuldade envolvida nesta solução impediu uma validação geral do modelo proposto. É importante observar que, para tornar possível a solução das equações diferenciais, foi desprezado o termo de instabilidade de Kelvin-Helmholtz, de grande importância no processo de formação dos pistões.

Como já foi visto na análise do trabalho de Nicholson et alii [1978], estes autores sugeriram entrar com l_s ao invés de ν_s , propondo o valor de $l_s = 30 D$.

Barnea e Brauner [1985] relacionaram l_s ao comprimento necessário para o reestabelecimento do perfil de velocidades plenamente desenvolvido após a perturbação promovida pelo filme anexado ao pistão, chegando a um valor de $l_s = 32 D$, um número um pouco alto quando comparado a dados experimentais; isto ocorre porque os efeitos de viscosidade, de grande importância para a determinação da distância necessária para atingir o escoamento plenamente desenvolvido, são desprezados.

Dukler et alii [1985] usando o conceito de relaxação recorrente da camada limite, chegaram a uma faixa para l_s dada por

$$l_s^{min} \leq l_s \leq 2 l_s^{min} \quad (2.74)$$

onde l_s^{min} é o comprimento requerido para a completa recuperação da camada limite de quantidade de movimento, após o vórtice de mistura.

Tronconi [1990], da mesma forma que Taitel e Dukler [1977] e Dukler et alii [1985], admitiu que ν_s é a metade da freqüência das ondas instáveis precursoras dos pistões. Além disso, os efeitos de vazões, geometria da tubulação e propriedades dos fluidos na freqüência de ocorrência de pistões seriam explicados por modificações nas propriedades das ondas devido a alterações no nível de líquido no escoamento estratificado existente na região de entrada. Após uma série de considerações sobre freqüência de ondas, o autor chega finalmente à seguinte equação para a previsão de ν_s

$$\nu_s = 0,61 \frac{\rho_G V_G}{\rho_L \delta_G} \quad (2.75)$$

onde δ_G e V_G se referem ao escoamento estratificado existente na região de entrada. O método sugerido para estimar δ_G e, por conseguinte, V_G , é o proposto por Taitel e Dukler [1976], sendo que a única modificação a ser feita é a de se utilizar $f_i = 2 f_G$ se a fase gasosa estiver em escoamento turbulento.

Hill e Wood [1990] analisaram uma grande quantidade de dados experimentais para criar uma correlação para ν_s cujos termos fossem baseados em alguma interpretação física dos fenômenos que afetam a formação dos pistões, chegando a

$$\nu_s = 0,0000761 \frac{V_G - V_L}{D} \frac{R_f}{1 - R_f} \quad (2.76)$$

sendo que os valores de V_G , V_L , e R_f também se referem ao escoamento estratificado da região de entrada.

2.1.7 Conclusão

A existência de diversas propostas para a modelagem hidrodinâmica do escoamento intermitente, ressalta a necessidade de se comparar cada um destes modelos, de forma a escolher o que melhor represente as características do escoamento. Esta comparação é apresentada no Capítulo 4.

A correta determinação de V_i , R_s e ν_s (ou l_s) é de grande importância para o sucesso da modelagem hidrodinâmica. Inúmeras correlações são disponíveis para o cálculo destas variáveis, mas seus resultados são, muitas vezes, bastante diferentes entre si, mostrando que este é um problema ainda a ser melhor resolvido.

A fim de evitar a falta de dados confiáveis para V_i e ν_s , o aparato experimental foi desenvolvido de forma a permitir a medição destes parâmetros. Com isso, espera-se ainda poder verificar qual das correlações propostas apresenta os melhores resultados.

Entretanto, para a determinação de R , alguma correlação terá de ser utilizada, já que não foi previsto nenhum dispositivo que permitisse a obtenção experimental deste valor.

2.2 Modelagem da Transferência de Calor

A transferência de calor no escoamento bifásico intermitente horizontal é, da mesma forma que a sua hidrodinâmica, um fenômeno eminentemente transitório. Isso se deve não só à variação da área de líquido em contato com a parede da tubulação na região do filme de líquido, mas também às significativas diferenças de velocidade entre as duas regiões em que se divide uma unidade do escoamento intermitente.

No caso do resfriamento da mistura bifásica, haverá, durante a passagem do filme de líquido por determinada seção transversal fixa, uma tendência a se ter menores temperaturas no topo da tubulação, devido à maior resistência térmica do gás com relação ao líquido. Assim sendo, quando o pistão de líquido passar por esta seção transversal, encontrará uma distribuição não uniforme de temperaturas na parede interna da tubulação, levando a coeficientes locais de transferência de calor diferentes na base e no topo do mesmo. Analogamente, no caso de aquecimento da mistura, as temperaturas no topo da tubulação tenderão a ser maiores que na base.

Os fluidos na região do pistão estão a uma velocidade maior que as existentes na região do filme, levando a um maior coeficiente de transferência de calor durante sua passagem por determinado ponto, o que também contribui para a condição transitória da transferência de calor.

Nesta seção se fará um breve histórico dos trabalhos publicados sobre transferência de calor em escoamento bifásico horizontal intermitente. Será dada maior ênfase aos trabalhos que têm a mesma filosofia do presente, a saber, o objetivo de calcular o coeficiente de transferência de calor através do conhecimento das características hidrodinâmicas do escoamento.

Johnson e Abou-Sabe [1952] obtiveram dados experimentais de fração de líquido, queda de pressão e coeficiente de transferência de calor. Os fluidos utilizados foram a água e o ar escoando em uma tubulação horizontal de latão, com diâmetro interno de 0,0221 m. A mistura foi aquecida através da circulação de vapor d'água pelo tubo externo

do trocador de calor bitubular. O coeficiente de transferência de calor encontrado, h_{TP} , é um valor médio baseado na diferença média logarítmica de temperaturas. Os erros experimentais máximos estimados foram de 5% para a queda de pressão e a fração de líquido, e de 25% para o coeficiente de transferência de calor. Os autores não chegaram a apresentar uma correlação aceitável para a previsão de h_{TP} , mas sugeriram que este valor se situaria entre os extremos representados pelos coeficientes de transferência de calor de cada fase, ou seja,

$$h_{TP} = \alpha h_L + (1 - \alpha) h_G \quad (2.77)$$

onde α depende das vazões de líquido e de gás. Os coeficientes monofásicos h_L e h_G são calculados pela correlação de Dittus-Boelter.

King [1952] obteve dados experimentais de fração de líquido, queda de pressão e coeficiente de transferência de calor, trabalhando com água e ar escoando em uma tubulação de cobre com diâmetro interno de 0,0187 m, sendo aquecidos por vapor d'água. Os padrões de escoamento registrados pelo autor não se enquadram na atual classificação. A fim de permitir a utilização dos seus resultados experimentais no presente trabalho, foi utilizado o método proposto por Taitel e Dukler [1976] para verificar quais pontos estariam no padrão de escoamento intermitente.

Fried [1954], trabalhando com o mesmo equipamento utilizado por King [1952], obteve dados experimentais de queda de pressão e coeficiente de transferência de calor. Os fluidos utilizados foram também a água e o ar. A inclusão de um dispositivo para coletar o vapor d'água condensado em cada metade da seção de testes, permitiu ao autor estimar a distribuição longitudinal de temperaturas da mistura e, portanto, calcular o coeficiente de transferência de calor baseado na diferença de temperaturas integradas ao longo do trocador de calor. O autor concluiu que o coeficiente de transferência de calor poderia ser bem correlacionado, com um erro de $\pm 30\%$, através da elaboração de um gráfico de $\Psi^2 = f(\Phi^2)$, onde Ψ^2 é a razão entre h_{TP} e h_L , e Φ^2 a razão entre ΔP_{TP} e ΔP_L . O valor de ΔP_{TP} deve incluir a perda de carga devido à variação da quantidade de movimento por

vaporização da água no interior da tubulação. É importante observar que esta correlação não é preditiva, mas apenas destaca a existência de uma relação entre a perda de carga e a transferência de calor.

Johnson [1955], trabalhando com o equipamento modificado por Fried, obteve dados de queda de pressão e coeficiente de transferência de calor. Os fluidos utilizados foram óleo e ar. Analisando estes dados e os de Johnson e Abou-Sabe [1952], King [1952] e Fried [1954], o autor não chegou a apresentar alguma correlação geral que pudesse ser aplicada a diferentes tipos de misturas.

Lunde [1961] analisando resultados experimentais obtidos por outros pesquisadores, postulou que, no padrão de escoamento intermitente, a fase líquida controla o processo de transferência de calor. Propôs então uma modificação na equação de Sieder-Tate, dada, para números de Reynolds do pistão, Re_s , maiores que 30000, por

$$h_{TP} = 0,022 \left(\frac{k_L}{D} \right) Pr_L^{0,33} \left(\frac{\mu_L}{\mu_{wL}} \right)^{0,14} Re_s^{0,8} \left(\frac{\bar{P}}{101325} \right)^{-0,17} \quad (2.78)$$

Para $Re_s < 30000$, a correlação proposta é dada por

$$h_{TP} = 0,069 \left(\frac{k_L}{D} \right) Pr_L^{0,33} \left(\frac{\mu_L}{\mu_{wL}} \right)^{0,14} Re_s^{1,12} \left(\frac{\bar{P}}{101325} \right)^{-0,17} Re_L^{-0,48} \quad (2.79)$$

onde

$$Re_L = \frac{\rho_L U_{LS} D}{\mu_L} \quad (2.80)$$

Entretanto, alguns resultados experimentais não foram bem correlacionados pelas equações propostas, levando a crer que as simplificações adotadas pelo autor subestimam algumas variáveis importantes no fenômeno da transferência de calor.

Oliver e Wright [1964] obtiveram dados de queda de pressão e coeficiente de transferência de calor, apenas para o padrão de escoamento intermitente. A tubulação

utilizada era de cobre com 0,0187 m de diâmetro interno, sendo que os fluidos utilizados foram o ar e três diferentes tipos de líquido: água, água misturada com glicerol e água misturada com carboximetilcelulose de sódio. Baseados nos dados obtidos, os autores propuseram duas correlações empíricas para o cálculo de h_{TP} , uma para líquidos newtonianos e outra para líquidos não newtonianos. Este trabalho enfocou apenas o que os autores denominaram de escoamento bifásico intermitente laminar, ou seja, as vazões de líquido envolvidas são baixas. Os valores experimentais obtidos não puderam ser utilizados no presente trabalho por não estarem incluídos no documento referido.

Hughmark [1965] parece ter sido o primeiro a tentar calcular o coeficiente de transferência de calor no escoamento horizontal intermitente partindo do conhecimento das suas características hidrodinâmicas. O modelo hidrodinâmico proposto é bastante simples. A fração de líquido é calculada por

$$R_u = 1 - \frac{F_G}{F_L + F_G + V_b A} \quad (2.81)$$

onde F_L e F_G são as vazões volumétricas de líquido e de gás e V_b é a velocidade relativa entre a bolha alongada de gás e o pistão. Esta velocidade seria uma função do número Re_{LS1} , definido por

$$Re_{LS1} = \left(\frac{F_L + F_G}{A} \right) \frac{\rho_L}{\mu_L} \quad (2.82)$$

O autor sugere que a velocidade média do líquido deva ser calculada através de

$$V_L = \frac{m_L}{\rho_L A R_u} \quad (2.83)$$

sendo que o gradiente axial de pressão e o coeficiente de transferência de calor são calculados baseados nesta velocidade. O gradiente axial de pressão no escoamento bifásico, ΔP_{TP} , pode ser calculado por

$$\Delta P_{TP} = \frac{2 f_L V_L^2 \rho_L \Delta x}{D} \quad (2.84)$$

onde o coeficiente de atrito, f_L , é uma função do número de Reynolds definido por

$$Re = \frac{\rho_L V_L D}{\mu_L} \quad (2.85)$$

Para o cálculo do coeficiente de transferência de calor o autor propõe dois métodos, um para o escoamento intermitente turbulento e outro para o laminar, embora não defina a fronteira entre ambos. Para o escoamento turbulento, o método proposto é uma modificação da analogia entre o atrito superficial e a transferência de calor sugerida por Kropholler e Carr [1962]:

$$h_{TP} = \frac{f_L}{2} \frac{C_{pL} \rho_L V_L}{\phi} \quad (2.86)$$

onde ϕ é uma função de Re_{LS1} e do número de Prandtl do líquido e

$$f_L = \frac{(\Delta P_{TP}/\Delta x) D}{2 V_L^2 \rho_L} \quad (2.87)$$

Para o escoamento laminar, os autores sugerem uma modificação da equação de Graetz-Leveque, dada por

$$h_{TP} = 1,75 \left(\frac{m_L C_{pL}}{R_u k_L L} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_L}{\mu_{wL}} \right)^{0,14} \frac{k_L}{D \sqrt{R_u}} \quad (2.88)$$

onde L é o comprimento do tubo.

Kosorotov [1974] obteve dados experimentais de coeficiente de transferência de calor utilizando água e ar escoando em um tubo horizontal de aço de 0,006 m de diâmetro interno. Os fluidos foram aquecidos através de um fluxo de calor uniforme na parede externa de 45000 a 50000 W/m^2 . O autor correlacionou seus dados através da equação

$$h_{TP} = \alpha \frac{C_{pL}}{D} Re^{0,69} Pr_L^{0,43} \left(\frac{Pr_L}{Pr_{WL}} \right)^{0,25} \gamma \quad (2.89)$$

onde α e γ são parâmetros determinados empiricamente e o número de Reynolds é definido por

$$Re = \frac{\rho_L U_{LS} D}{\mu_L} + \frac{\rho_G U_{GS} D}{\mu_G} \quad (2.90)$$

Em seus dados experimentais foi observado que o valor de h_{TP} passa por um máximo na transição entre o padrão de escoamento de bolhas alongadas e o pistonado. Notar que, para diâmetros de tubulação da ordem de grandeza do utilizado neste experimento, Dukler e Hubbard [1975] consideram não existir o escoamento intermitente da forma como foi modelado na Seção anterior.

Niu e Dukler [1976] simularam numericamente o fenômeno da transferência de calor no escoamento intermitente horizontal. O simulador desenvolvido permite o cálculo da variação temporal, em determinado ponto, ou a variação longitudinal, em dado instante, de todas as variáveis importantes no estudo da transferência de calor, a saber, temperaturas de mistura do líquido e do gás, distribuição azimutal de temperaturas na parede interna da tubulação e fluxo de calor para cada fase. Com estas informações torna-se possível obter médias espaciais e temporais destes valores, e, por conseguinte, calcular o coeficiente médio de transferência de calor. Para a utilização do simulador é necessário conhecer as características hidrodinâmicas médias do escoamento, sendo que para tal os autores sugerem o modelo proposto por Dukler e Hubbard [1975].

O trecho a ser analisado é então dividido em diversos segmentos, cada um dos quais podendo conter ou uma mistura homogênea de gás e líquido, se o pistão está presente, ou líquido e gás separados. A simulação é feita através da solução simultânea das equações da energia para a parede e os fluidos em cada segmento, levando-se em conta que um fluxo de calor especificado ou uma dada distribuição de temperaturas é aplicada sobre a parede externa da tubulação. No instante inicial, as temperaturas da parede e

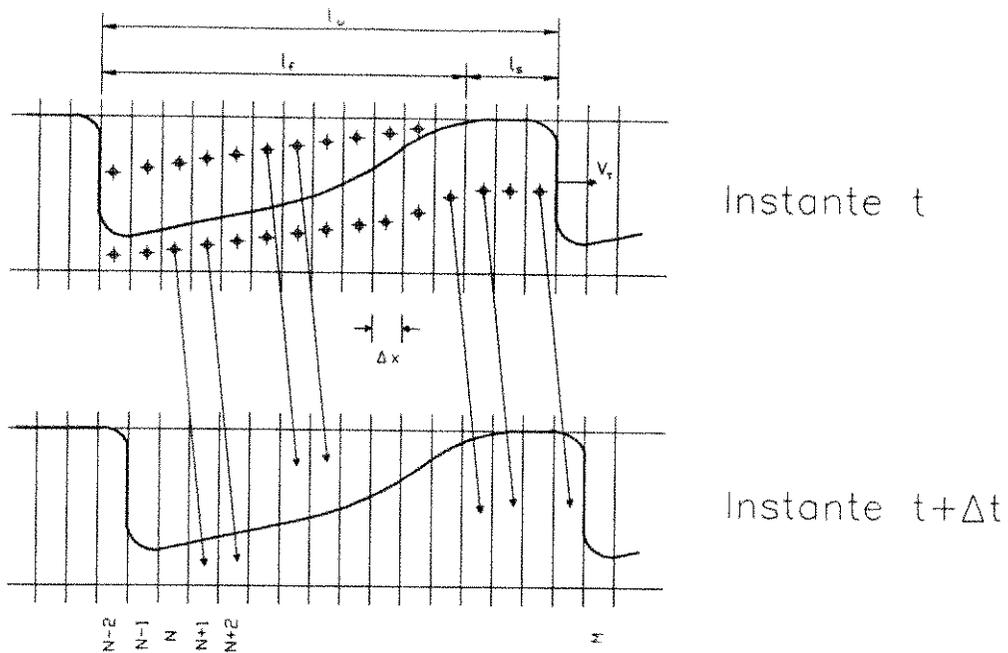


Figura 2.6: Deslocamento de um segmento no intervalo de tempo Δt .

dos fluidos em todos os segmentos são igualadas à temperatura de entrada dos fluidos. O incremento de tempo, Δt é dado por

$$\Delta t = \Delta x / V_t \quad (2.91)$$

Assim, se um certo elemento da unidade do escoamento intermitente está no segmento N no instante t , durante o intervalo de tempo Δt no qual o balanço de energia é calculado, ele vai se mover para o segmento $N + 1$ (Figura 2.6). Desta forma, a posição de um elemento de fluido é conhecida ao início e ao final de cada intervalo de tempo, sendo que a variação de sua temperatura pode ser relacionada à situação particular de temperatura ou fluxo de calor a que ele está sendo submetido. Quando as temperaturas em cada segmento oscilarem ciclicamente (de acordo com a frequência de ocorrência do pistão), o estado estacionário periódico foi atingido e os cálculos podem ser interrompidos.

Neste trabalho de Niu e Dukler [1976], as seguintes hipóteses foram admitidas:

- A transferência de calor entre o filme de líquido e a bolha de gás é desprezível.
- O pistão é considerado como uma mistura homogênea de líquido e gás, sendo que suas propriedades físicas devem ser calculadas através de:

$$\begin{aligned}\rho_s &= \rho_L R_s + \rho_G (1 - R_s) \\ \mu_s &= \mu_L R_s + \mu_G (1 - R_s) \\ k_s &= k_L R_s + k_G (1 - R_s) \\ Cp_s &= \frac{Cp_L R_s \rho_L + Cp_G (1 - R_s) \rho_G}{R_s \rho_L + (1 - R_s) \rho_G}\end{aligned}\quad (2.92)$$

- A existência do vórtice de mistura em nada altera a capacidade de transferência de calor do pistão.
- O coeficiente de transferência de calor em cada elemento da unidade do escoamento intermitente pode ser calculado através da equação de Sieder-Tate para escoamento monofásico.

Deve ser observado que o método proposto requer que o fluxo de calor ou a distribuição de temperaturas na parede externa da tubulação seja especificado. Entretanto, como estes valores não são geralmente conhecidos a priori, a utilização deste modelo para fins práticos fica prejudicada.

Shah [1981] se baseou em um grande número de dados experimentais, obtidos por outros autores, para criar uma correlação empírica generalizada, ou seja, válida para todos os padrões de escoamento, para o cálculo do coeficiente médio de transferência de calor no escoamento bifásico. A correlação para o escoamento horizontal turbulento é a apresentada no gráfico da Figura 2.7 onde h_L é calculado por

$$h_L = 0,023 Re_L^{0,8} Pr_L^{0,4} \frac{k_L}{D} \quad (2.93)$$

e Fr_L por

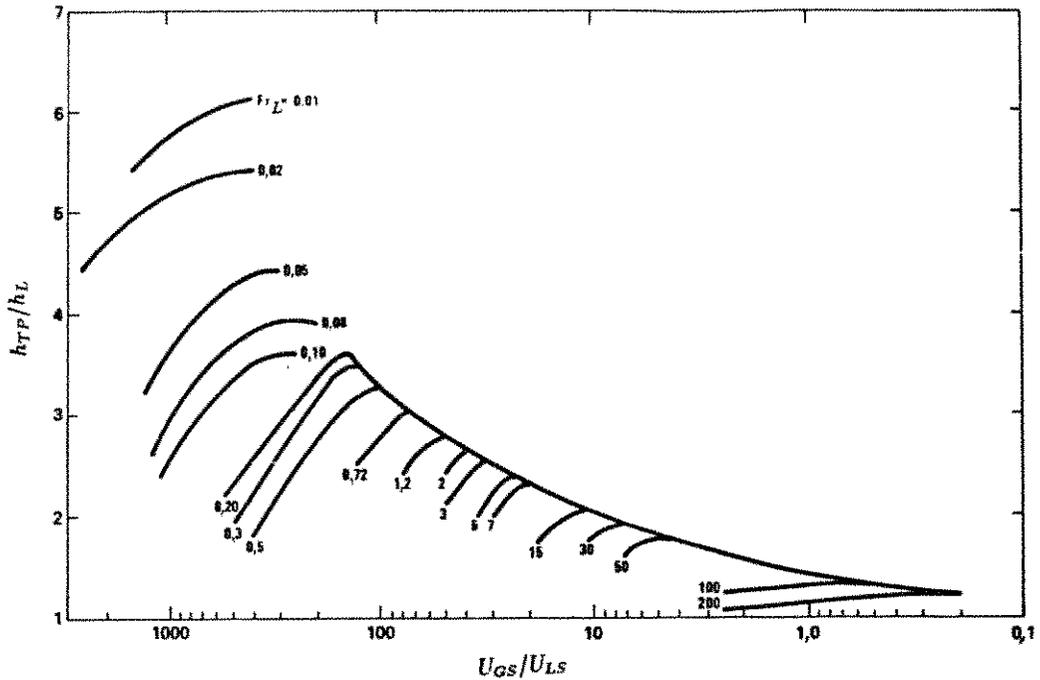


Figura 2.7: Correlação de Shah [1981] para o escoamento turbulento.

$$Fr_L = \frac{U_{LS}^2}{g D} \quad (2.94)$$

Para o escoamento laminar, o autor sugere que

$$h_{TP} = h_L \left(1 + \frac{U_{GS}}{U_{LS}} \right)^{0,25} \quad (2.95)$$

sendo que, neste caso,

$$h_L = 1,86 \left(\frac{Re_L Pr_L D}{L} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_L}{\mu_{wL}} \right)^{0,14} \frac{k_L}{D} \quad (2.96)$$

A transição do regime laminar para o turbulento se dá, segundo o autor, em $Re_L = 170$.

O valor de Re_L é definido por

$$Re_L = \frac{\rho_L U_{LS} D}{\mu_L} \quad (2.97)$$

É sabido que o padrão de escoamento tem uma grande influência na transferência de calor, entretanto a correlação apresentada se diz generalizada. O autor sustenta que a influência do padrão de escoamento estaria sendo considerada através do número de Froude do líquido.

Shoham et alii [1982] mediram a variação da temperatura com o tempo em diversos pontos de uma mesma seção transversal de um trocador de calor tubular. Desta forma, puderam calcular os valores instantâneos do coeficiente de transferência de calor em cada uma das regiões do escoamento intermitente. As principais conclusões desta experiência são as seguintes:

- O coeficiente de transferência de calor na parte inferior do pistão de líquido é sempre maior que o da parte superior. Apesar da relativa simetria do pistão, que molha todo o perímetro da tubulação, este fenômeno pode ser explicado pelo fato do mesmo estar sempre entrando em uma região com diferentes temperaturas na base e no topo, devido às características da região do filme de líquido imediatamente à sua frente;
- O coeficiente de transferência de calor na parte anterior do pistão é da ordem de 30% maior que o da parte posterior, devido à maior turbulência existente no vórtice de mistura;
- O coeficiente de transferência de calor para o filme de líquido pode ser calculado pela equação de Sieder-Tate para escoamento monofásico. Entretanto, na parte anterior do filme, o valor experimental é um pouco maior que o calculado desta forma. Observar que isto também ocorre na parte inferior do pistão imediatamente à sua frente.

Barnea e Yacoub [1983], de forma similar a Niu e Dukler [1976], também se utilizaram da modelagem hidrodinâmica para analisar o comportamento transitório da

transferência de calor, sendo que o escoamento estudado foi o intermitente vertical. Entretanto, ao invés de uma abordagem numérica, os autores propõem uma solução analítica, baseada no método das características, para as equações de balanço de energia nas regiões do filme de líquido e do pistão. Duas condições de contorno são analisadas, fluxo de calor uniforme e temperatura de parede uniforme, sendo que ambas se referem à parede interna da tubulação.

Kago et alii [1986], trabalhando apenas com o padrão de escoamento intermitente horizontal, obtiveram dados experimentais de fração de líquido, queda de pressão e coeficiente de transferência de calor. A tubulação do trocador de calor era de cobre com um diâmetro interno de 0,0515 m e o aquecimento era feito através da imposição de um fluxo de calor uniforme na parede externa. Os fluidos utilizados foram o ar e, como líquido, várias misturas de água com aditivos para promover variações na viscosidade e na tensão superficial. Baseados em seus dados experimentais, os autores sugeriram correlações empíricas para a previsão das três variáveis medidas. Para o coeficiente de transferência de calor a equação proposta é dada por:

$$h_{TP} = (0,021 Re_L^{0,8} + 0,45) Pr_L^{1/3} \left(\frac{\mu_L}{\mu_{wL}} \right)^{0,14} \left\{ 1 + 0,3 \exp \left[-0,5 (\sqrt{Fr_L} - 2,0)^2 \right] \right\} \frac{k_L}{D} \quad (2.98)$$

onde

$$Re_L = \frac{\rho_L U_{LS} D}{\mu_L} R_u^{-0,5} \quad (2.99)$$

e Fr_L é o definido pela equação (2.94). Os valores obtidos através desta equação foram comparados não só com os dados experimentais dos autores, mas também com outros dados disponíveis na literatura, apresentando bons resultados.

CAPÍTULO III

DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL

Neste capítulo são descritos o aparato experimental construído, as características dos equipamentos utilizados na obtenção dos dados e os procedimentos obedidos durante a aferição dos equipamentos e a realização dos testes. Além disso, os resultados obtidos são apresentados e comentados.

3.1 O Aparato Experimental

A fim de possibilitar a execução da parte experimental do presente trabalho, foi montado um aparato no Centro de Pesquisas da PETROBRÁS - CENPES.

O fluxograma geral do aparato está mostrado na Figura 3.1, constando basicamente de uma seção de estabilização de 10 m de comprimento, uma seção de troca de calor de 4 m e uma seção transparente de 1 m, que permitiu a visualização do padrão de escoamento existente. A seção de estabilização e o tubo interno do trocador de calor são de cobre, sendo que seus diâmetros internos, assim como o da seção transparente, são de 0,01859 m. Durante a montagem foram tomados todos os cuidados para evitar a formação de ressaltos no interior da tubulação, pois estes poderiam influir no padrão de escoamento.

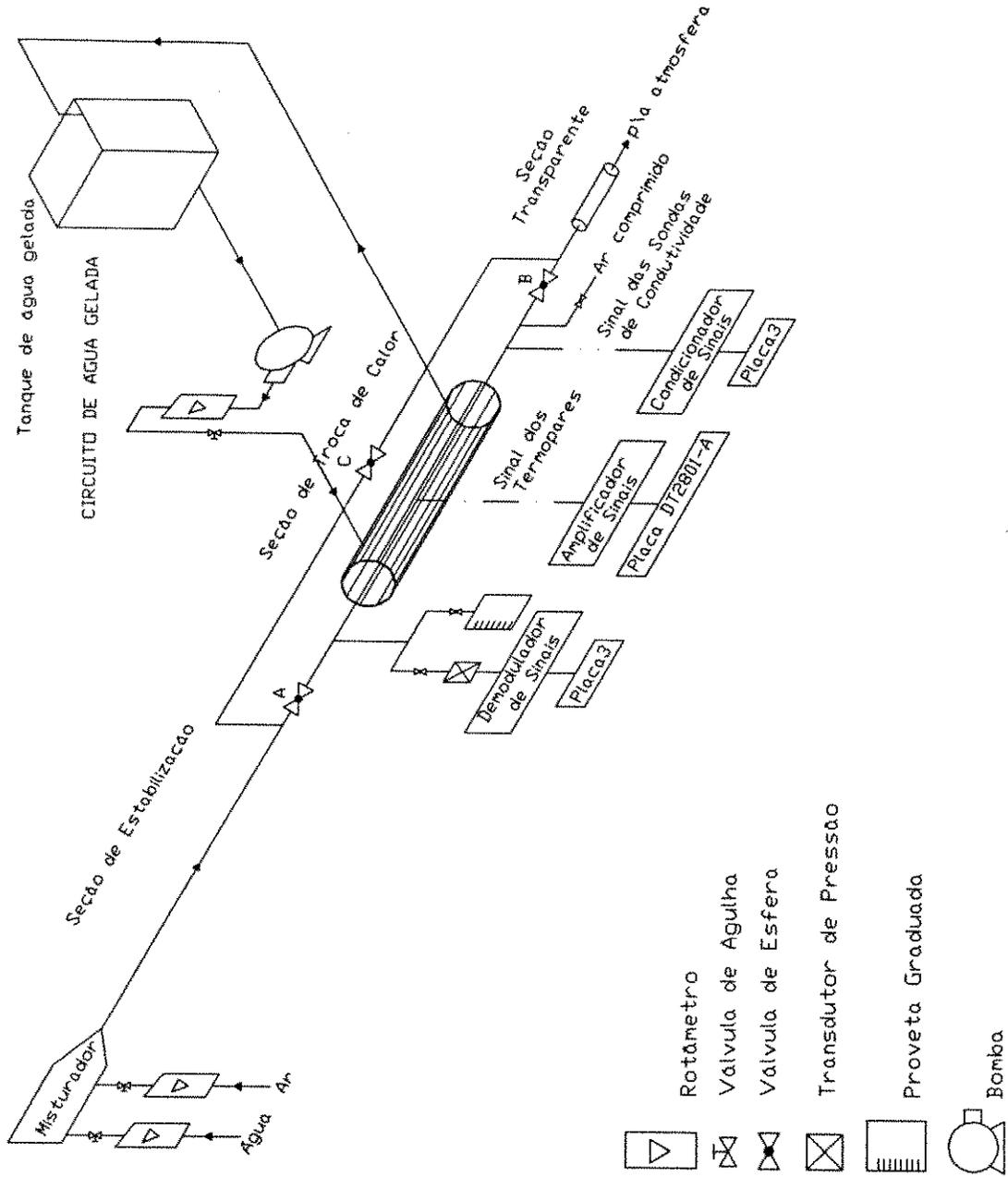


Figura 3.1: Fluxograma geral do aparato experimental.

Ar e água, após terem suas vazões volumétricas medidas através de rotâmetros de área variável, eram misturados na entrada da seção de estabilização do escoamento.

3.1.1 Sistema de Troca de Calor

O sistema de troca de calor inclui o trocador de calor propriamente dito, o sistema de circulação de água gelada e o sistema de coleta de dados de temperatura.

O trocador de calor utilizado é do tipo bitubular (tubos concêntricos), com a mistura bifásica escoando no tubo interno sendo resfriada por água gelada que circula, em fluxo co-corrente, pelo tubo externo. A espessura da parede do tubo interno é de 0,00341 m, suficiente para permitir a inserção de termopares no seu interior.

Foram instalados ao todo oito termopares de cobre-constantan, bitola 36 AWG, soldados em atmosfera de argônio, de acordo com a disposição mostrada na Figura 3.2. A bitola destes termopares lhes confere um tempo de resposta reduzido permitindo a detecção imediata de variações na temperatura.

O isolamento térmico do trocador foi feito com gesso e lã de vidro formando uma camada de 0,02 m de espessura, coberta por uma folha de alumínio corrugado.

A interligação dos termopares com o sistema de coleta de dados se dá de acordo com o esquema mostrado na Figura 3.3, que permite, segundo Benedict [1972], medições de temperatura com 0,2 K de precisão.

O sistema de coleta de dados de temperatura inclui um amplificador operacional de sinais e uma placa de aquisição instalada no barramento de um microcomputador PC-XT. O amplificador de sinais utilizado - AMPLI10 - foi montado no Setor de Instrumentação do CENPES especificamente para ser utilizado neste experimento. Ele possui dez canais e foi ajustado, utilizando a equação de aferição de cada termopar, para gerar um sinal na saída de 0 a 5 V, correspondendo às forças eletromotrizes geradas pelos termopares relacionadas a 273 K (0°C) a 323 K (50°C). A placa de aquisição de dados utilizada

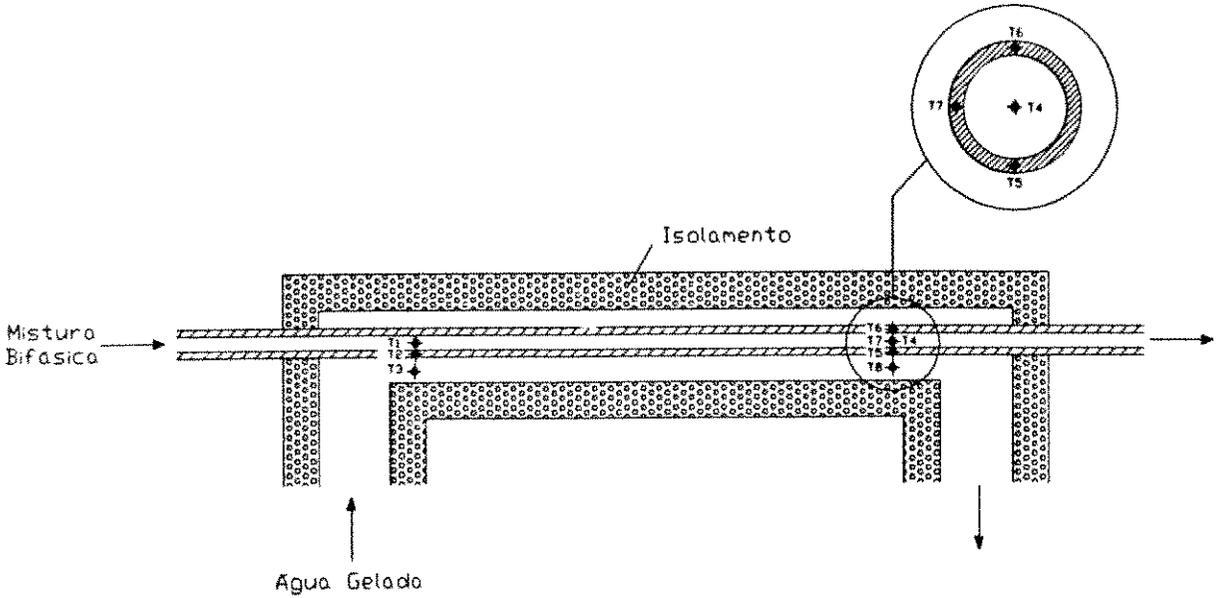


Figura 3.2: Detalhe do trocador de calor e localização dos termopares.

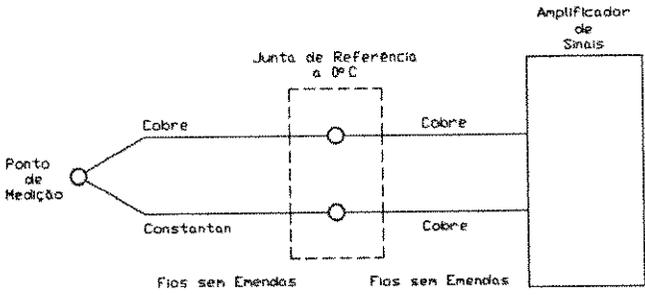


Figura 3.3: Esquema de ligação dos termopares.

foi a Data Translation DT 2801-A, de 12 bits, que permite a gravação simultânea de sinais em oito canais. Os 12 bits resultam em uma resolução de 1/4096. O tempo mínimo entre a gravação de dois sinais consecutivos em um mesmo canal é de 0,125 s.

O fluxograma do sistema de água gelada está incluído na Figura 3.1. O tanque de água gelada tem capacidade para $0,5 m^3$ e foi isolado por uma camada de lã de vidro. A água em seu interior era resfriada através da colocação de barras de gelo.

3.1.2 Sistema de Medição de Fração de Líquido

A forma prevista para medir a fração de líquido foi a de permitir o isolamento instantâneo de um trecho da tubulação através do fechamento simultâneo das válvulas de esfera A e B da Figura 3.1. O líquido contido no trecho isolado é drenado inicialmente por gravidade e posteriormente com a injeção de ar comprimido na tubulação. O volume drenado é medido com uma proveta graduada, cuja precisão é de $\pm 10^{-5} m^3$. A fração de líquido é dada pela razão entre o volume drenado e o volume total do trecho isolado. O fechamento simultâneo das válvulas A e B, bem como a abertura da válvula C para o desvio do fluxo, são garantidos pela interligação das manoplas destas válvulas por uma barra de aço.

3.1.3 Sistema de Medição de Pressão

O sistema de medição de pressão está esquematicamente mostrado na Figura 3.1, sendo composto por um transdutor de pressão de reluctância variável Validyne, um demodulador de portadora Validyne e uma placa de aquisição de dados, de fabricação própria, instalada no barramento de um microcomputador PC-XT.

A placa utilizada - PLACA3 - é de 13 bits, com capacidade para gravação de sinais entre -5 V e 5 V em 3 canais. Um bit é utilizado para a definição se o sinal é positivo ou negativo e os 12 restantes o registro do valor, o que resulta em uma resolução de 1/4096. A frequência de amostragem do conversor analógico/digital da placa era

determinada pelo “clock” do microcomputador e pelo programa de aquisição, resultando em um valor máximo de 2400 Hz.

O transdutor de pressão mede a diferença de pressão entre dois pontos, mas no presente experimento a pressão à jusante é a pressão atmosférica existente na extremidade da tubulação. Foram utilizados três diafragmas metálicos no transdutor, para as faixas de pressões de 0 a 344463 Pa (0 a 50 psi), 0 a 89607 Pa (0 a 13 psi) e 0 a 19618 Pa (0 a 2,85 psi). O demodulador é calibrado para enviar sinais de 0 a 5 V para a PLACA3, referentes a pressões à montante variando de zero a um valor máximo conhecido para cada diafragma utilizado.

3.1.4 Sistema de Medição de Densidade de Fase

A função densidade de fase, $\Gamma(x, t)$, foi obtida para permitir a determinação da frequência de ocorrência do pistão, ν_s , da velocidade de translação do pistão, V_t , e dos comprimentos de pistão, l_s , e do filme de líquido, l_f . Esta função é definida por:

$$\Gamma(x, t) = 0 \quad , \text{ se líquido está presente no ponto } x \text{ no instante } t$$

$$\Gamma(x, t) = 1 \quad , \text{ se gás está presente no ponto } x \text{ no instante } t$$

Duas sondas de condutividade foram instaladas um pouco acima do centro da tubulação, de forma a permitirem a determinação da função densidade de fase em dois pontos defasados em 0,00794 m (Figura 3.4). As dimensões das sondas de condutividade são bastante reduzidas, a fim de evitar a perturbação do escoamento com a sua presença. A bitola dos fios utilizados como sondas de condutividade foi de 36 AWG.

As sondas emitem sinais diferentes quando o pistão de líquido ou a bolha alongada de gás estão em contato com as mesmas. Estes sinais passam por um condicionador de sinais e são registrados pela PLACA3.

A determinação da frequência dominante de ocorrência do pistão pode ser efetuada pela análise do sinal de uma das sondas de condutividade, seja pela contagem do

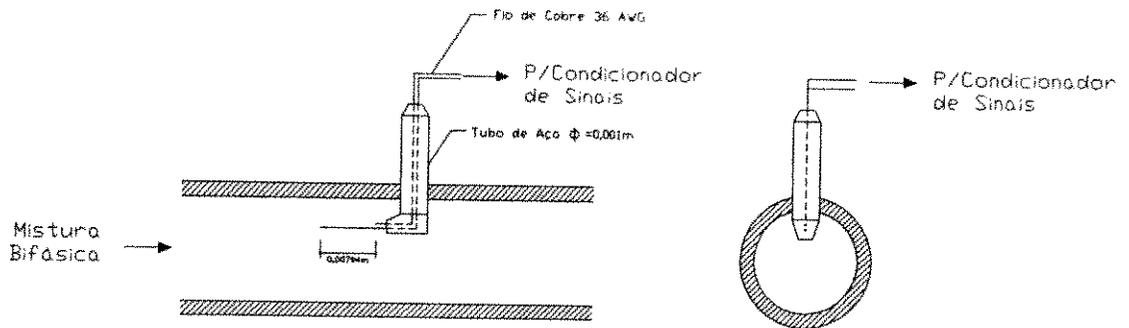


Figura 3.4: Detalhe das sondas de condutividade.

número de pistões no intervalo de tempo de amostragem, ou pela obtenção da densidade espectral do sinal, sendo que neste experimento optou-se por este último método. A densidade espectral do sinal foi determinada através do algoritmo da Transformada Rápida de Fourier, FFT. A correlação cruzada entre os dois sinais defasados permite a obtenção da velocidade de translação do pistão. Finalmente, integrando-se o sinal de uma das sondas, pode-se obter o tempo médio em que líquido ou gás estão em contato com a sonda, possibilitando então a determinação dos comprimentos do pistão e do filme líquido, através das equações

$$l_s = t_s V_t \quad (3.1)$$

$$l_f = t_f V_t \quad (3.2)$$

3.2 Aferição dos Equipamentos

Nesta seção são descritos os procedimentos obedecidos na aferição dos equipamentos utilizados no experimento.

3.2.1 Aferição dos Termopares

Os termopares foram aferidos antes de sua instalação no trocador de calor. O procedimento adotado foi o de levantar as suas curvas de força eletromotriz gerada em função da temperatura a que os termopares estavam submetidos, sendo que esta última era medida por um termômetro de precisão, cuja menor divisão da escala era de 0,1 K.

Da análise das curvas de aferição obtidas, duas conclusões puderam ser tiradas:

- As curvas de melhor ajuste dos pontos obtidos para cada termopar apresentam todas, basicamente, a mesma equação, sendo esta igual à equação geral dos termopares tipo T, dada por

$$T = -0,000355 \text{ fem}^4 + 0,022181644 \text{ fem}^3 - 0,61954869 \text{ fem}^2 + 25,661297 \text{ fem} \quad (3.3)$$

- Das 50 medições realizadas para a aferição dos termopares, o ponto que mais se afastou da curva de melhor ajuste, apresentou uma defasagem de 0,7 K. Estima-se, portanto, que o erro envolvido na medição de temperaturas esteja entre este máximo de $\pm 0,7 \text{ K}$ e o valor sugerido por Benedict [1972] para o esquema de ligação dos termopares utilizado, ou seja, $\pm 0,2 \text{ K}$.

Após a instalação do trocador de calor no restante do sistema, realizou-se uma nova verificação dos termopares, através da circulação de uma grande vazão de água pelos tubos interno e externo do trocador de calor, a fim de comparar as temperaturas medidas, sendo que o resultado obtido foi considerado satisfatório.

3.2.2 Aferição dos Rotâmetros de Líquido

Os rotâmetros utilizados na medição das vazões volumétricas de líquido foram aferidos de forma primária através do levantamento de suas curvas de vazão real medida

em função da leitura do rotâmetro. A vazão real era obtida através da medição do tempo necessário para preencher um recipiente de volume conhecido. A precisão no volume era de $\pm 10^{-5} m^3$ e a menor divisão do cronômetro utilizado era de 0,01 s, o que resultou em uma precisão para a aferição dos rotâmetros de líquido de $\pm 5 \times 10^{-7} m^3/s$.

3.2.3 Aferição do Rotâmetro de Gás

Uma aferição secundária foi aplicada ao rotâmetro de gás. Para tal, levantou-se a curva de leitura no rotâmetro em função da vazão medida através de um laminador de fluxo da Meriam Instruments Modelo 50MW20-2 instalado em série. O laminador de fluxo apresenta uma curva de calibração fornecida pelo fabricante.

3.2.4 Aferição do Amplificador de Sinais

A calibração do amplificador de sinais - AMPLI10 - foi realizada durante a sua montagem, a uma temperatura ambiente controlada em $22^\circ C$. Entretanto, durante os experimentos realizados no pátio externo do Laboratório de Movimentação de Fluidos do CENPES, a temperatura ambiente não foi controlada, e se verificou que o comportamento do AMPLI10 é muito sensível à sua variação.

Assim, a fim de corrigir o sinal de saída do AMPLI10 pelos efeitos de temperatura ambiente, levantou-se, para cada um dos seus dez canais, as curvas de sinal na saída em função da força eletromotriz na entrada, para diversas temperaturas ambientes entre $22,8^\circ C$ e $28^\circ C$, cobrindo a faixa de temperaturas existentes durante a realização dos ensaios. Entre as temperaturas aferidas admitiu-se que o amplificador apresenta um comportamento linear.

Temperatura [K]	278	288	298
Densidade [kg/m^3]	1007,4	1001,1	994,8
Viscosidade [kg/ms]	0,001535	0,001133	0,0008877

Tabela 3.1: Propriedades físicas da água.

3.2.5 Aferição das Placas de Aquisição de Dados

A PLACA3 foi aferida para voltagem e para frequência de amostragem. A aferição de voltagem é feita simplesmente através da verificação do sinal gravado sendo a placa submetida a sinais de 0 e 5 V. Para a aferição da frequência de amostragem utilizou-se um gerador de sinais.

A Placa DT 2801-A foi aferida somente para voltagem, já que a mesma possui um relógio interno que torna desnecessária sua aferição com relação à frequência de amostragem.

3.2.6 Verificação das Propriedades Físicas da Água

Com o objetivo de verificar até que ponto a existência de oxidação interna na tubulação de alimentação de água para a mistura bifásica poderia estar alterando as suas propriedades físicas, uma amostra desta água foi analisada de forma a se determinar a sua viscosidade e densidade.

Os resultados desta análise estão na Tabela 3.1, mostrando que a influência da existência de oxidação é desprezível. Assim, os valores de calor específico a pressão constante e de condutividade térmica foram admitidos iguais aos da água pura.

3.3 Procedimentos Experimentais

As variáveis medidas durante os ensaios foram a fração de líquido, a queda de pressão, a função densidade de fase e as temperaturas da água gelada, da parede e da mistura bifásica durante o seu resfriamento.

Como se dispunha de boas condições de repetibilidade das vazões desejadas, optou-se por medir as variáveis de interesse separadamente. Assim, o trocador de calor só entrou em funcionamento durante a medição das temperaturas. Para a determinação das demais variáveis, considerou-se desprezível a variação nas propriedades físicas dos fluidos devido ao resfriamento dos mesmos, já que as maiores diferenças de temperatura ocorridas não superaram os 10 K.

Foram obtidos 20 pontos experimentais que cobriram a seguinte faixa de variáveis:

Vazão Mássica de Água	0,072 a 0,91 kg/s
Vazão Mássica de Ar	$0,56 \times 10^{-3}$ a $0,58 \times 10^{-2}$ kg/s
Vazão Mássica de Água Gelada	0,21 a 0,73 kg/s
Queda de Pressão	0,3 a 17,0 kPa
Pressão Média	103 a 178 kPa
Temperatura Média	293 a 300 K
Fluxo de Calor	12100 a 56000 W/m ²

Na Figura 3.5 pode-se observar a localização dos pontos no mapa de escoamento de Taitel e Dukler [1976].

3.3.1 Fração de Líquido

A forma como a fração de líquido foi medida já foi explicada na apresentação do sistema previsto para a sua determinação.

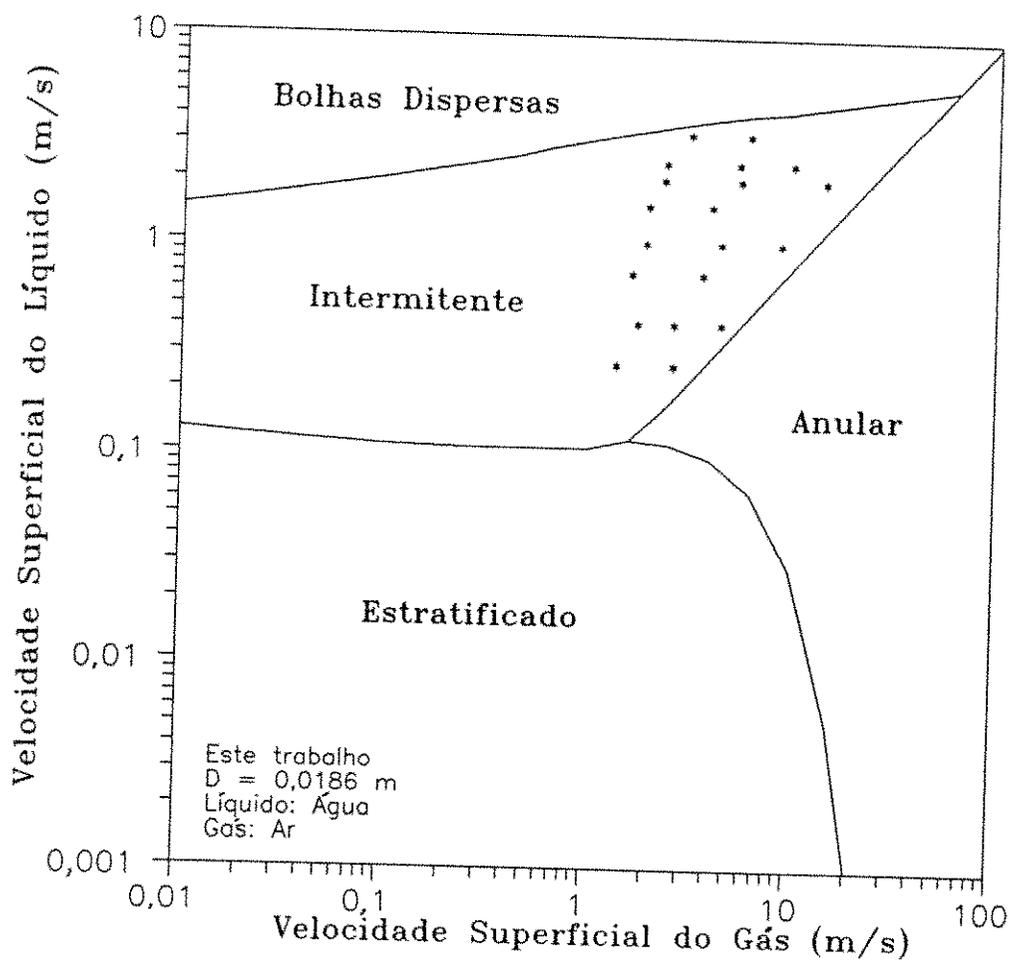


Figura 3.5: Localização dos pontos experimentais no mapa de escoamento de Taitel e Dukler [1976].

Devido à característica transitória do escoamento intermitente, para cada ponto experimental analisado, foram realizadas cinco medições de fração de líquido. O valor experimental considerado foi a média aritmética entre estes cinco valores.

O tempo mínimo entre uma medição e outra, para o mesmo ponto experimental, foi de 60 s. Este tempo foi considerado suficiente para que o escoamento se estabilizasse. Entre um ponto e outro, mantinha-se as vazões estabilizadas por, pelo menos, 300 s antes de se bloquear novamente a seção de testes.

3.3.2 Queda de Pressão

Para a medição da queda de pressão, ao invés de se fazer várias medições, optou-se por registrar os sinais enviados ao computador por um tempo suficientemente longo, cerca de 42 s. O valor experimental para a queda de pressão é dado pela média aritmética dos 3000 registros efetuados pela PLACA3 no decorrer deste período de tempo.

3.3.3 Densidade de Fase

Na determinação da densidade de fase, dois tipos de registros foram efetuados, um para a determinação das variáveis que só dependem do sinal de uma das sondas (ν_s , t_s e t_f), e outro para V_t , que necessita do sinal das duas sondas.

Para o primeiro caso, os registros puderam ser mais longos, pois as frequências de amostragem utilizadas eram menores, suficientes para evitar que um pistão de líquido passasse sem ser percebido. Um registro típico para este caso dura cerca de 20 s e apresenta uma frequência de amostragem da ordem de 200 Hz.

Para a determinação de V_t , o importante é conseguir detectar a defasagem entre os sinais. Como as sondas foram localizadas muito próximas uma da outra, tornou-se necessário usar a maior frequência de amostragem possível, fazendo com que os tempos de registro fossem mais curtos. Neste caso, um registro típico dura cerca de 3 s e a

freqüência de amostragem é da ordem de 2000 Hz.

3.3.4 Temperaturas

Para a medição das temperaturas existentes durante o resfriamento da mistura bifásica, o procedimento adotado obedeceu ao seguinte roteiro:

1. Ajustar as vazões da mistura bifásica;
2. Procurar uma vazão de água gelada que resulte em diferenças na temperatura de entrada e de saída de, pelo menos, 5 K, tanto na mistura bifásica, quanto na água gelada;
3. Manter as vazões estabilizadas por um período mínimo de 600 s, de forma a atingir o regime permanente na transferência de calor. No decorrer deste tempo as temperaturas existentes nos recipientes onde as juntas de referência estavam localizadas, bem como o sinal enviado por um dos termopares, eram constantemente verificados;
4. Registrar por 15 s os sinais enviados pelos oito termopares.

A fim de estimar a quantidade de calor que é fornecida para a água gelada pelo meio externo, isolou-se ar no tubo interno do trocador, e, para cada vazão de água gelada utilizada, mediu-se a variação na temperatura da mesma durante a sua passagem pelo trocador de calor. Este procedimento só foi realizado uma vez para cada vazão de água gelada, sendo que possíveis variações devido a mudanças na temperatura ambiente e na radiação solar foram consideradas desprezíveis. O procedimento mais adequado para a determinação do calor proveniente do meio externo teria sido o de executar uma corrida monofásica antes de cada corrida bifásica. Entretanto, isto não foi possível porque, devido a problemas intrínsecos ao aparato experimental, não se conseguia obter o escoamento só de água no interior do trocador de calor.

3.4 Resultados

Na Tabela 3.2 são apresentados os valores das vazões mássicas da mistura bifásica e da água gelada, bem como das pressão e temperatura médias no interior do trocador de calor para cada um dos 20 pontos experimentais analisados. Estes valores de temperatura e pressão foram utilizados no cálculo das propriedades físicas da mistura bifásica.

A Tabela 3.3 apresenta os resultados experimentais obtidos para fração de líquido e gradiente axial de pressão. A análise de erros e incertezas para estes e os demais resultados experimentais está no Apêndice A. Para a fração de líquido e o gradiente axial de pressão o erro é estimado em $\pm 5\%$.

Para o cálculo da frequência dominante de ocorrência do pistão de líquido, o sinal de uma das sondas de condutividade foi analisado através da FFT. A Figura 3.6 mostra um resultado típico obtido através deste tratamento do sinal. Entretanto, quatro dos pontos analisados apresentaram duas frequências de mesma potência, sendo que o valor experimental adotado foi a média aritmética entre ambos. Os resultados experimentais para ν_s estão mostrados na Tabela 3.4. O erro neste valor é estimado em $\pm 3\%$.

A determinação da velocidade de translação do pistão de líquido e dos tempos médios em que líquido ou gás estão em contato com a sonda de condutividade, requer a imposição de um ponto de corte que defina o limite entre o que deva ser considerado como pistão ou como bolha alongada de gás. A Figura 3.7 representa o registro de um sinal enviado pela sonda de condutividade, mostrando que, muitas vezes, a escolha de um ponto de corte permite um alto grau de interpretação pessoal.

Para a definição dos tempos médios de ocorrência de pistão de líquido, t_s , e da bolha alongada de gás, t_f , adotou-se o critério A da Figura 3.7. Assim, bolhas dispersas de gás existentes no pistão de líquido não seriam consideradas como bolha alongada de gás. Os resultados obtidos para t_s e t_f estão mostrados na Tabela 3.4.

Ponto	m_L [kg/s]	m_G [kg/s]	m_{AG} [kg/s]	\bar{P} [Pa]	\bar{T} [K]
01	0,072	0,000558	0,216	102732	297,86
02	0,072	0,001070	0,216	103775	298,52
03	0,114	0,000705	0,216	104115	293,34
04	0,114	0,001060	0,216	105074	294,42
05	0,114	0,001810	0,216	106762	294,07
06	0,197	0,000657	0,263	106877	296,78
07	0,197	0,001460	0,263	110960	296,71
08	0,276	0,000765	0,362	110858	295,63
09	0,276	0,001780	0,362	117778	296,19
10	0,276	0,003540	0,362	128904	296,20
11	0,413	0,000784	0,449	117018	298,78
12	0,413	0,001610	0,449	126496	298,79
13	0,551	0,000929	0,449	126646	299,02
14	0,551	0,002230	0,449	143429	298,78
15	0,551	0,005830	0,449	177899	299,78
16	0,661	0,000951	0,731	134163	297,83
17	0,661	0,002170	0,731	152098	299,05
18	0,661	0,004020	0,731	170215	298,99
19	0,909	0,001250	0,731	156018	299,88
20	0,908	0,002450	0,731	177206	300,15

Tabela 3.2: Características dos pontos experimentais.

Ponto	m_L [kg/s]	m_G [kg/s]	R_u	$\frac{\Delta P}{\Delta x}$ [$\frac{Pa}{m}$]
01	0,072	0,000558	0,284	299
02	0,072	0,001070	0,259	533
03	0,114	0,000705	0,312	609
04	0,114	0,001060	0,302	824
05	0,114	0,001810	0,229	1202
06	0,197	0,000657	0,413	1228
07	0,197	0,001460	0,302	2142
08	0,276	0,000765	0,421	2119
09	0,276	0,001780	0,331	3669
10	0,276	0,003540	0,272	6161
11	0,413	0,000784	0,544	3499
12	0,413	0,001610	0,493	5622
13	0,551	0,000929	0,610	5655
14	0,551	0,002230	0,448	9414
15	0,551	0,005830	0,326	17134
16	0,661	0,000951	0,632	7339
17	0,661	0,002170	0,532	11356
18	0,661	0,004020	0,399	15413
19	0,909	0,001250	0,715	12233
20	0,908	0,002450	0,582	16979

Tabela 3.3: Resultados experimentais de fração de líquido e gradiente axial de pressão.

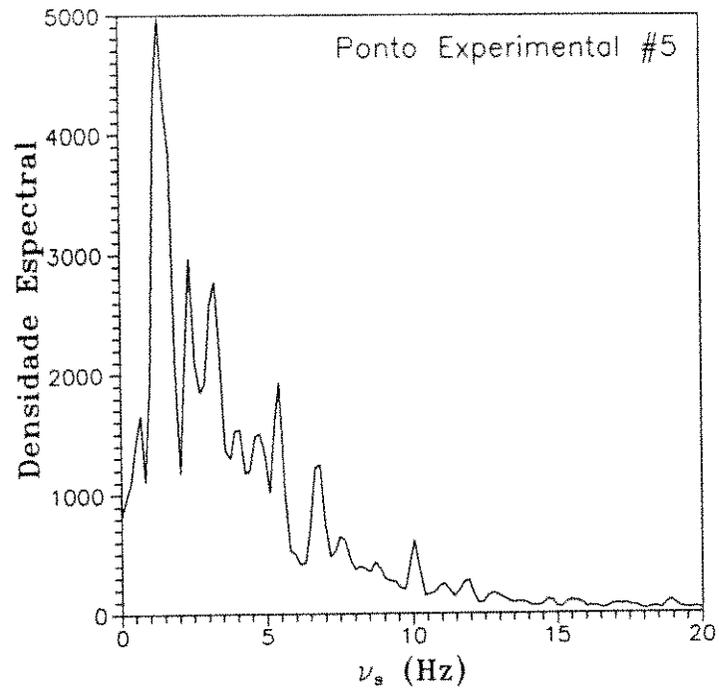


Figura 3.6: Resultado da FFT para a densidade de fase.

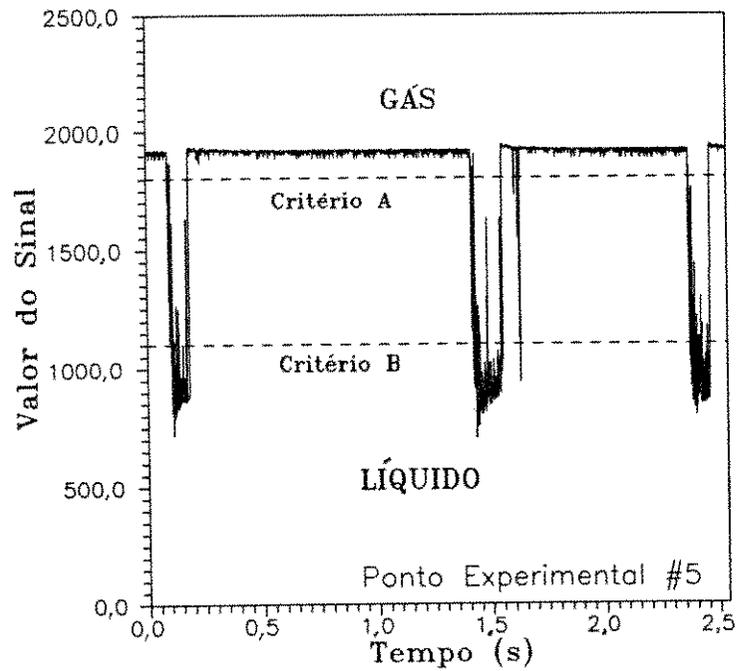


Figura 3.7: Sinal de sonda de condutividade.

Ponto	m_L [kg/s]	m_G [kg/s]	ν_s [Hz]	t_s [s]	t_f [s]	l_s [m]	l_f [m]
01	0,072	0,000558	-	-	-	-	-
02	0,072	0,001070	-	-	-	-	-
03	0,114	0,000705	0,341	0,4373	2,4953	1,42	8,13
04	0,114	0,001060	0,769	0,1327	1,1677	0,59	5,23
05	0,114	0,001810	1,195	0,0581	0,7787	0,41	5,50
06	0,197	0,000657	0,683	0,3798	1,0843	1,30	3,72
07	0,197	0,001460	1,363	0,0913	0,6424	0,55	3,90
08	0,276	0,000765	1,317	0,2365	0,5228	0,96	2,12
09	0,276	0,001780	1,975	0,0840	0,4223	0,60	3,01
10	0,276	0,003540	2,744	0,0358	0,3286	0,42	3,88
11	0,413	0,000784	3,079	0,1298	0,1950	0,60	0,90
12	0,413	0,001610	3,950	0,0736	0,1796	0,51	1,24
13	0,551	0,000929	4,179	0,1149	0,1244	0,63	0,68
14	0,551	0,002230	3,519	0,0985	0,1856	0,85	1,59
15	0,551	0,005830	3,100	0,0758	0,2468	1,14	3,71
16	0,661	0,000951	5,059	0,1152	0,0825	0,68	0,48
17	0,661	0,002170	4,680	0,0993	0,1144	0,85	0,98
18	0,661	0,004020	5,499	0,0700	0,1118	0,84	1,35
19	0,909	0,001250	7,698	0,0931	0,0368	0,68	0,27
20	0,908	0,002450	8,120	0,0789	0,0443	0,76	0,42

Tabela 3.4: Resultados experimentais de ν_s , l_s e l_f .

Já para a determinação da velocidade de translação do pistão, optou-se pelo critério B. Isso foi feito com o objetivo de permitir que a correlação cruzada entre os sinais enviados pelas duas sondas considerasse também as bolhas dispersas de gás. É verdade que, assim procedendo, o valor encontrado para V_t estará levando em conta também a velocidade de translação das bolhas dispersas de gás.

A determinação experimental de V_t apresentou algumas dificuldades adicionais. A primeira delas foi a de que as sondas de condutividade são muito próximas uma da outra (0,00794 m), levando a uma defasagem entre os sinais bastante reduzida, como pode ser observado na Figura 3.8. Com isto, a precisão dos resultados obtidos ficou comprometida. Outro fator que contribuiu para a imprecisão dos resultados foi o de que, muitas vezes, a correlação cruzada apresentava mais do que um valor para o número de pontos que o sinal da sonda curta precisa ser adiantado de forma a que os dois sinais entrem em fase (Figura 3.9). Finalmente, observou-se que, para as maiores velocidades de mistura, a sonda mais longa apresentou um sinal de difícil interpretação (Figura 3.10). A explicação provável para este fato é a de que, devido à maior turbulência do escoamento, a sonda longa possa ter flambado para baixo, levando a um maior tempo de contato com a água. Este tipo de problema passou a ser detectado a partir do ponto 15.

Na Tabela 3.5 estão mostrados os resultados experimentais obtidos para V_t , a faixa de erro e o valor de V_t calculado através das sugestões de Dukler e Hubbard [1975], Kokal e Stanislav [1989] e Taitel e Barnea [1990]. Pode-se observar que os valores calculados através das sugestões citadas são muito próximos entre si e estão sempre dentro da faixa de incerteza do valor experimental. Isso mostra que o método utilizado na obtenção experimental de V_t é coerente. Entretanto, devido à grande imprecisão envolvida neste processo, os valores experimentais de V_t não serão utilizados nos cálculos subseqüentes, sendo que passou-se a usar, sempre que necessário, o valor calculado através da correlação de Taitel e Barnea [1990].

Na Tabela 3.4 aparecem os valores de l_s e l_f , determinados de acordo com as equações (3.1) e (3.2). Notar que, como o valor de V_t utilizado não é o determinado

Ponto	m_L [kg/s]	m_G [kg/s]	V_{texp}	V_{texp}^{min}	V_{texp}^{max}	Ref. 1	Ref.2	Ref.3
01	0,072	0,000558	-	-	-	2,454	2,513	2,596
02	0,072	0,001070	-	-	-	4,432	4,377	4,460
03	0,114	0,000705	3,822	2,184	5,096	3,147	3,174	3,257
04	0,114	0,001060	4,453	2,545	5,937	4,448	4,399	4,483
05	0,114	0,001810	4,364	3,491	5,819	7,196	6,974	7,057
06	0,197	0,000657	2,569	1,998	5,994	3,331	3,344	3,427
07	0,197	0,001460	5,323	4,259	7,098	6,146	5,986	6,070
08	0,276	0,000765	3,549	3,042	4,259	4,000	3,976	4,060
09	0,276	0,001780	4,855	3,884	6,474	7,284	7,051	7,134
10	0,276	0,003540	10,608	4,243	21,217	12,309	11,715	11,799
11	0,413	0,000784	3,549	3,042	7,098	4,579	4,514	4,598
12	0,413	0,001610	5,323	3,042	7,098	7,037	6,813	6,896
13	0,551	0,000929	4,972	3,315	5,967	5,514	5,389	5,473
14	0,551	0,002230	4,972	4,262	9,945	8,855	8,503	8,587
15	0,551	0,005830	-	-	-	15,850	14,959	15,043
16	0,661	0,000951	8,561	3,805	11,415	5,927	5,779	5,862
17	0,661	0,002170	8,805	7,044	17,610	8,816	8,466	8,550
18	0,661	0,004020	-	-	-	12,612	11,981	12,064
19	0,909	0,001250	8,601	6,881	17,201	7,485	7,226	7,310
20	0,908	0,002450	17,201	6,881	34,402	9,926	9,492	9,575

Velocidades em [m/s]

Ref. 1: Dukler e Hubbard [1975]

Ref. 2: Kokal e Stanislav [1989]

Ref. 3: Taitel e Barnea [1990]

Tabela 3.5: Comparação dos resultados experimentais de V_t com correlações existentes.

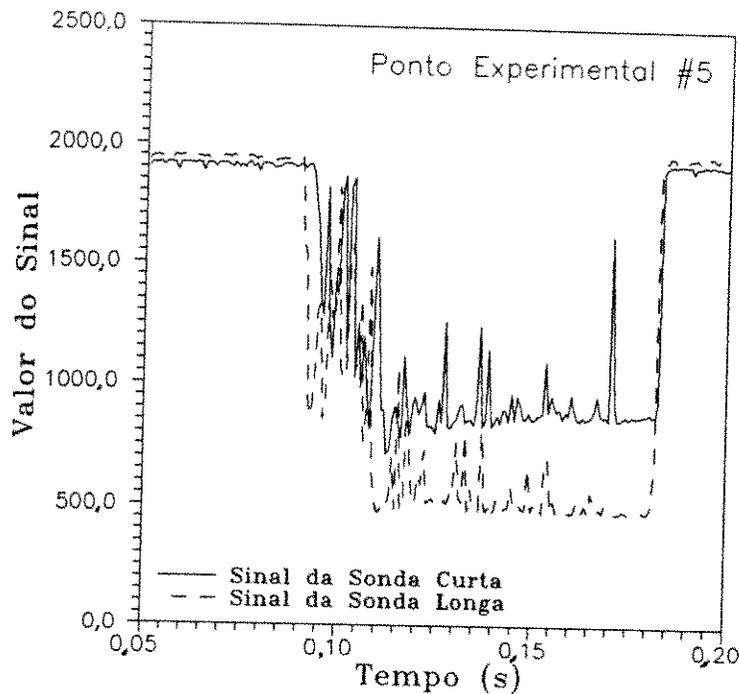


Figura 3.8: Sinal das duas sondas de condutividade.

experimentalmente, estes comprimentos devem ser vistos apenas como uma estimativa do valor real.

A Figura 3.11 apresenta um registro típico dos sinais enviados pelos termopares. Pode-se observar que as temperaturas, principalmente as da mistura bifásica, variam se pistão de líquido ou bolha alongada de gás está presente. Entretanto, como esta variação é pequena (no máximo 2 K), o tratamento adotado foi o de considerar a média aritmética dos sinais de cada termopar.

A taxa de transferência de calor para a água gelada é calculada através de

$$q_{AG} = m_{AG} C_{pAG} (T_8 - T_3) \quad (3.4)$$

onde os subscritos de T se referem a localização dos termopares dada pela Figura 3.2.

Desprezando a condução de calor axial, o calor retirado da mistura bifásica é

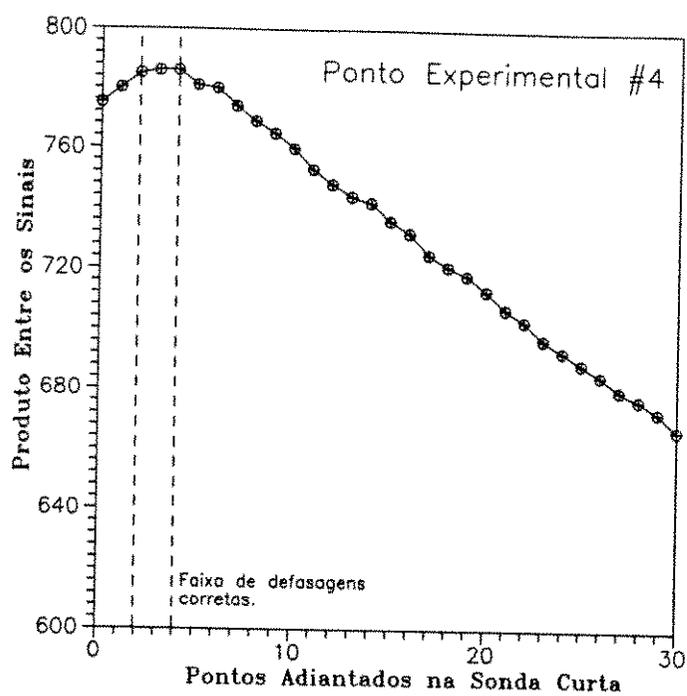


Figura 3.9: Resultado da correlação cruzada entre os sinais das sondas de condutividade.

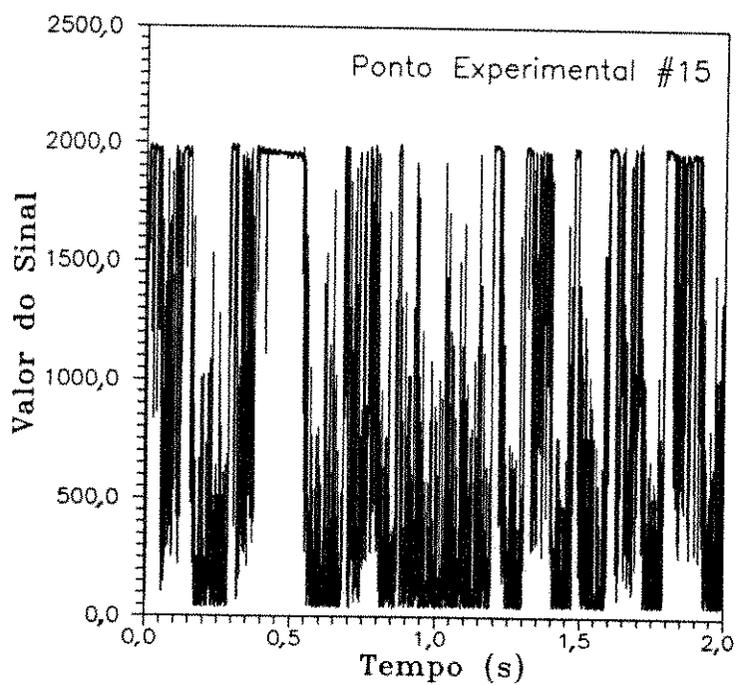


Figura 3.10: Sinal da sonda longa submetida a maiores velocidades de mistura.

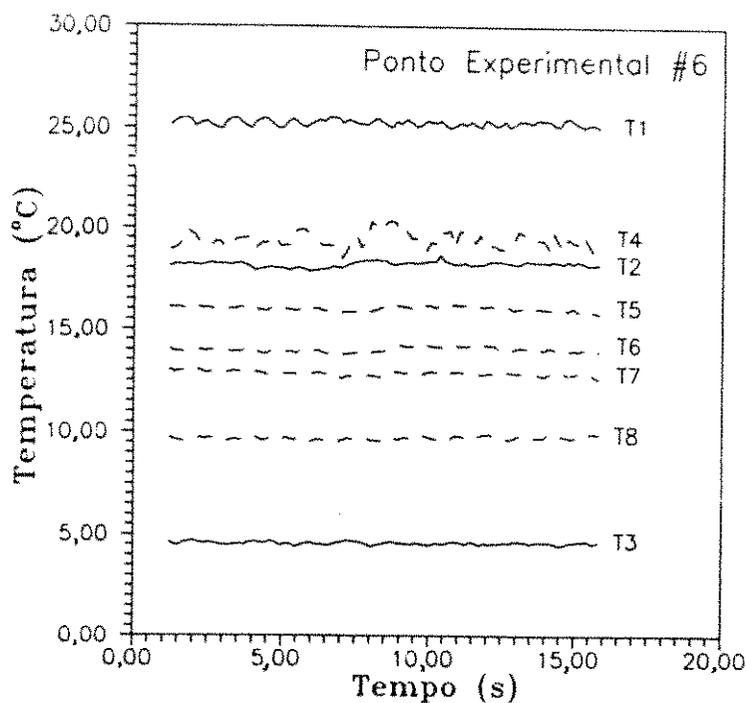


Figura 3.11: Sinal dos termopares.

dado por

$$q_M = q_{AG} - q_{ext} \quad (3.5)$$

onde q_{ext} é o calor proveniente do meio externo, obtido da forma descrita na subseção (3.3.4), cujos valores em função da vazão mássica de água gelada estão mostrados na Tabela 3.6.

O coeficiente de transferência de calor, baseado na diferença média logarítmica de temperaturas, pode então ser calculado por

$$h_{TP} = \frac{q_M}{A \Delta T} \quad (3.6)$$

onde,

m_{AG} [kg/s]	q_{ext} [W]
0,216	309
0,263	376
0,362	518
0,449	605
0,731	968

Tabela 3.6: Valores experimentais do fluxo de calor externo.

$$\Delta T = \frac{(T_4 - \bar{T}_W) - (T_1 - T_2)}{\ln \frac{(T_4 - \bar{T}_W)}{(T_1 - T_2)}} \quad (3.7)$$

e \bar{T}_W é a temperatura média da parede da tubulação na saída do trocador de calor, dada por

$$\bar{T}_W = \frac{T_5 + T_6 + T_7}{3} \quad (3.8)$$

A temperatura de parede na seção transversal de entrada foi medida em apenas um ponto, pois não se previa que pudesse haver gradiente de temperaturas nesta seção.

A Tabela 3.7 apresenta os valores médios de temperatura registrados por cada termopar e o valor de h_{TP} experimental. A incerteza envolvida no processo de obtenção do coeficiente médio de transferência de calor está entre $\pm 25\%$ e $\pm 75\%$, dependendo do erro considerado na medição das temperaturas.

Ponto	T_1 [K]	T_2 [K]	T_3 [K]	T_4 [K]	T_5 [K]	T_6 [K]	T_7 [K]	T_8 [K]	h_{TP} [$\frac{W}{m^2 K}$]
01	-	-	-	-	-	-	-	-	
02	-	-	-	-	-	-	-	-	
03	298,2	289,0	278,4	288,5	287,8	286,9	286,0	281,9	2860
04	299,4	289,7	278,7	289,5	288,3	286,4	286,6	282,2	2395
05	299,1	290,6	278,8	289,0	288,5	286,5	286,6	282,3	2870
06	301,2	293,2	279,5	292,3	290,9	289,1	289,2	284,3	4378
07	301,2	293,6	279,7	292,2	291,1	289,0	289,4	295,9	5213
08	298,1	291,1	278,0	293,2	289,8	287,1	286,5	283,2	5228
09	298,5	292,3	279,2	293,9	290,6	288,3	287,1	284,5	5753
10	-	-	-	-	-	-	-	-	
11	-	-	-	-	-	-	-	-	
12	301,7	295,5	280,3	295,9	294,2	291,1	290,1	286,9	10057
13	301,0	295,2	279,5	297,0	293,5	291,7	290,5	285,8	8872
14	300,8	295,6	280,8	296,7	294,1	291,7	290,7	287,2	10187
15	301,4	296,3	281,0	298,1	-	292,4	291,2	288,1	9652
16	301,0	294,8	280,3	294,6	292,5	290,7	289,3	284,0	9079
17	301,9	296,3	281,6	296,2	293,9	291,8	290,5	286,1	11510
18	301,8	296,2	281,6	296,1	293,6	291,6	290,3	286,1	11196
19	302,6	297,0	282,8	297,2	295,2	293,6	292,8	286,4	10116
20	302,7	297,3	283,5	297,6	295,4	293,9	293,0	287,5	10974

Tabela 3.7: Resultados experimentais de transferência de calor.

CAPÍTULO IV

DETERMINAÇÃO DA HIDRODINÂMICA E DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Neste capítulo são apresentados os procedimentos adotados para o cálculo das características hidrodinâmicas e do coeficiente de médio de transferência de calor no escoamento horizontal intermitente. As variáveis de interesse calculadas serão comparadas com os resultados experimentais obtidos neste trabalho e em outros publicados.

4.1 Modelo Hidrodinâmico

A fim de comparar os diversos métodos existentes para a determinação das características hidrodinâmicas do escoamento intermitente, os seguintes modelos foram analisados:

1. Modelo baseado em Dukler e Hubbard [1975], com as seguintes modificações:
 - Extensão do método de forma a contemplar toda a faixa de ocorrência do escoamento intermitente, sugerida por Nicholson et alii [1978];
 - Possibilidade de se utilizar l_s , ao invés de ν_s , como parâmetro de entrada do algoritmo computacional;

- Não se despreza a perda de carga por atrito na região do vórtice de mistura.

Este modelo, exceto pela forma de calcular V_t , é idêntico ao proposto por Nicholson et alii [1978].

2. Modelo sugerido por Taitel e Barnea [1990], com a modificação, proposta no presente trabalho, de se permitir usar ν_s , ao invés de l_s , como parâmetro de entrada.
3. Idem ao Modelo 2, exceto pelo cálculo do balanço de massa da equação (2.25) considerando a espessura do filme constante, ou seja, através da equação (2.27).

Foram então analisados 70 casos experimentais, dos quais 15 estão mostrados na Tabela 4.1. Com o objetivo de restringir a comparação aos modelos propriamente ditos, eliminando a influência das diferenças entre as correlações propostas para o cálculo das variáveis necessárias ao fechamento dos mesmos, os resultados aqui apresentados se referem sempre a simulações usando V_t e ν_s (ou l_s) experimentais.

Os resultados obtidos utilizando-se ν_s como parâmetro de entrada estão mostrados nas Tabelas 4.2 a 4.4, enquanto que os que utilizaram l_s estão nas Tabelas 4.5 a 4.7.

Da análise dos resultados das simulações, as seguintes conclusões puderam ser verificadas:

- Os valores de fração de líquido, R_u , calculados por (2.34) ou por (2.54) são iguais;
- O perfil da região do filme de líquido é praticamente igual para todos os métodos, mostrando que, para os casos analisados, a influência da tensão interfacial e da perda de carga por atrito na equação da quantidade de movimento para o filme líquido é realmente pequena;
- Os valores de l_f calculados considerando a espessura de filme constante e igual a δ_{fe} no balanço de massa da equação (2.25), são invariavelmente menores do que quando se leva em conta a integral desta equação. Pode-se observar nas Tabelas 4.2 a 4.7

Referência	Caso	D [m]	m_L [kg/s]	m_G [kg/s]	ν_s [Hz]	R_s
Dukler e Hubbard [1975] ¹	01	0,0381	0,758	1,368E-3	1,13	0,84
	02	0,0381	0,758	3,865E-3	0,68	0,90
	03	0,0381	0,758	1,452E-2	0,82	0,72
	04	0,0381	0,758	9,320E-3	0,60	0,80
	05	0,0381	0,758	7,884E-3	0,68	0,99
Kvernold [1984] ²	06	0,0240	0,362	4,900E-4	3,50	
	07	0,0240	0,362	9,800E-4	3,10	
	08	0,0240	0,362	1,444E-3	3,30	
	09	0,0240	0,326	9,800E-4	2,50	
	10	0,0240	0,290	1,444E-3	2,00	
Scott e Kouba [1990] ³	11	0,0762	0,573	2,431E-2	0,04	0,86
	12	0,0762	2,291	5,097E-3	0,22	0,91
	13	0,0762	7,996	1,255E-2	0,70	0,79
	14	0,0762	1,145	7,052E-2	0,08	0,61
	15	0,0762	3,425	9,395E-2	0,42	0,43

¹Líquido: Água Gás: Ar.

²Líquido: Óleo+Querosene Gás: Nitrogênio.

³Líquido: Querosene Gás: Ar.

Tabela 4.1: Características de 15 casos testados.

Caso	Modelo	l_u [m]	l_s [m]	l_f [m]	R_{fe}	R_u	$\frac{\Delta P}{\Delta x} \left[\frac{Pa}{m} \right]$
1	1	1,60	0,66	0,94	0,31	0,53	316
	2	1,59	0,54	1,06	0,29	0,53	234
	3	1,59	0,67	0,92	0,30	0,53	265
Experimental		1,60	0,52	1,08			
2	1	5,35	0,98	4,37	0,24	0,36	581
	2	5,36	0,37	4,99	0,23	0,36	361
	3	5,34	0,96	4,39	0,24	0,36	534
Experimental		5,35	0,81	4,54			480
3	1	14,63	0,89	13,75	0,19	0,23	1791
	2	*	*	*	*	*	*
	3	14,63	0,80	13,83	0,20	0,23	1726
Experimental		14,63	0,79	13,84			1168
4	1	13,73	1,15	12,58	0,24	0,29	1143
	2	*	*	*	*	*	*
	3	13,73	1,08	12,65	0,24	0,29	1095
Experimental		13,73	0,91	12,82			909
5	1	10,44	0,57	9,87	0,31	0,35	1027
	2	*	*	*	*	*	*
	3	10,45	0,49	9,96	0,32	0,35	969
Experimental		10,44	0,91	9,53			739

* Algoritmo não convergiu.

Tabela 4.2: Solução dos modelos para ν_s conhecida. Comparação com o experimento de Dukler e Hubbard [1975].

Caso	Modelo	l_u [m]	l_s [m]	l_f [m]	R_{fe}	R_u	$\frac{\Delta P}{\Delta z}$ [$\frac{Pa}{m}$]
6	1	0,86	0,27	0,58	0,53	0,65	1308
	2	0,86	0,13	0,73	0,49	0,65	1113
	3	0,87	0,30	0,57	0,52	0,65	1487
Experimental		0,85	0,37	0,48			
7	1	1,42	0,38	1,04	0,39	0,49	1924
	2	1,43	0,15	1,28	0,36	0,49	1530
	3	1,43	0,41	1,02	0,38	0,49	2183
Experimental		1,40	0,42	0,98			
8	1	1,73	0,43	1,29	0,31	0,40	2546
	2	1,74	0,17	1,57	0,29	0,40	1991
	3	1,72	0,46	1,26	0,30	0,40	2848
Experimental		1,80	0,45	1,35			
9	1	1,72	0,42	1,30	0,39	0,48	1673
	2	1,73	0,15	1,58	0,36	0,48	1311
	3	1,73	0,46	1,27	0,37	0,48	1932
Experimental		1,70	0,46	1,24			
10	1	2,75	0,59	2,16	0,30	0,38	1933
	2	2,76	0,23	2,53	0,28	0,38	1460
	3	2,74	0,63	2,11	0,29	0,38	2207
Experimental		2,80	0,53	2,27			

Tabela 4.3: Solução dos modelos para ν_s conhecida. Comparação com o experimento de Kvernold [1984].

Caso	Modelo	l_u [m]	l_s [m]	l_f [m]	R_{fe}	R_u	$\frac{\Delta P}{\Delta x} \left[\frac{Pa}{m} \right]$
11	1	63,75	4,85	58,90	0,15	0,20	41
	2	63,74	3,24	60,50	0,15	0,20	30
	3	63,76	4,46	59,30	0,15	0,20	38
Experimental		72,30	3,54	68,76	0,34		
12	1	6,64	4,02	2,61	0,53	0,76	83
	2	6,65	3,83	2,82	0,50	0,76	65
	3	6,65	4,18	2,47	0,50	0,76	69
Experimental		9,45	6,04	3,41	0,67		
13	1	*	*	*	*	*	*
	2	5,07	4,20	0,87	0,26	0,71	609
	3	5,07	4,32	0,75	0,27	0,71	620
Experimental		7,62	6,16	1,46	0,46		
14	1	88,88	6,96	81,92	0,08	0,12	190
	2	88,87	5,27	83,60	0,09	0,12	160
	3	88,87	6,32	82,55	0,09	0,12	182
Experimental		90,07	3,02	87,05	0,20		
15	1	21,38	5,73	15,65	0,08	0,17	728
	2	21,38	4,68	16,70	0,08	0,17	612
	3	21,38	5,67	15,71	0,08	0,17	700
Experimental		21,58	3,35	18,23	0,13		

* Algoritmo não convergiu.

Tabela 4.4: Solução dos modelos para ν_s conhecida. Comparação com o experimento de Scott e Kouba [1990].

Caso	Modelo	l_u [m]	l_f [m]	R_{fe}	R_u	$\frac{\Delta P}{\Delta x}$ $\left[\frac{Pa}{m}\right]$	ν_s [Hz]
1	1	1,32	0,80	0,32	0,53	324	1,37
	2	1,56	1,04	0,29	0,53	234	1,16
	3	1,29	0,77	0,31	0,53	265	1,40
Experimental		1,60	1,08				1,13
2	1	4,66	3,85	0,25	0,36	590	0,78
	2	7,61	6,80	0,22	0,36	368	0,48
	3	4,73	3,92	0,25	0,36	541	0,77
Experimental		5,35	4,54			480	0,68
3	1	13,73	12,94	0,20	0,23	1821	0,87
	2	34,62	33,83	0,18	0,23	819	0,35
	3	14,53	13,74	0,20	0,23	1728	0,83
Experimental		14,63	13,84			1168	0,82
4	1	11,84	10,93	0,24	0,29	1182	0,70
	2	27,59	26,68	0,23	0,29	566	0,30
	3	12,42	11,51	0,25	0,29	1118	0,66
Experimental		13,73	12,82			909	0,60
5	1	13,21	12,30	0,30	0,35	986	0,54
	2	32,27	31,31	0,28	0,35	454	0,22
	3	14,02	13,11	0,30	0,35	922	0,51
Experimental		10,44	9,53			739	0,68

Tabela 4.5: Solução dos modelos para l_s conhecido. Comparação com o experimento de Dukler e Hubbard [1975].

Caso	Modelo	l_u [m]	l_f [m]	R_{fe}	R_u	$\frac{\Delta P}{\Delta x}$ [$\frac{Pa}{m}$]	ν_s [Hz]
6	1	1,07	0,70	0,51	0,65	1284	2,80
	2	1,43	1,06	0,45	0,65	1177	2,10
	3	1,01	0,64	0,50	0,65	1493	2,98
Experimental		0,85	0,48				3,50
7	1	1,54	1,12	0,38	0,49	1903	2,85
	2	2,23	1,81	0,33	0,49	1592	1,97
	3	1,46	1,04	0,38	0,49	2182	3,02
Experimental		1,40	0,98				3,10
8	1	1,79	1,34	0,31	0,40	2521	3,19
	2	2,65	2,20	0,27	0,40	2028	2,16
	3	1,70	1,25	0,30	0,40	2850	3,36
Experimental		1,80	1,35				3,30
9	1	1,85	1,39	0,38	0,48	1657	2,32
	2	2,70	2,24	0,33	0,48	1371	1,59
	3	1,73	1,27	0,37	0,48	1932	2,49
Experimental		1,70	1,24				2,50
10	1	2,58	2,05	0,30	0,38	1935	2,13
	2	3,92	3,39	0,27	0,38	1496	1,40
	3	2,41	1,88	0,30	0,38	2235	2,28
Experimental		2,80	2,27				2,00

Tabela 4.6: Solução dos modelos para l_s conhecido. Comparação com o experimento de Kvernold [1984].

Caso	Modelo	l_u [m]	l_f [m]	R_{fc}	R_u	$\frac{\Delta P}{\Delta x}$ $\left[\frac{Pa}{m}\right]$	ν_s [Hz]
11	1	48,02	44,48	0,15	0,20	43	0,05
	2	68,02	64,48	0,15	0,20	30	0,04
	3	51,06	47,52	0,15	0,20	39	0,05
Experimental		72,30	68,76	0,34			0,04
12	1	9,61	3,57	0,50	0,76	79	0,15
	2	10,06	4,02	0,47	0,76	66	0,15
	3	9,35	3,31	0,48	0,76	70	0,16
Experimental		9,45	3,41	0,67			0,22
13	1	7,19	1,03	0,25	0,71	671	0,49
	2	7,35	1,19	0,24	0,71	609	0,48
	3	7,18	1,02	0,25	0,71	620	0,49
Experimental		7,62	1,46	0,46			0,70
14	1	40,32	37,30	0,08	0,12	219	0,18
	2	57,24	54,22	0,09	0,12	164	0,12
	3	42,98	39,88	0,09	0,12	211	0,17
Experimental		90,07	87,05	0,20			0,08
15	1	13,00	9,65	0,08	0,17	793	0,69
	2	16,35	13,00	0,08	0,17	627	0,55
	3	13,09	9,74	0,08	0,17	764	0,69
Experimental		21,58	18,23	0,13			0,42

Tabela 4.7: Solução dos modelos para l_s conhecido. Comparação com o experimento de Scott e Kouba [1990].

que os resultados obtidos para l_s (ou ν_s) considerando espessura de filme constante estão normalmente mais próximos dos valores experimentais;

- Os autores que recomendaram o balanço de massa da equação (2.25), usam sempre $l_s = 30 D$, não mencionando a possibilidade de se usar ν_s como parâmetro de entrada, em lugar de l_s , se for disponível um valor confiável para esta variável. Isto certamente se deve ao fato que, devido à superestimativa do valor de l_f , o balanço da equação (2.24) muitas vezes só se fecha com l_s negativos, levando à não convergência do método.
- Os valores do gradiente de pressão dependem diretamente dos comprimentos l_s e l_f . Os melhores resultados foram obtidos considerando-se a espessura do filme constante em (2.25);
- Não foi possível fazer uma comparação entre as duas formas propostas para o cálculo do gradiente de pressão, dadas pelas equações (2.29) e (2.59). Isto porque os resultados obtidos nas simulações são muito próximos entre si e os dados experimentais usados para a comparação, retirados muitas vezes de gráficos, não apresentam precisão suficiente para uma conclusão definitiva. Entretanto, a forma proposta por Taitel e Barnea [1990], dada pela equação (2.59), parece ser fisicamente mais consistente;
- Comparando as Tabelas 4.2 a 4.4 com as 4.5 a 4.7, pode-se observar que as opções de usar ν_s ou l_s como parâmetro de entrada são equivalentes;
- Os valores experimentais de l_s variaram, nos 15 casos listados, entre $13,6 D$ e $79,3 D$. Assim a sugestão de se considerar $l_s = 30 D$, embora tenha levado a resultados razoáveis para os gradientes de pressão, certamente não representa corretamente as características hidrodinâmicas do escoamento intermitente.

Uma explicação para os maus resultados obtidos quando se utiliza a equação (2.25) para a determinação de l_f pode estar no fato que a distribuição do filme de líquido

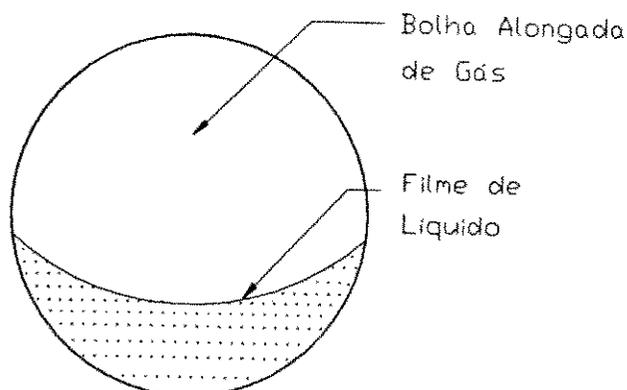


Figura 4.1: Seção transversal na região do filme de líquido.

não é bem representada pela condição de repouso, como ilustrado na Figura 2.2. A estrutura da interface e as características do escoamento gasoso induzem o filme de líquido a subir pelas paredes da tubulação. Assim, uma melhor representação do filme de líquido seria a dada pela Figura 4.1. A área aberta ao fluxo de líquido e, portanto, R_f , seriam menores do que os encontrados seguindo a configuração anterior. Observando-se a equação (2.53), similar à equação (2.25), pode-se concluir que menores valores de R_f levam, efetivamente, ao fechamento do balanço de massa para menores valores de l_f .

As correlações propostas por Dukler e Hubbard [1975], Kokal e Stanislav [1989] e Taitel e Barnea [1990] para o cálculo de V_t foram comparadas para os 15 casos listados na Tabela 4.1. Dos resultados mostrados na Tabela 4.8 pode-se observar que todas elas apresentam um desempenho semelhante. Como a correlação de Dukler e Hubbard [1975] foi desenvolvida para $30000 < Re_s < 400000$ e como a de Kokal e Stanislav [1989] apresenta uma incoerência em sua dedução, conforme exposto na Seção 2.1.3, adotou-se a correlação de Taitel e Barnea [1990].

A partir desta análise e das considerações acima, o método sugerido e utilizado neste trabalho para o cálculo das características hidrodinâmicas do escoamento intermitente é o proposto por Taitel e Barnea [1990], com as modificações de se usar ν_s , ao

Fonte	V_t Exp. [m/s]	Dukler e Hubbard		Kokal e Stanislav		Taitel e Barnea	
		Calc.	Erro	Calc.	Erro	Calc.	Erro
1	1,810	1,820	0,6	1,951	7,8	2,070	14,4
	3,640	3,695	1,5	3,703	1,7	3,822	5,0
	12,000	11,823	-1,5	11,180	-6,8	11,299	-5,8
	8,240	7,838	-4,9	7,531	-8,6	7,650	-7,2
	7,100	6,744	-5,0	6,523	-8,1	6,642	-6,5
			2,7		6,6		7,8
2	3,000	2,322	-22,6	2,507	-16,4	2,602	-13,3
	4,400	3,478	-21,0	3,647	-17,1	3,742	-15,0
	5,700	4,579	-19,7	4,727	-17,1	4,822	-15,4
	4,300	3,356	-22,0	3,527	-18,0	3,622	-15,8
	5,500	4,334	-21,2	4,487	-18,4	4,582	-16,7
			21,3		17,4		15,2
3	2,550	2,673	4,8	2,847	11,6	3,016	18,3
	1,460	1,128	-22,7	1,391	-4,7	1,560	6,8
	3,540	3,837	8,4	3,941	11,3	4,110	16,1
	7,110	7,902	11,1	7,714	8,5	7,883	10,9
	8,980	9,592	6,8	9,302	3,6	9,471	5,5
			10,8		7,9		11,5

Fonte 1. Dukler e Hubbard [1975].

Fonte 2. Kvernold [1984].

Fonte 3. Scott e Kouba [1990].

Tabela 4.8: Comparação entre correlações para cálculo de V_t .

invés de l_s , como parâmetro de entrada e de considerar a espessura de filme constante no balanço de massa da equação (2.25).

Para a determinação da fração de líquido no pistão, R_s , o método utilizado é o sugerido por Barnea e Brauner [1985].

Com o objetivo de escolher a melhor correlação para a determinação de ν_s , os valores calculados através das correlações de Gregory e Scott [1969], Greskovich e Shrier [1972], Tronconi [1990] e Hill e Wood [1990], foram comparados com diversos resultados experimentais, inclusive os obtidos por este trabalho. A comparação entre as diversas correlações pode ser feita através das Tabelas 4.9 e 4.10. Conclui-se que a correlação de Hill e Wood [1990] é a que melhor representa ν_s e foi esta a adotada neste trabalho.

4.2 Cálculo do Coeficiente Médio de Transferência de Calor

No escoamento intermitente, o coeficiente de transferência de calor em uma determinada seção transversal é representado por uma média temporal dada por

$$h_{TP} = \frac{\int_0^{t_u} \frac{Q}{S} \frac{dt}{t_u}}{\int_0^{t_u} (T_W - T) \frac{dt}{t_u}} \quad (4.1)$$

onde Q é a taxa de transferência de calor por unidade de comprimento, S é o perímetro envolvido na transferência de calor, T_W é a temperatura da parede interna da tubulação e T é a temperatura de mistura dos fluidos na seção transversal em análise. A equação (4.1) pode ser desdobrada da seguinte forma:

$$h_{TP} = \frac{\int_0^{t_s} \frac{Q_s}{\pi D} \frac{dt}{t_u} + \int_{t_s}^{t_u} \frac{Q_{fG}}{\pi D} \frac{dt}{t_u}}{\int_0^{t_s} (T_{W_s} - T_s) \frac{dt}{t_u} + \int_{t_s}^{t_u} (T_{W_f} - T_f) \frac{dt}{t_u}} \quad (4.2)$$

onde Q_s e Q_{fG} são, respectivamente, as taxas de transferência de calor por unidade de comprimento durante a passagem do pistão e do filme de líquido.

ν_s Exp. [Hz]	Gregory e Scott		Greskovich e Shrier		Tronconi		Hill e Wood	
	Calc.	Erro	Calc.	Erro	Calc.	Erro	Calc.	Erro
0,341	1,016	197,9	0,572	67,7	1,087	218,8	0,803	135,5
0,769	0,872	13,4	0,480	-37,6	1,000	30,0	0,714	-7,2
1,195	0,877	-26,6	-	-	0,921	-22,9	0,634	-46,9
0,683	1,903	178,6	1,216	78,0	1,863	172,8	1,655	142,3
1,363	1,644	20,6	1,040	-23,7	1,409	3,4	1,287	-5,6
1,317	2,619	98,9	1,580	20,0	2,511	90,7	2,456	86,5
1,975	2,554	29,3	-	-	2,087	5,7	1,834	-7,1
2,744	3,411	24,3	-	-	2,364	-13,8	1,491	-45,7
3,079	4,091	32,9	2,549	-17,2	3,809	23,7	4,063	32,0
3,950	4,115	4,2	-	-	3,153	-20,2	3,126	-20,9
4,179	5,644	35,1	-	-	4,937	18,1	5,518	32,0
3,519	6,344	80,3	-	-	4,507	28,1	3,959	12,5
3,100	9,686	212,5	-	-	5,307	71,2	2,760	-11,0
5,059	7,036	39,1	-	-	6,099	20,6	6,911	36,6
4,680	7,879	68,4	-	-	5,646	20,6	4,966	6,1
5,499	9,932	80,6	-	-	6,001	9,1	3,934	- 8,5
7,698	10,794	40,2	-	-	9,549	24,0	9,107	18,3
8,120	12,318	51,7	-	-	8,449	4,1	6,953	-14,4
		65,6		40,7		38,0		17,5

Tabela 4.9: Comparação entre correlações para o cálculo de ν_s para os valores experimentais obtidos neste trabalho.

Fonte	ν_s Exp. [Hz]	Gregory e Scott		Greskovich e Shrier		Tronconi		Hill e Wood	
		Calc.	Erro	Calc.	Erro	Calc.	Erro	Calc.	Erro
1	1,13	1,14	0,9	1,08	-4,4	0,87	-23,0	0,84	-25,7
	0,68	0,67	1,5	0,70	2,9	0,65	-4,4	0,59	-13,2
	0,82	0,81	1,2	-	-	0,79	-3,7	0,43	-47,6
	0,60	0,64	6,7	0,52	-13,3	0,71	18,3	0,47	-21,7
	0,68	0,61	10,3	0,73	7,4	0,69	1,5	0,49	-27,9
			2,1		7,0		10,2		27,2
2	3,50	2,55	-27,1	1,99	-43,1	3,46	-1,1	3,58	2,3
	3,10	1,96	-36,8	1,65	-46,8	2,59	-16,5	2,79	-10,0
	3,30	1,79	-45,8	1,40	-57,4	2,23	-32,4	2,44	-26,1
	2,50	1,76	-29,6	1,46	-41,5	2,33	-6,8	2,42	-3,2
	2,00	1,39	-30,5	1,03	-48,0	1,80	-10,0	1,81	-9,5
			34,0		47,4		13,4		10,2
3	0,04	0,06	50,0	0,07	75,0	0,17	325,0	0,03	-25,0
	0,22	0,75	240,9	1,00	354,5	0,77	250,0	0,29	31,8
	0,70	1,19	70,0	-	-	2,16	208,6	1,21	72,9
	0,08	0,11	37,5	0,15	87,5	0,40	400,0	0,07	-12,5
	0,42	0,46	10,6	0,52	23,8	0,99	138,0	0,23	-44,7
			81,8		135,2		264,3		37,4

Fonte 1. Dukler e Hubbard [1975].

Fonte 2. Kvernold [1984].

Fonte 3. Scott e Kouba [1990].

Tabela 4.10: Comparação entre correlações para o cálculo de ν_s para os valores experimentais obtidos por Dukler e Hubbard [1975], Kvernold [1984] e Scott e Kouba [1990].

Em dado instante,

$$Q_s = h_s S_s (T_{W_s} - T_s) \quad (4.3)$$

e

$$Q_{fG} = h_f S_f (T_{W_f} - T_f) + h_G S_G (T_{W_G} - T_G) \quad (4.4)$$

Admitindo-se que

$$T_{W_f} \approx T_{W_G}$$

$$T_f \approx T_G \quad (4.5)$$

a equação (4.4) pode ser reescrita na forma

$$Q_{fG} = (h_f S_f + h_G S_G) (T_{W_f} - T_f) \quad (4.6)$$

Embora a simplificação proposta em (4.5) não tenha qualquer embasamento teórico ou experimental, essa hipótese não leva a erros consideráveis porque o valor de h_G é muito menor que o de h_f .

Usando (4.3) e (4.6) em (4.2), chega-se a

$$h_{TP} = \frac{\bar{h}_s \int_0^{t_s} (T_{W_s} - T_s) dt + \left(\frac{h_f S_f + h_G S_G}{\pi D} \right) \int_{t_s}^{t_u} (T_{W_f} - T_f) dt}{\int_0^{t_s} (T_{W_s} - T_s) dt + \int_{t_s}^{t_u} (T_{W_f} - T_f) dt} \quad (4.7)$$

onde \bar{h}_s representa a média temporal de h_s

$$\bar{h}_s = \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} h_s dt \quad (4.8)$$

e $\overline{h_f S_f + h_G S_G}$ é a média temporal da condutância térmica combinada durante o período de passagem da região do filme de líquido por determinada seção transversal, dada por

$$\overline{h_f S_f + h_G S_G} = \frac{1}{t_f} \int_{t_s}^{t_u} (h_f S_f + h_G S_G) dt \quad (4.9)$$

A equação (4.7) pode ser facilmente resolvida para os dois casos limites representados pelas condições de contorno de temperatura uniforme ou fluxo de calor uniforme na parede interna da tubulação.

4.2.1 Temperatura de Parede Uniforme

Para o caso de T_W uniforme pode-se escrever

$$\overline{T_W} = \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} T_{W_s} dt = \frac{1}{t_f} \int_{t_s}^{t_u} T_{W_f} dt \quad (4.10)$$

então (4.7) fica

$$h_{TP} = \frac{\overline{T_W} \left[\overline{h_s} t_s + \frac{(\overline{h_f S_f + h_G S_G}) t_f}{\pi D} \right] - \overline{h_s} \int_0^{t_s} T_s dt - \frac{(\overline{h_f S_f + h_G S_G})}{\pi D} \int_{t_s}^{t_u} T_f dt}{t_u \overline{T_W} - \int_0^{t_s} T_s dt - \int_{t_s}^{t_u} T_f dt} \quad (4.11)$$

Em comparação com as diferenças de temperaturas existentes entre a parede da tubulação e os fluidos, pode-se considerar que

$$T_s \approx T_f \quad (4.12)$$

Então, a equação para o cálculo de h_{TP} para o caso de temperatura de parede interna uniforme é dada por

$$h_{TP} = \frac{\overline{h_s} t_s (\overline{T_W} - \overline{T}) + \frac{(\overline{h_f S_f + h_G S_G})}{\pi D} t_f (\overline{T_W} - \overline{T})}{t_u (\overline{T_W} - \overline{T})} \quad (4.13)$$

onde

$$\bar{T} = \int_0^{t_u} T \frac{dt}{t_u} \quad (4.14)$$

A hipótese representada pela equação (4.12) foi recomendada por Barnea e Yacoub [1983] para o escoamento intermitente vertical. Para utilizá-la, os autores se basearam em resultados teóricos obtidos com o seu modelo analítico. Os dados experimentais apresentados por Shoham et alii [1982], confirmam que esta hipótese pode ser utilizada. Nenhuma conclusão pode ser retirada dos resultados experimentais obtidos no presente trabalho, já que as temperaturas de mistura registradas se referiam a pistão de líquido e bolha alongada de gás, sendo que a temperatura do filme de líquido não foi medida.

4.2.2 Fluxo de Calor Uniforme

Para a condição de contorno de fluxo de calor uniforme na parede da tubulação, tem-se que

$$\frac{1}{t_u} \int_0^{t_u} Q dt = \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} Q_s dt = \frac{1}{t_f} \int_0^{t_f} Q_f dt \quad (4.15)$$

Então, a equação (4.7) pode ser escrita da seguinte forma

$$\frac{1}{h_{TP}} = \frac{\frac{1}{t_u} \int_0^{t_s} (T_{Ws} - T_s) dt}{\frac{h_s}{t_s} \int_0^{t_s} (T_{Ws} - T_s) dt} + \frac{\frac{1}{t_u} \int_0^{t_u} (T_{Wf} - T_f) dt}{\frac{h_f S_f + h_G S_G}{\pi D t_f} \int_0^{t_u} (T_{Wf} - T_f) dt} \quad (4.16)$$

Simplificando, chega-se à equação proposta para o cálculo do coeficiente de transferência de calor para o caso de fluxo de calor uniforme na parede interna, dada por

$$\frac{1}{h_{TP}} = \frac{1}{t_u} \left[\frac{t_s}{h_s} + \frac{\pi D t_f}{h_f S_f + h_G S_G} \right] \quad (4.17)$$

4.2.3 Determinação de h_s , h_f e h_G

Os valores instantâneos dos coeficientes de transferência de calor h_s , h_f e h_G podem ser calculados pela equação de Dittus-Boelter, dada por

$$h_j = 0,023 \left(\frac{\rho_j V_j D_j}{\mu_j} \right)^{0,8} \left(\frac{Cp_j \mu_j}{k_j} \right)^n \quad (4.18)$$

onde $n = 0,4$ para aquecimento, $n = 0,3$ para resfriamento e o subscrito j pode se referir a pistão de líquido, filme de líquido ou bolha alongada de gás.

Para o cálculo de h_s , as propriedades do líquido devem ser utilizadas, pois considera-se que esta fase controle o processo de transferência de calor na região do pistão. Shoham et alii [1982] verificaram experimentalmente que o valor de h_s na parte anterior do pistão é cerca de 30% maior que o da parte posterior, devido, provavelmente, à maior turbulência existente na região do vórtice de mistura. Assim, neste trabalho calculou-se h_s durante a passagem do vórtice de mistura por determinada seção transversal através de

$$h_s = 0,030 \left(\frac{\rho_L V_s D}{\mu_L} \right)^{0,8} \left(\frac{Cp_L \mu_L}{k_L} \right)^n \quad (4.19)$$

Shoham et alii [1982] verificaram ainda que o valor experimental de h_f na região anterior do filme de líquido é superior ao calculado através de (4.18). Considera-se que este trecho inicial do filme de líquido estaria sob influência do pistão de líquido, onde o coeficiente de transferência de calor na sua parte inferior é bem maior que o da parte superior. Baseado nos valores experimentais apresentados por Shoham et alii [1982], o presente trabalho propõe que o valor de h_f no trecho inicial do filme de líquido seja admitido como 1,6 vezes maior do que o calculado pela equação (4.18), sendo que o comprimento deste trecho é estimado em $30 D$.

Os valores de \bar{h}_s e de $\overline{h_f S_f} + \overline{h_G S_G}$, definidos pelas equações (4.8) e (4.9), podem então ser calculados, sendo que os valores para velocidades, diâmetros hidráulicos,

perímetros de troca de calor e tempos envolvidos são dados pelo modelo hidrodinâmico desenvolvido na Seção 4.1, e os valores de h_j são calculados pela equação (4.18), com as modificações sugeridas nesta Seção. O diâmetro hidráulico da bolha alongada de gás, D_G , para os cálculos de transferência de calor não é o mesmo que para os cálculos de hidrodinâmica, dado pela equação (2.43), mas sim

$$D_G = \frac{4 A_G}{S_G} \quad (4.20)$$

4.3 Comparação do Modelo com Dados Experimentais

Nesta seção os resultados obtidos através dos modelos desenvolvidos nas Seções anteriores são comparados com os resultados experimentais apresentados no Capítulo 3. Os valores experimentais publicados por outros autores são também verificados.

4.3.1 Comparação com os Dados Experimentais Deste Trabalho

Os resultados obtidos através dos modelos propostos para as características hidrodinâmicas do escoamento e o coeficiente médio de transferência de calor estão mostrados na Tabela 4.11. O cálculo de h_{TF} foi realizado utilizando as duas condições de contorno propostas, já que o experimento não foi realizado nem a temperatura, nem a fluxo de calor uniforme na parede da tubulação.

A Figura 4.2 mostra uma comparação entre os valores para os comprimentos do pistão e do filme de líquido experimentais e calculados. Pode-se observar que os resultados do modelo estão bastante bons e ficam dentro da margem de erro experimental de $\pm 30\%$, conforme calculado no Apêndice A. Entretanto, nota-se que o valor calculado para o

Ponto	l_s [m]	l_f [m]	$\frac{\Delta P}{\Delta x} \left[\frac{Pa}{m} \right]$	R_u	$h_{TP}^1 \left[\frac{W}{m^2 K} \right]$	$h_{TP}^2 \left[\frac{W}{m^2 K} \right]$
01	0,56	4,95	402	0,33	1886	1484
02	0,86	10,15	640	0,23	1994	1339
03	1,57	7,98	704	0,33	2130	1283
04	0,71	5,11	1046	0,26	2785	1943
05	0,58	5,32	1705	0,18	3558	2303
06	1,35	3,66	1231	0,41	3565	2396
07	0,83	3,61	2246	0,26	4742	3076
08	1,02	2,06	2024	0,43	4946	4946
09	0,90	2,70	3540	0,26	6511	4108
10	0,84	3,45	5839	0,17	8640	4511
11	0,64	0,84	3247	0,50	7580	6644
12	0,62	1,12	4969	0,35	9248	7190
13	0,70	0,60	4875	0,52	9894	9051
14	1,16	1,27	7510	0,34	12136	8616
15	1,56	3,29	12477	0,22	15333	7027
16	0,74	0,41	6055	0,56	11104	10487
17	1,04	0,78	8746	0,39	13904	11356
18	1,03	1,16	12422	0,29	16954	11295
19	0,79	0,16	9419	0,58	15071	14810
20	0,88	0,29	12424	0,45	18160	17082

¹a temperatura uniforme.

²a fluxo de calor uniforme.

Tabela 4.11: Resultados do modelo para os pontos experimentais deste trabalho.

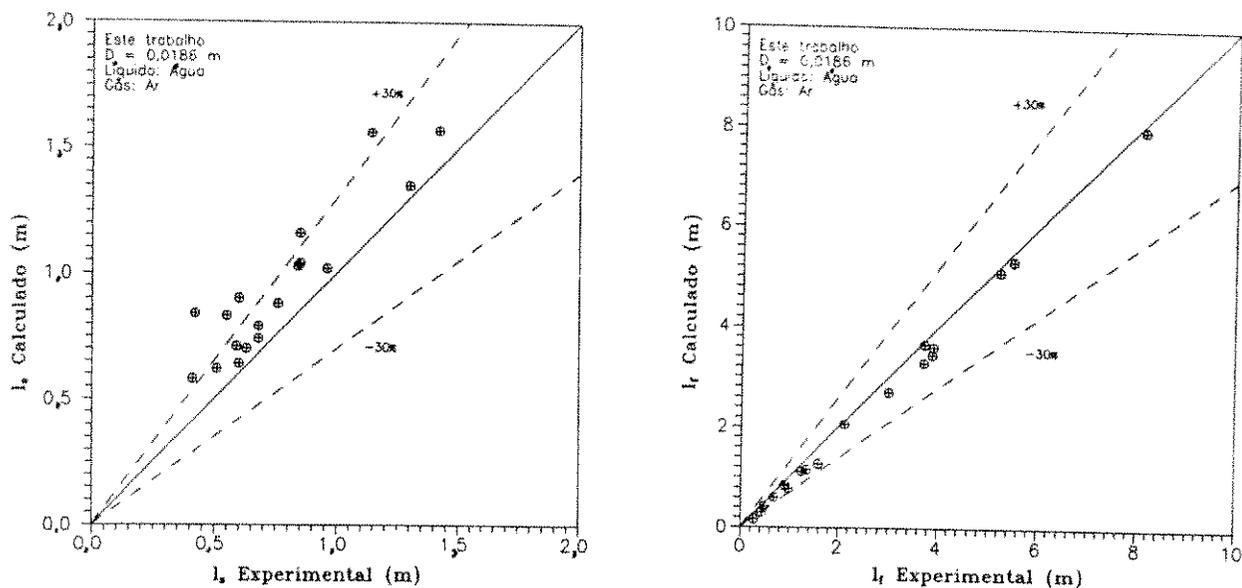


Figura 4.2: Comparação entre valores experimentais e calculados de l_s e l_f . Fonte: Este trabalho.

comprimento do pistão é normalmente maior que o experimental, ocorrendo o contrário com o comprimento do filme de líquido.

Na Figura 4.3 pode-se observar que a fração de líquido média, R_u , foi bem representada pelo modelo, apesar de se notar uma tendência à subestimativa deste valor. Esta tendência cresce com o aumento da vazão de gás para uma mesma vazão de líquido, e também com o aumento da vazão de líquido. Uma explicação para estes resultados pode estar no fato que a fração de líquido no pistão, R_s , essencial na determinação de R_u (equação 2.53), foi obtida através da correlação de Barnea e Brauner [1985], que pode estar levando a valores mais baixos para R_s nas maiores vazões de líquido e gás.

A comparação entre o gradiente axial de pressão experimental e o calculado através do modelo pode ser feita através da Figura 4.4, onde se observa que, para as maiores vazões de líquido e gás, existe uma tendência de se subestimar este valor. Mais uma vez, a explicação pode estar na subestimativa do valor de R_s , já que, como se pode observar das equações (2.59) a (2.62), valores mais baixos de R_s levarão a menores $\Delta P/\Delta x$ calculados.

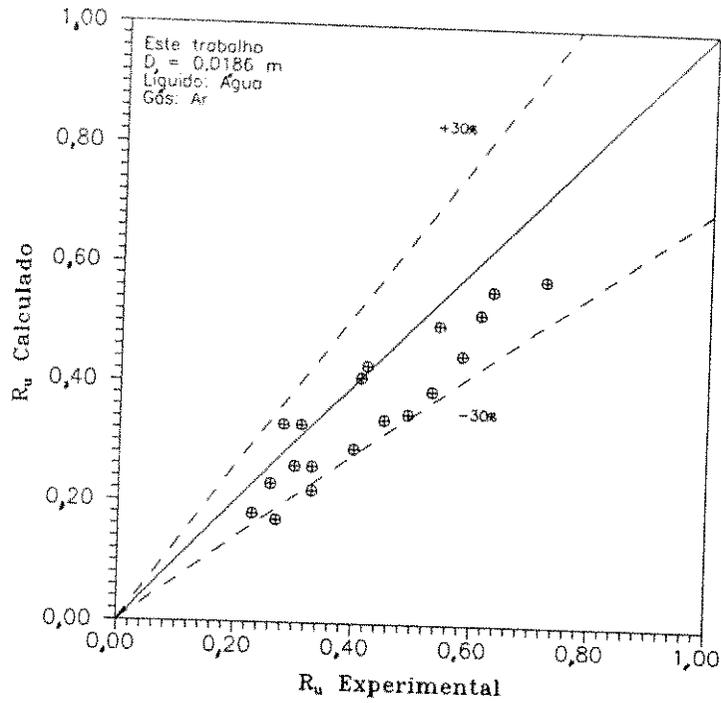


Figura 4.3: Comparação entre valores experimentais e calculados de R_u . Fonte: Este trabalho.

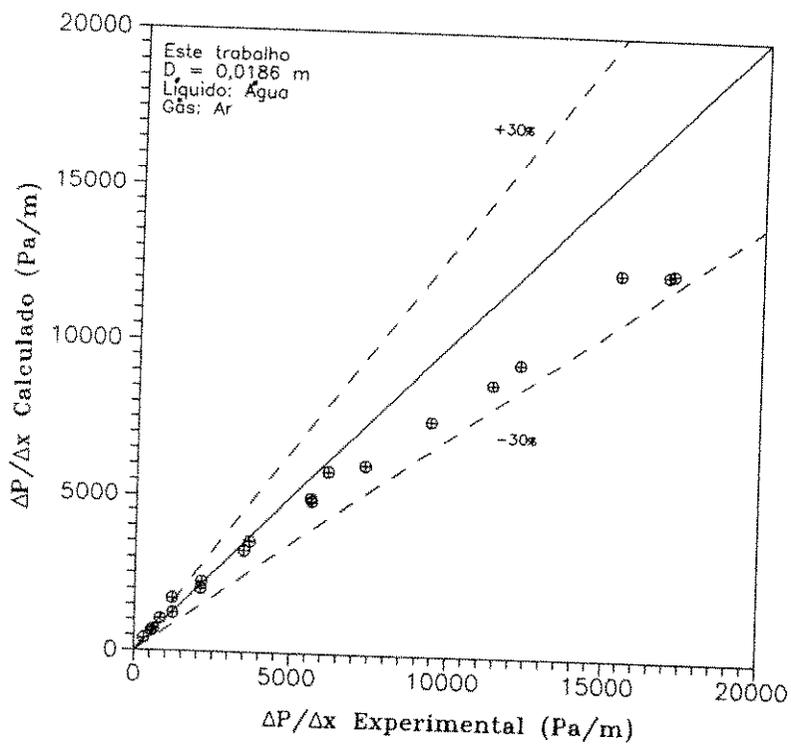


Figura 4.4: Comparação entre valores experimentais e calculados de $\Delta P/\Delta x$. Fonte: Este trabalho.

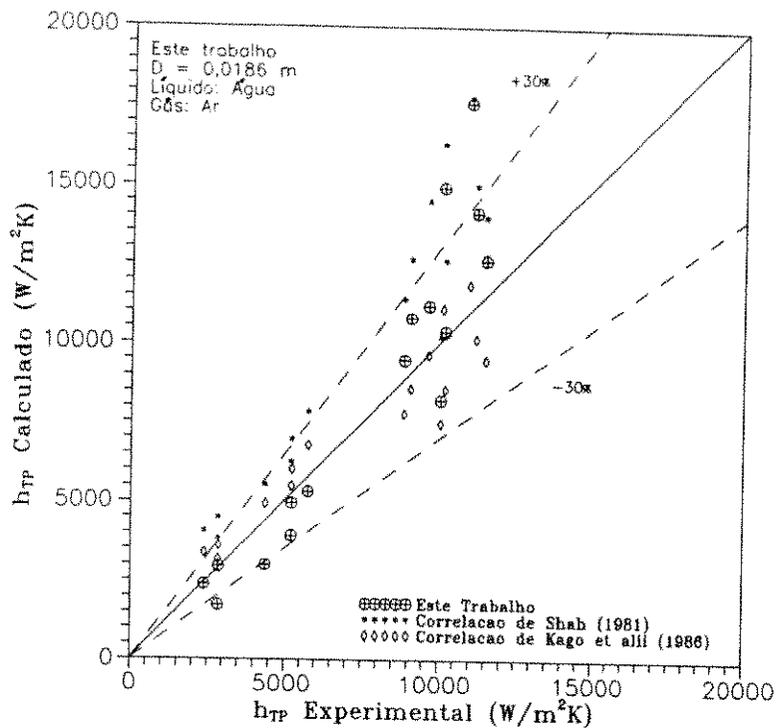


Figura 4.5: Comparação entre valores experimentais e calculados de h_{TP} . Fonte: Este trabalho.

Como o experimento não seguiu nenhuma das duas condições de contorno estudadas, sugere-se que o valor de h_{TP} seja o dado pela média aritmética entre os valores obtidos considerando temperatura uniforme e fluxo de calor uniforme na parede da tubulação. Na Figura 4.5 este valor médio é comparado aos resultados obtidos através das correlações propostas por Shah [1981] e por Kago et alii [1986], sendo que o modelo aqui proposto resulta em desvios da mesma ordem de magnitude dos apresentados pelas correlações. Pode-se observar ainda uma tendência do modelo de subestimar os valores de h_{TP} nas menores velocidades de mistura e de superestimar nas maiores. Isto se deve certamente ao fato que a influência da existência do vórtice de mistura na troca de calor deve ser maior nos escoamentos menos turbulentos, e menor nos mais turbulentos, sendo que o modelo proposto não leva essa possibilidade em conta.

Embora não possa ser observado diretamente das Figuras apresentadas, foi verificado que os maiores desvios relativos entre os valores experimental e calculado, foram encontrados em pontos próximos às fronteiras entre os padrões de escoamento. Estas

fronteiras, mostradas na Figura 3.5, devem ser interpretadas como uma aproximação da região onde ocorre a transição entre os padrões. Assim, próximo a essas linhas já se pode observar algumas das características do padrão de escoamento vizinho, motivo pelo qual o modelo não representa bem estes pontos.

Para todas as variáveis calculadas o desvio com relação ao valor experimental ficou na faixa de $\pm 30\%$.

4.3.2 Comparação com os Dados Experimentais de Outros Autores

Os valores para fração de líquido, gradiente axial de pressão e coeficiente médio de transferência de calor calculados através do modelo proposto neste trabalho foram comparados com os resultados experimentais obtidos por Johnson e Abou-Sabe [1952], King [1952], Fried [1954], Johnson [1955] e Kago et alii [1986]. Assim, tornou-se possível verificar a validade do modelo para diferentes diâmetros de tubulação, diversos tipos de líquido, bem como para as duas condições de contorno desenvolvidas para o cálculo de h_{TP} . Para todos os pontos experimentais, foi feita uma verificação de sua localização no mapa de escoamento de Taitel e Dukler [1976]. Esta verificação foi realizada com o objetivo de eliminar a possibilidade de se utilizar um ponto que não esteja no padrão de escoamento intermitente, uma vez que, além desta definição contar com um alto grau de interpretação pessoal de cada pesquisador, a nomenclatura adotada para os diversos padrões se modificou de 1952 para cá.

Johnson e Abou-Sabe [1952], King [1952] e Fried [1954] trabalharam com água e ar sendo aquecidos por vapor d'água. Os resultados para fração de líquido estão mostrados na Figura 4.6. A tendência anteriormente observada do modelo subestimar o valor de R_u não foi confirmada nestes experimentos. Entretanto, deve ser observado que a vaporização do líquido foi, segundo os autores, bastante significativa, levando a uma redução no valor experimental de R_u . Na Figura 4.7 pode-se verificar a mesma tendência

de redução dos valores calculados para o gradiente axial de pressão nas maiores vazões de líquido e gás anteriormente observada. Notar que os valores de gradiente axial de pressão experimentais considerados não levam em conta a perda de carga advinda da variação da quantidade de movimento devido à vaporização da água. Para o cálculo de h_{TP} utilizou-se o modelo proposto para a condição de temperatura uniforme na parede interna da tubulação, pois a forma como a mistura bifásica foi aquecida sugere que esta condição aproximadamente se verifique. Os resultados ficaram bastante próximos do valor experimental, mas confirmaram a tendência já observada do modelo subestimar h_{TP} nas vazões mais baixas de líquido e gás e de superestimar nas mais altas. Na Figura 4.8 são mostrados os resultados obtidos para h_{TP} através do modelo proposto e das correlações de Shah [1981] e de Kago et alii [1986].

Johnson [1955] trabalhou com óleo e ar escoando em uma tubulação de 0,0187 m de diâmetro interno, sendo aquecidos por vapor d'água. As variáveis medidas foram o gradiente axial de pressão e o coeficiente médio de transferência de calor. O modelo utilizado para o cálculo de h_{TP} foi novamente o proposto para a condição de temperatura uniforme na parede interna da tubulação. Os resultados estão mostrados nas Figuras 4.9 e 4.10, onde se pode observar o excelente desempenho do modelo também para o caso de óleo utilizado como líquido na mistura bifásica.

Kago et alii [1986] trabalharam com uma tubulação de diâmetro interno igual a 0,0515 m, bem maior que os diâmetros até agora investigados. Os fluidos foram aquecidos através da imposição de um fluxo de calor uniforme na parede externa da tubulação. O gás na mistura bifásica foi sempre o ar, entretanto, diferentes tipos de líquido foram utilizados. Na Tabela 4.12 estão mostradas as propriedades físicas dos 4 tipos de líquido escolhidos para serem testados. Os resultados obtidos para fração de líquido (Figura 4.11) e para gradiente axial de pressão (Figura 4.12) não apresentam a mesma tendência observada nos experimentos já analisados. Entretanto, os valores de R_s , calculados através da correlação de Barnea e Brauner [1985], não mostraram uma queda acentuada com o aumento das vazões, como acontecia nos casos anteriores, sugerindo que esta correlação

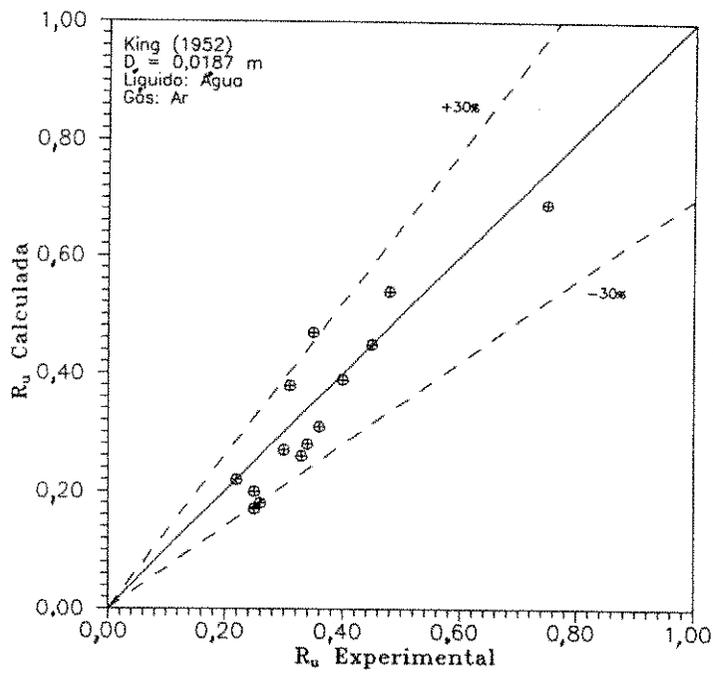
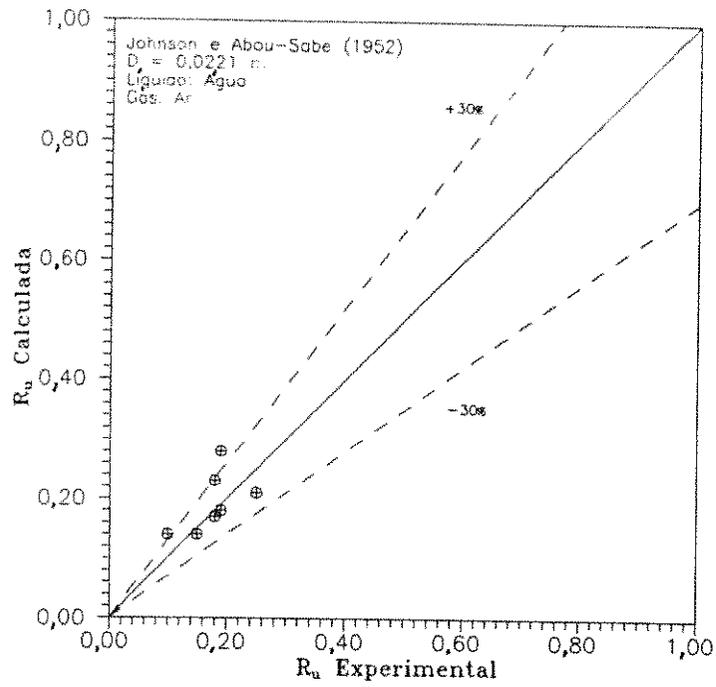


Figura 4.6: Comparação entre valores experimentais e calculados de R_u . Fontes: Johnson e Abou-Sabe [1952] e King [1952].

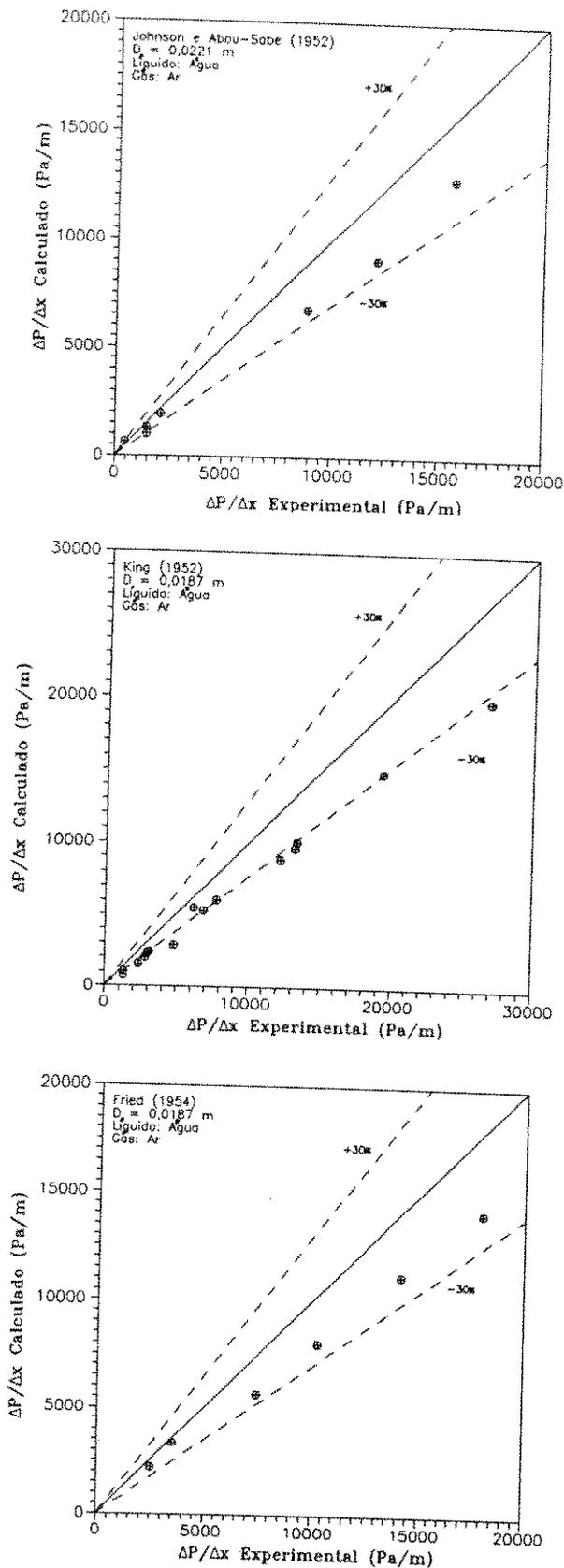


Figura 4.7: Comparação entre valores experimentais e calculados de $\Delta P/\Delta x$. Fontes: Johnson e Abou-Sabe [1952], King [1952] e Fried [1954].

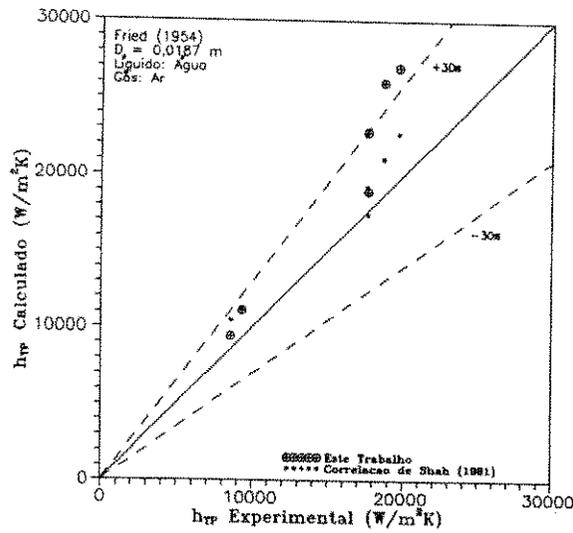
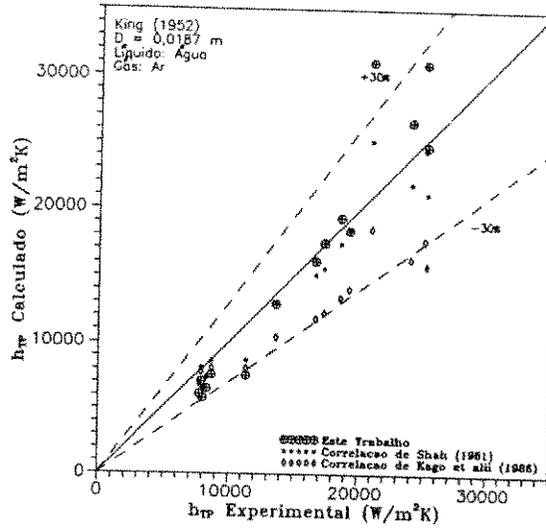
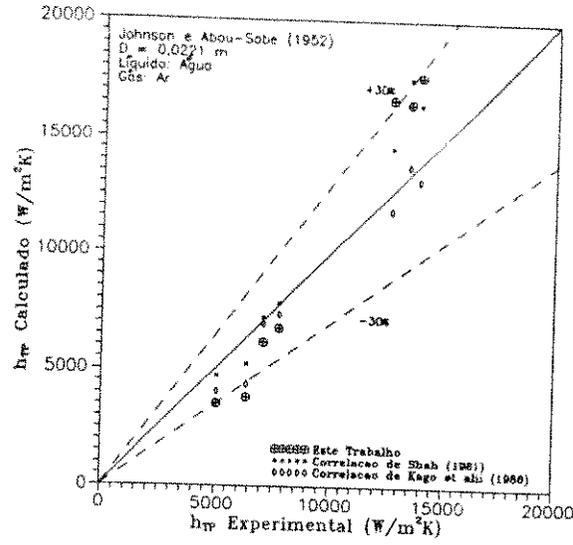


Figura 4.8: Comparação entre valores experimentais e calculados de h_{TP} . Fontes: Johnson e Abou-Sabe [1952], King [1952] e Fried [1954].

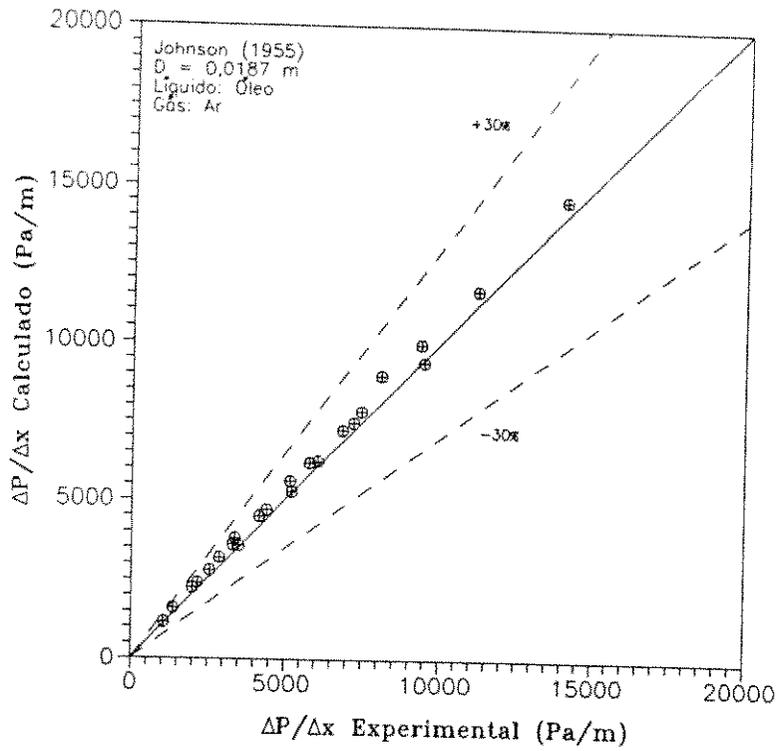


Figura 4.9: Comparação entre valores experimentais e calculados de $\Delta P/\Delta x$. Fonte: Johnson [1955].

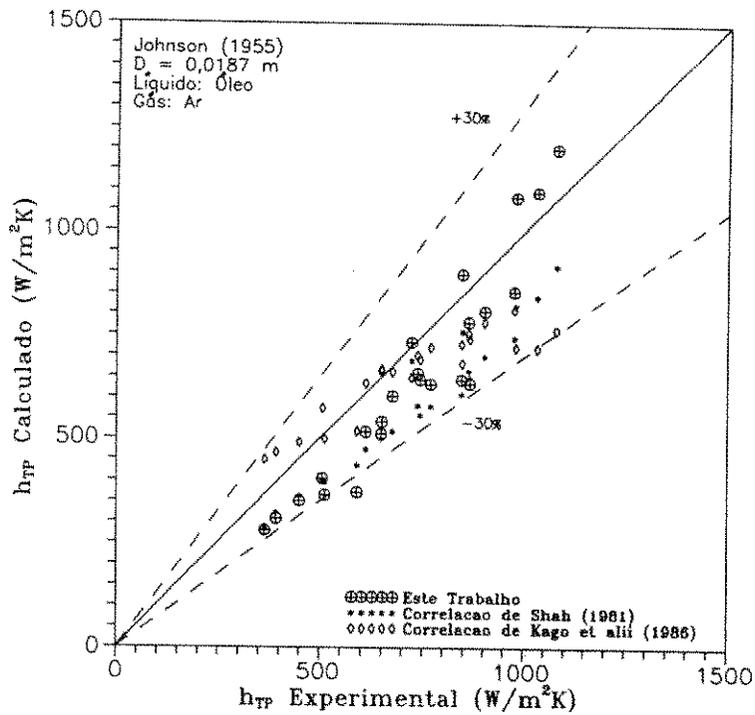


Figura 4.10: Comparação entre valores experimentais e calculados de h_{TP} . Fonte: Johnson [1955].

Líquido	ρ_L [kg/m ³]	ν_L [kg/m s]	k_L [W/m K]	C_{pL} [J/kg K]	σ [N/m]
Água	1000	0,00090	0,615	4200	0,070
Água + CMC (1)	1000	0,04900	0,615	4200	0,079
Água + CMC (2)	1000	0,00550	0,615	4200	0,079
Água + Brij-92	1000	0,00095	0,610	4200	0,027

Tabela 4.12: Propriedades físicas dos líquidos utilizados por Kago et alii [1986]

apresente melhores resultados quando aplicada a maiores diâmetros de tubulação. Para o cálculo de h_{TP} , o modelo utilizado foi o proposto para a condição de fluxo de calor uniforme na parede interna da tubulação. Os resultados experimentais de h_{TP} são muito próximos uns dos outros, já que somente uma vazão de líquido foi utilizada, o que tornou impossível a detecção de alguma tendência para os valores calculados pelo modelo. Os resultados obtidos para R_u , $\Delta P/\Delta x$ e h_{TP} mostram que o modelo apresenta um bom desempenho para os diferentes tipos de líquido utilizados.

A mesma faixa de erro de $\pm 30\%$ anteriormente verificada, foi encontrada nesta comparação dos resultados obtidos através do modelo e os valores experimentais publicados pelos autores citados. Este resultado é bastante animador, tendo em vista a diversidade de fluidos, diâmetros e formas de aquecimento da mistura bifásica testados, e considerando a aleatoriedade típica do escoamento intermitente.

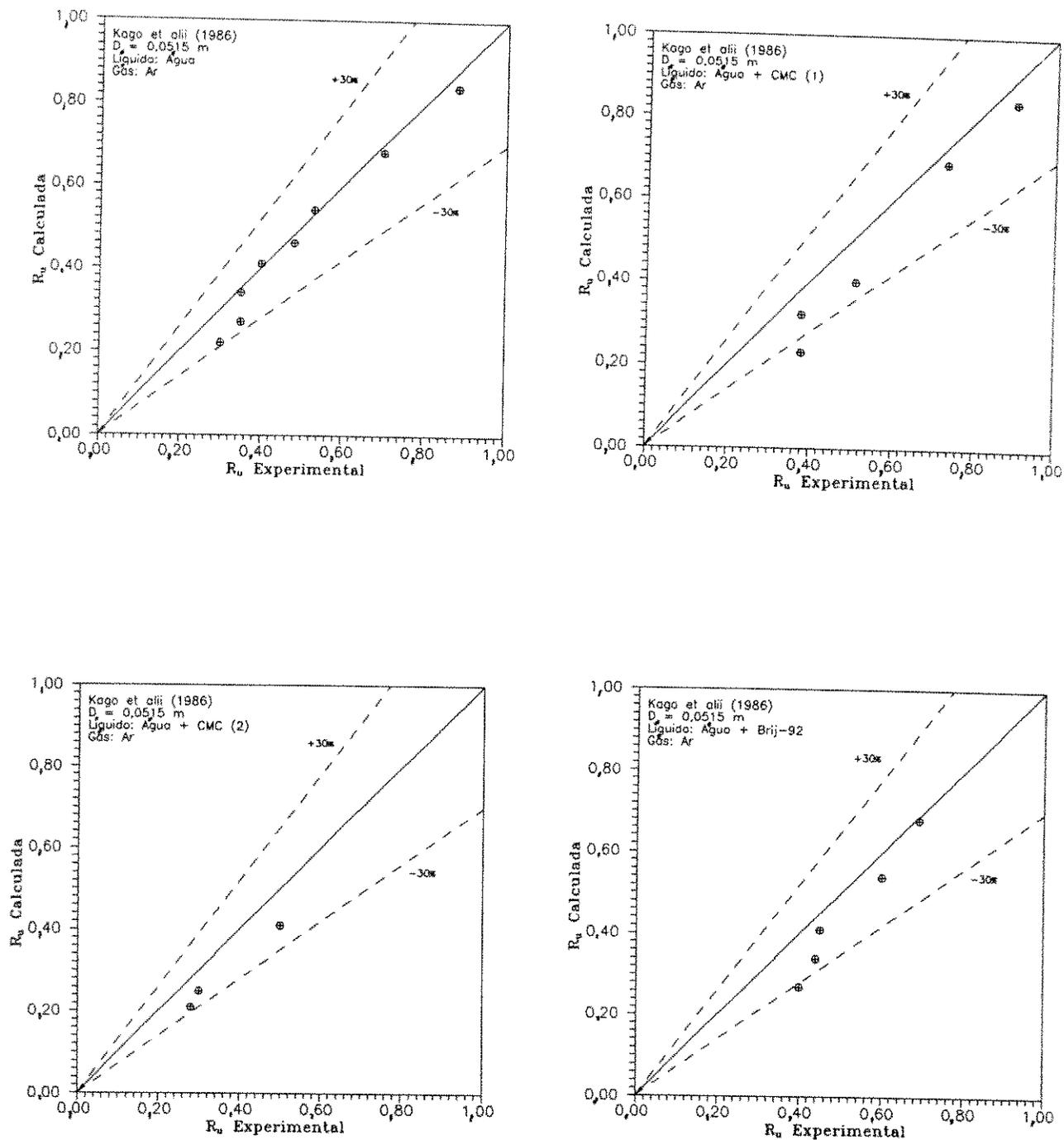


Figura 4.11: Comparação entre valores experimentais e calculados de R_u . Fonte: Kago et alii [1986].

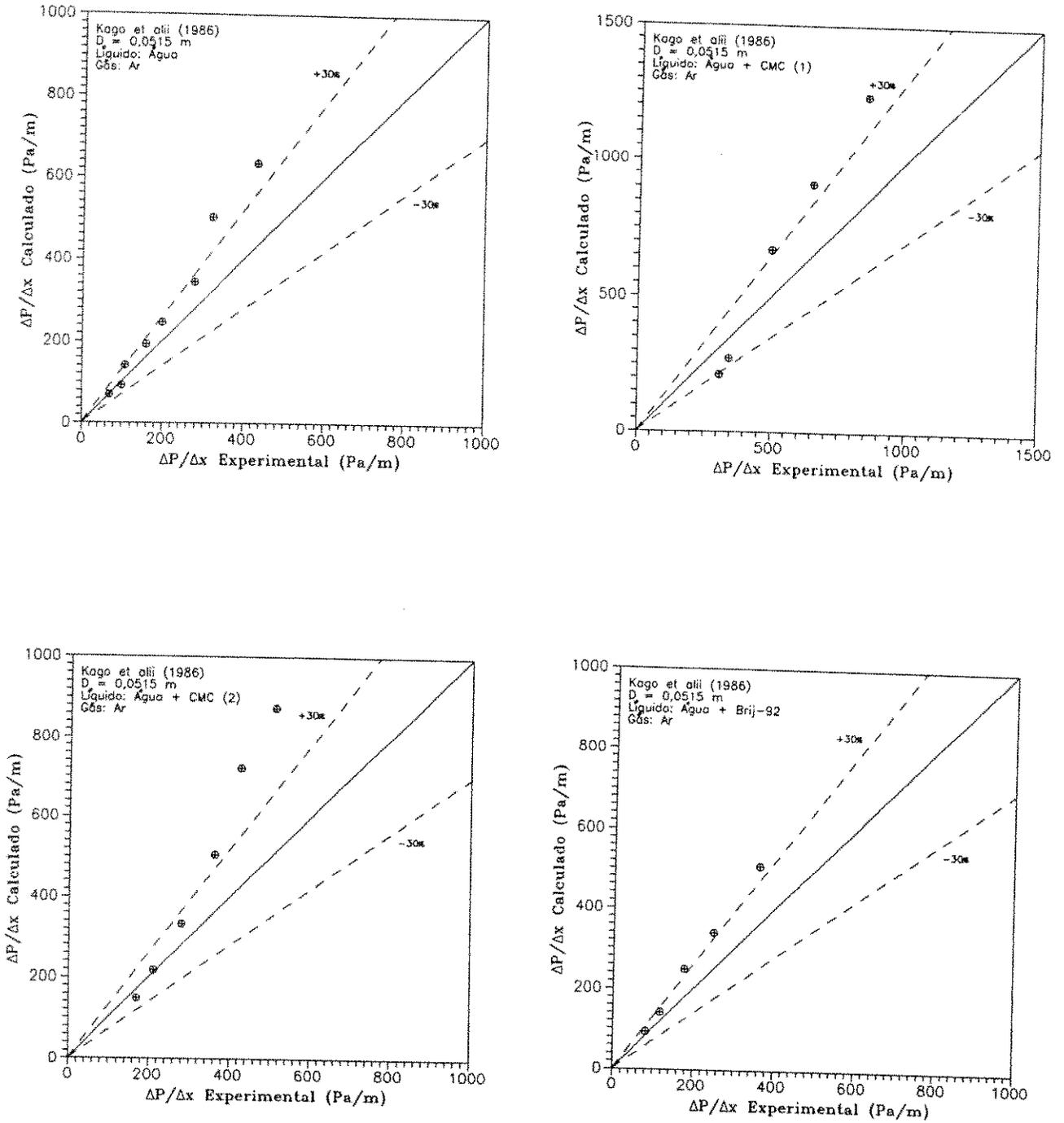


Figura 4.12: Comparação entre valores experimentais e calculados de $\Delta P/\Delta x$. Fonte: Kago et alii [1986].

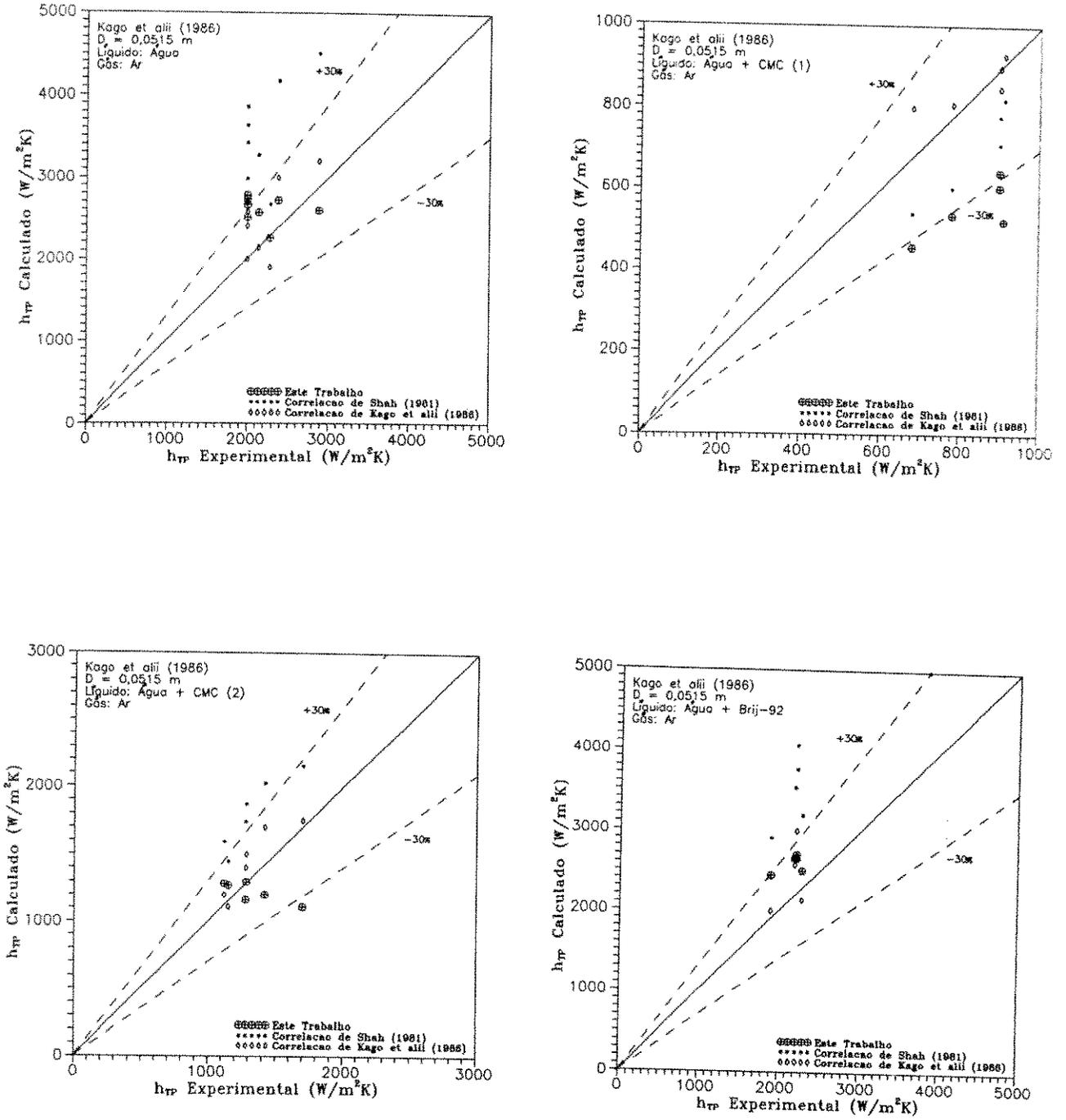


Figura 4.13: Comparação entre valores experimentais e calculados de h_{TP} . Fonte: Kago et alii [1986].

CAPÍTULO V

CONCLUSÃO

Neste trabalho foi desenvolvido um método para o cálculo do coeficiente médio de transferência de calor no escoamento horizontal intermitente, baseado no conhecimento das suas características hidrodinâmicas.

Com o objetivo de definir o método a ser utilizado para a determinação das características hidrodinâmicas do escoamento, os diversos modelos existentes foram comparados a resultados experimentais. O método escolhido se baseia no proposto por Taitel e Barnea [1990], com as seguintes modificações:

- Considerar a espessura do filme de líquido constante no balanço de massa da equação (2.25), pois desta forma foram obtidos os melhores resultados;
- Possibilidade de se utilizar a frequência de ocorrência do pistão de líquido, ao invés do comprimento do mesmo, como parâmetro de entrada do algoritmo computacional.

A obtenção experimental das características hidrodinâmicas do escoamento permitiu não só a validação do modelo escolhido, mas também a comparação entre as diversas correlações para o cálculo de V_t e ν_s . Para o cálculo de V_t optou-se pela utilização

da correlação de Taitel e Barnea [1990], enquanto que para ν_s , a correlação que apresentou os melhores resultados foi a proposta por Hill e Wood [1990].

Para o cálculo do coeficiente médio de transferência de calor, deve-se primeiramente analisar se uma das duas condições de contorno sugeridas é verificada: temperatura uniforme ou fluxo de calor uniforme na parede interna da tubulação. Caso o fenômeno não satisfaça nenhuma dessas condições, é sugerido, devido à dificuldade em se obter uma aproximação mais consistente, que o valor a ser considerado para h_{TP} seja o dado pela média aritmética entre os valores obtidos para cada uma delas.

Para todas as variáveis analisadas, a saber, comprimentos de pistão e de filme de líquido, fração de líquido média, gradiente axial de pressão e coeficiente médio de transferência de calor, os erros apresentados pelo método proposto neste trabalho situaram-se na faixa de $\pm 30\%$ – um resultado satisfatório considerando-se a característica aleatória do escoamento intermitente. É importante frisar que o método foi testado para os mais diversos tipos de líquido, diâmetros de tubulação, sentidos do fluxo de calor e condições de contorno na parede interna da tubulação, não sendo registrada, até o presente momento, nenhuma restrição à sua utilização.

Não se pode deixar de incluir entre os méritos deste trabalho os próprios projeto e montagem do aparato experimental, bem como a calibração e aferição dos equipamentos utilizados. Esta instalação se mostrou confiável na obtenção dos dados experimentais necessários, apresentando uma margem de erro suficientemente pequena, conforme o exposto no Apêndice A. No decorrer dos experimentos, entretanto, foram levantadas algumas sugestões para melhoria das suas características, a saber:

- Instalar as sondas de condutividade verticalmente a uma distância de 0,1 m uma da outra. Esta modificação aumentará a precisão na obtenção dos dados de V_l e evitará o problema de vibração excessiva nas maiores velocidades de mistura.
- Instalar uma tomada que permita a purga do ar nos pontos mais altos da tubulação de alimentação de água para a mistura bifásica. Assim se espera conseguir um

escoamento monofásico no trocador de calor, essencial para uma melhor verificação do sistema de medição de temperaturas.

- Substituir a placa de aquisição de dados DT 2801-A por uma que seja capaz de registrar diretamente os sinais enviados pelos termopares em mV. Isto tornaria desnecessária a utilização do amplificador AMPLI10, uma vez que este é muito sensível às variações da temperatura ambiente.
- Substituir os termopares utilizados por outros mais longos, de forma a permitir que as juntas de referência fiquem todas em um só recipiente com gelo. Tal providência evitaria possíveis pequenas diferenças de temperatura entre os dois recipientes utilizados, não detectadas pelos termômetros empregados nesta verificação.

Diversos caminhos podem ser seguidos na continuação desta pesquisa, entre os quais podem ser destacados os seguintes:

- Continuar a obtenção de dados experimentais, verificando a influência da mudança do líquido utilizado na mistura bifásica e da variação do ângulo de inclinação da tubulação. Outros padrões de escoamento podem também ser estudados. O aparato experimental construído pode continuar sendo utilizado com estes objetivos.
- Desenvolver um dispositivo que permita a obtenção experimental da fração de líquido no pistão, R_s , já que foi levantada a possibilidade da correlação utilizada para a sua determinação estar subestimando seu valor nas maiores vazões de líquido e gás.
- Modificar o modelo proposto com o objetivo de eliminar a tendência de subestimativa no valor de h_{TP} nas vazões mais baixas, e de superestimativa nas mais altas. Como foi visto na Seção 4.3, espera-se que a influência da existência do vórtice de mistura no h_{TP} , seja maior nos escoamentos de menores velocidades de mistura. Deve-se, portanto, procurar quantificar a influência do vórtice de mistura no valor de h_{TP} .

- Considerar na análise do filme de líquido, a possibilidade de existência de interfaces curvas nos escoamentos com maiores diferenças de velocidades entre o filme de líquido e a bolha alongada de gás.
- Obter experimentalmente valores instantâneos para os coeficientes de transferência de calor em cada uma das regiões em que se divide uma unidade do escoamento intermitente. Isso permitirá um aprimoramento do método proposto para o cálculo de h_{TP} . A instalação existente não é capaz de fornecer estes dados, já que ela foi projetada para a determinação de valores médios para h_{TP} .

Nomenclatura

A	área [m^2]
B	função definida pela equação (2.23)
Bo	número de Bond
C	razão definida na equação (2.6)
C_o	parâmetro de distribuição
C_p	calor específico a pressão constante [$J/kg K$]
D	diâmetro ou diâmetro hidráulico [m]
f	coeficiente de atrito
F	vazão volumétrica [m^3/s]
Fr	número de Froude
g	aceleração da gravidade [m/s^2]
h	coeficiente de transferência de calor [$W/m^2 K$]
\bar{h}	média temporal de h [$W/m^2 K$]
$\bar{h} \bar{S}$	média temporal de condutância térmica [$W/m K$]
k	condutividade térmica [$W/m K$]
l	comprimento [m]
m	vazão mássica [kg/s]
m_x	vazão mássica do líquido anexado ao pistão [kg/s]
P	pressão [Pa]
\bar{P}	pressão média [Pa]
Pr	número de Prandtl
R	fração de líquido
Re	número de Reynolds
q	fluxo de calor [W]
Q	fluxo de calor por unidade de comprimento [W/m]

S	perímetro [m]
t	tempo [s]
T	temperatura [K]
\bar{T}	temperatura média [K]
U	velocidade com relação a V_t [m/s]
U_{GS}	velocidade superficial do gás [m/s]
U_{LS}	velocidade superficial do líquido [m/s]
V	velocidade [m/s]
V_b	velocidade relativa entre a bolha alongada de gás e o pistão de líquido [m/s]
V_d	velocidade de deslizamento [m/s]
V_s	velocidade de mistura [m/s]
V_t	velocidade de translação do pistão [m/s]
W	função definida pela equação (2.22)
x	distância [m]

Letras Gregas:

β	ângulo de inclinação da tubulação [rad]
δ	altura ou espessura do filme de líquido [m]
ψ	variável adimensional definida em (2.20)
Ψ	raiz quadrada da razão h_{TP}/h_L
Φ	raiz quadrada da razão $\Delta P_{TP}/\Delta P_L$
λ	fração de líquido desconsiderando deslizamento. Equação (2.73)
μ	viscosidade dinâmica [$Pa s$]
ν_s	frequência de ocorrência do pistão de líquido [Hz]
ρ	densidade [kg/m^3]
σ	tensão superficial [N/m]
τ	tensão de cisalhamento [N/m^2]
θ	ângulo definido pela Figura 2.2 [rad]

ξ	definido pela equação (2.17) [<i>rad</i>]
Γ	função densidade de fase
Σ	número de Eötvos

Subscritos:

ac	aceleração
at	atrito
AG	água gelada
B	bolha dispersa de gás
e	final do filme de líquido (“end”)
E	equilíbrio
exp	experimental
ext	externo
f	filme de líquido
g	gravitacional
G	gás
i	interface
j	refere-se a pistão, filme de líquido ou bolha de gás
L	líquido
m	vórtice de mistura
M	mistura
s	pistão de líquido (“slug”) início do filme de líquido (“start”)
TP	bifásico (“two-phase”)
u	unidade do escoamento intermitente

Sobrescritos:

min mínimo

max máximo

T transição de padrão de escoamento intermitente/bolhas dispersas

Bibliografia

- Andreussi, P. e Bendiksen, K.: "An Investigation of Void Fraction in Liquid Slugs for Horizontal and Inclined Gas - Liquid Pipe Flow", *Int. J. Multiphase Flow*, **15**,(6), 937-946 (1986).
- Barnea, D. e Brauner, N.: "Holdup of the Liquid Slug in Two Phase Intermittent Flow", *Int. J. Multiphase Flow*, **11**, (1), 43-49 (1985).
- Barnea, D. e Yacoub, N.: "Heat Transfer in Vertical Upwards Gas-Liquid Slug Flow", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **26**, (9), 1365-1376 (1983).
- Bendiksen, K.: "An Experimental Investigation of the Motion of Long Bubbles in Inclined Tubes", *Int. J. Multiphase Flow*, **10**, (4), 467-483 (1984).
- Benedict, R.P., "Fundamentals of Temperature, Pressure and Flow Measurements", 2 ed., John Wiley & Sons (1972), p. 73 a 135.
- Cohen, S.L. e Hanratty, T.J.: "Effects of Waves at a Gas-Liquid Interface on a Turbulent Air Flow", in: Taitel, Y. e Dukler, A.E.: "A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow", *AIChE J.*, **22**, (1), 47-54 (1976).
- Dukler, A.E. e Hubbard, M.G.: "A Model for Gas-Liquid Slug Flow in Horizontal and Near Horizontal Tubes", *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **14**, (4), 337-347 (1975).
- Dukler, A.E., Maron, D.M. e Brauner, N.: "A Physical Model for Predicting the Minimum Stable Slug Length", *Chem. Engng. Sci.*, **40**, (8), 1379-1385 (1985).
- Fedotkin, I.M. e Zarudnev, L.P.: "Correlation of Experimental Data on Local Heat Transfer in Heating of Air-Liquid Mixtures in Pipes", *Heat Transfer - Soviet Research*, **2**, (1), 175-181 (1970).

- Ferschneider, G.: "Ecoulement Diphasiques Gas-Liquide á Poches et á Bouchon en Conduit", in: Andreussi, P. e Bendiksen, K.: "An Investigation of Void Fraction in Liquid Slugs for Horizontal and Inclined Gas - Liquid Pipe Flow", *Int. J. Multiphase Flow*, **15**,(6), 937-946 (1986).
- Fried, L.: "Pressure Drop and Heat Transfer for Two-Phase Two-Component Flow", *Chem. Engng. Prog. Symp. Series*, **50**, (9), 47-51 (1954).
- Gregory, G.A. e Scott, D.S.: "Correlation of Liquid Slug Velocity and Frequency in Horizontal Cocurrent Gas-Liquid Slug Flow", *AIChE Journal*, **15**, (6), 933-935 (1969).
- Gregory G.A., Nicholson M.K. e Aziz K.: "Correlation of the Liquid Volume Fraction in the Slug for Horizontal Gas Liquid Slug Flow", *Int. J. Multiphase Flow*, **4**, 33-39 (1978)
- Greskovich, E.J. e Shrier, A.L.: "Slug Frequency in Horizontal Gas-Liquid Slug Flow", *Ind. Eng. Chem. Process Des. Develop.*, **11**, (2), 317-318 (1972).
- Hill, T.J. e Wood, D.G.: "A New Approach to the Prediction of the Slug Frequency", *65th Annual Technical Conference and Exhibition of SPE*, 141-147 (1990).
- Hughmark, G.A.: "Holdup and Heat Transfer in Horizontal Slug Gas-Liquid Flow", *Chem. Engng. Sci.*, **20**, 1007-1010 (1965).
- Johnson, H.A.: "Heat Transfer and Pressure Drop for Viscous Turbulent Flow of Oil-Air Mixtures in a Horizontal Pipe", *Trans. ASME*, **77**, 1257-1264 (1955).
- Johnson, H.A. e Abou-Sabe, A.H.: "Heat Transfer and Pressure Drop for Turbulent Flow of Air-Water Mixtures in a Horizontal Pipe", *Trans. ASME*, **74**, 977-987 (1952).
- Kago, T., Saruwatari, T., Kashima, M., Morooka, S. e Kato, Y.: "Heat Transfer in Horizontal Plug and Slug Flow for Gas-Liquid and Gas-Slurry Systems", *J. Chem. Engng. Japan*, **19**, (2), 125-131 (1986).

- Katsuhara, T. e Kazama, T.: "Heat Transfer in Two-Phase Flow of Mixtures of Air and Water", in: Kago, T., Saruwatari, T., Kashima, M., Morooka, S. e Kato, Y.: "Heat Transfer in Horizontal Plug and Slug Flow for Gas-Liquid and Gas-Slurry Systems", *J. Chem. Engng. Japan*, bf 19, (2), 125-131 (1986).
- King, C.D.G.: "Heat Transfer and Pressure Drop in a 0.737 inch I.D. Horizontal Pipe", in: Johnson, H.A. e Abou-Sabe A.H.: "Heat Transfer and Pressure Drop for Turbulent Flow of Air-Water Mixtures in a Horizontal Pipe", *Trans. ASME*, 74, 977-987 (1952).
- Kokal, S.L. e Stanislav, J.F.: "An Experimental Study of Two-Phase Flow in Slightly Inclined Pipes - II. Liquid Holdup and Pressure Drop", *Chem. Engng. Sci.*, 44, (3), 681-693 (1989).
- Kosorotov, M.A., "Heat Transfer to Water/Air Flow With a Low Air Content", *Teploenergetika*, 21, (9), 29-31 (1974).
- Kropholler, H.W. e Carr, A.D.: "Prediction on Heat and Mass Transfer Coefficients for Turbulent Flow in Pipes at All Values of Prandtl and Schmidt Numbers", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 5, 1191-1205 (1962).
- Kvernold, O., Vindoy, V., Sontvedt, T., Saasen, A. e Selmer-Olsen, S.: "Velocity Distribution in Horizontal Slug Flow", *Int. J. Multiphase Flow*, 10, (4), 441-457 (1984).
- Lunde, K.E., "Heat Transfer and Pressure Drop in Two Phase Flow", *Chem. Engng. Prog. Symp. Ser.*, 57, (32), 104-110 (1961)
- Malnes, D.: "Slug Flow in Vertical, Horizontal and Inclined Pipes", in: Andreussi, P. e Bendiksen, K.: "An Investigation of Void Fraction in Liquid Slugs for Horizontal and Inclined Gas - Liquid Pipe Flow", *Int. J. Multiphase Flow*, 15,(6), 937-946 (1986).

- Nicholson, M.K., Aziz, K. e Gregory, G.A.: "Intermittent Two Phase Flow in Horizontal Pipes: Predictive Models", *Can. J. Chem. Engng.*, **56**, 653-663 (1978).
- Nicklin, D.J.: "Two-Phase Bubble Flow", *Chem. Engng. Sci.*, **17**, 693-702 (1962).
- Niu, T.H. e Dukler, A.E.: "Heat Transfer During Gas-Liquid Slug Flow in Horizontal Tubes", Proceedings of SCNI Specialists Meeting, Toronto, Aug. (1976).
- Oliver, D.R. e Wrigth, S.J.: "Pressure Drop and Heat Transfer in Gas Liquid Slug Flow in Horizontal Tubes", *Br. Chem. Engng.*, **9**, (9), 590-596 (1964).
- Scott, S.L. e Kouba, G.E.: "Advances in Slug Flow Characterization for Horizontal and Slightly Inclined Pipelines", *65th Annual Conference and Exhibition of SPE* (1990).
- Shah, M.M.: "Generalized Prediction of Heat Transfer During Two Component Gas-Liquid Flow in Tubes and Other Channels", *AIChE Symp. Series*, **77**, 140-151 (1981).
- Shaharabanny, O.: "Experimental Investigation of Heat Transfer in Slug Flow in Horizontal Tubes", in: Barnea, D. e Yacoub, N.: "Heat Transfer in Vertical Upwards Gas-Liquid Slug Flow", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **26**, (9), 1365-1376 (1983).
- Shoham, O., Dukler, A.E. e Taitel, Y.: "Heat Transfer During Intermittent/Slug Flow in Horizontal Tubes", *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **21**, (3), 313-319 (1982).
- Taitel, Y. e Barnea, D.: "A Consistent Approach for Calculating Pressure Drop in Inclined Slug Flow", *Chem. Engng. Sci.*, **45**, (5), 1199-1206 (1990).
- Taitel, Y. e Dukler, A.E.: "A Model for Slug Frequency During Gas-Liquid Flow in Horizontal and Near Horizontal Pipes", *Int. J. Multiphase Flow*, **3**, 585-596 (1977).
- Taitel, Y. e Dukler, A.E.: "A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow", *AIChE J.*, **22**, (1), 47-54 (1976).

- Tronconi, E.: "Prediction of Slug Frequency in Horizontal Two-Phase Slug Flow", *AIChE J.*, **36**, (5), 701-709 (1990).
- Zuber, N, e Findlay, J.A.: "Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems", *J. Heat Transfer*, **87**, 453-468 (1965).

APÊNDICE A

ANÁLISE DE ERROS E INCERTEZAS

As variáveis obtidas no experimento foram fração de líquido, R_u , queda de pressão, ΔP_u , frequência de ocorrência do pistão, ν_s , velocidade de translação do pistão, V_t , comprimentos do pistão de líquido, l_s , e do filme de líquido, l_f , e coeficiente médio de transferência de calor, h_{TP} . Neste Apêndice A serão estimados os erros envolvidos na obtenção de cada uma destas variáveis. Além destes, é importante conhecer-se também o erro envolvido na medição das vazões de líquido e gás utilizadas, pois estes valores são de fundamental importância nos cálculos efetuados através dos modelos propostos.

Uma dada variável V é normalmente obtida através da medição das variáveis independentes x_i , sendo que V e x_i estão relacionados pela função f na forma

$$V = f(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n) \quad (\text{A.1})$$

O limite de erro, ΔV , pode então ser estimado através da expansão em série de Taylor da função f em torno do valor esperado de V , truncada para os termos de primeira ordem, ou seja,

$$\Delta V = \Delta x_1 \left| \left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \right) \right| + \Delta x_2 \left| \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \right) \right| + \dots + \Delta x_i \left| \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right) \right| + \dots + \Delta x_n \left| \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \right) \right| \quad (\text{A.2})$$

onde Δx_i é o erro máximo envolvido na medição da variável independente x_i .

As vazões foram medidas através de rotâmetros aferidos da forma exposta na Seção 3.2. Estima-se que o erro envolvido na medição destas vazões seja da ordem de $\pm 3\%$.

Erro na Obtenção de R_u

O valor de R_u é obtido através de

$$R_u = \frac{V_L}{V_T} \quad (\text{A.3})$$

onde V_T é o volume total do trecho isolado pelas válvulas A e B da Figura 3.1 e V_L é o volume de líquido drenado deste trecho.

O valor de V_T é dado por

$$V_T = \frac{\pi D^2}{4} L$$

onde D é o diâmetro interno da tubulação e L é o comprimento do trecho isolado. A equação (A.3) pode então ser reescrita como

$$R_u = V_L \left(\frac{4}{\pi D^2 L} \right) \quad (\text{A.4})$$

As precisões nas medições de V_L , D e L são estimadas em:

$$\Delta V_L = \pm 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ (metade da menor divisão da escala);}$$

$$\Delta D = \pm 0,0002 \text{ m (maior diferença para a média em 5 medidas);}$$

$$\Delta L = \pm 0,005 \text{ m (dificuldades para medição com trena).}$$

As derivadas parciais são dadas por

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial R_u}{\partial V_L} \right| &= \frac{4}{\pi D^2 L} \\ \left| \frac{\partial R_u}{\partial D} \right| &= \frac{8 V_L}{\pi D^3 L} \\ \left| \frac{\partial R_u}{\partial L} \right| &= \frac{4 V_L}{\pi D^2 L^2} \end{aligned}$$

Utilizando estes valores em (A.2), chega-se então a

$$\Delta R_u = \pm(0,0074 + 16,6 V_L) \quad (\text{A.5})$$

Através da utilização da equação (A.5) em alguns dos pontos experimentais, pode-se concluir que o erro na obtenção de R_u é da ordem de $\pm 5\%$.

Erro na Obtenção de ΔP_u

O valor de ΔP_u é calculado através de

$$\Delta P_u = \frac{M DF_i}{4095} \quad (\text{A.6})$$

onde M é a média dos valores registrados pela PLACA3 (que pode variar entre 0 e 4095) e DF_i é o valor para o qual o demodulador está calibrado para dar na saída o sinal máximo, que depende do diafragma que está sendo utilizado. Para os pontos 1 a 6, o diafragma utilizado foi o #36, com o valor de $DF_1=19618$ Pa. Para os pontos 7 a 14 e 16, o diafragma foi o #40, com $DF_2=89607$ Pa. Para os demais pontos utilizou-se o diafragma #48, com $DF_3=344463$ Pa. As precisões nas medições de DF_i e M são dadas por

$$\Delta DF_1 = \pm 87 \text{ Pa (0,25\% do fundo de escala);}$$

$$\Delta DF_2 = \pm 215 \text{ Pa (0,25\% do fundo de escala);}$$

$$\Delta DF_3 = \pm 1375 \text{ Pa (0,25\% do fundo de escala);}$$

$$\Delta M = \pm 10 \text{ (estimativa de ruído no conversor AD).}$$

As derivadas parciais são dadas por

$$\left| \frac{\partial P_u}{\partial DF_i} \right| = \frac{M}{4095}$$

$$\left| \frac{\partial P_u}{\partial M} \right| = \frac{DF_i}{4095}$$

Assim, de (A.2) chega-se a

- Pontos 1 a 6:

$$\Delta(\Delta P_u) = \pm [0,021 (10 + M)]$$

- Pontos 7 a 14 e 16:

$$\Delta(\Delta P_u) = \pm [0,053 (10 + M)] \quad (\text{A.7})$$

- Demais pontos:

$$\Delta(\Delta P_u) = \pm [0,34 (10 + M)]$$

Através das equações (A.7) pode-se estimar o erro máximo na medição de ΔP_u em $\pm 5\%$.

Erro na Obtenção de ν_s

A frequência de ocorrência do pistão de líquido foi obtida através da determinação da densidade espectral do sinal de uma das sondas de condutividade. Entretanto, a fim de estimar o erro envolvido na determinação desta variável pode-se considerar que

$$\nu_s = \frac{N_p}{t_a} \quad (\text{A.8})$$

onde N_p é o número de pistões ocorridos no intervalo de amostragem t_a . Pode-se estimar que

$$\Delta N_p = \pm 1 \text{ (escolha aleatória do intervalo de amostragem);}$$

$$\Delta t_a = \pm 0,1 \text{ s (estimado da aferição da PLACA3).}$$

As derivadas parciais são dadas por

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial \nu_s}{\partial N_p} \right| &= \frac{1}{t_a} \\ \left| \frac{\partial \nu_s}{\partial t_a} \right| &= \frac{N_p}{t_a^2} \end{aligned}$$

Então,

$$\Delta \nu_s = \pm \left[\frac{1}{t_a} + 0,1 \frac{N_p}{t_a^2} \right] \quad (\text{A.9})$$

Através de (A.9) pode-se concluir que o erro envolvido no processo de obtenção de ν_s é da ordem de $\pm 3\%$. Foram desprezados os erros gerados pela existência de ruídos no sinal de densidade de fase, inclusive os induzidos pela própria presença das sondas no escoamento, e pelo processo de determinação da densidade espectral do sinal.

Erro na Obtenção de V_t

A velocidade de translação é obtida através de

$$V_t = \frac{L \nu_a}{N} \quad (\text{A.10})$$

onde L é a distância entre as duas sondas de condutividade, N é o número de pontos que o sinal da sonda curta precisa ser adiantado de forma a que os dois sinais entrem em fase e ν_a é a frequência de amostragem.

A precisão para L , considerando a forma como esta distância foi medida e a possibilidade de variação deste valor pela vibração da sonda longa pode ser estimada em

$$\Delta L = \pm 0,00005 \text{ m}$$

Para a frequência de amostragem, tem-se que

$$\nu_a = \frac{P}{t_a}$$

onde P é o número de pontos registrados e t_a o intervalo de amostragem. O erro no número de pontos registrados é zero e no tempo de amostragem é estimado em

$$\Delta t_a = \pm 0,1 \text{ s}$$

Como

$$\left| \frac{\partial \nu_a}{\partial t_a} \right| = \frac{P}{t_a^2}$$

chega-se a

$$\Delta \nu_a = 0,1 \frac{P}{t_a^2}$$

A correlação cruzada entre os sinais resulta em uma precisão para N de

$$\Delta N = \pm 0,5$$

Entretanto, como foi visto na Seção 3.4, muitas vezes o resultado da correlação cruzada apresentava mais do que um valor para N . De qualquer forma, nesta análise se considerará

$\Delta N = \pm 0,5$, com o objetivo de verificar a influência mínima do erro em N no resultado final ΔV_t .

As derivadas parciais são dadas por

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial V_t}{\partial L} \right| &= \frac{\nu_a}{N} \\ \left| \frac{\partial V_t}{\partial \nu_a} \right| &= \frac{L}{N} \\ \left| \frac{\partial V_t}{\partial N} \right| &= \frac{L \nu_a}{N^2} \end{aligned}$$

Então, o erro ΔV_t pode ser estimado através de

$$\Delta V_t = \pm \left[0,00005 \frac{\nu_a}{N} + 0,1 \frac{P}{t_a^2} \left(\frac{L}{N} \right) + 0,5 \left(\frac{L \nu_a}{N^2} \right) \right] \quad (\text{A.11})$$

Atavés de (A.11) verifica-se que a influência mínima do erro em N é de 85% de ΔV_t . Então, na Tabela 3.5 calcula-se os valores mínimo e máximo para V_t considerando apenas o erro em N, utilizando para ΔN o valor obtido da correlação cruzada.

Os erros gerados pela necessidade de se definir um ponto de corte distinguindo pistão de líquido e bolha alongada de gás, bem como os induzidos pela própria presença das sondas no escoamento estão sendo desprezados.

Erro na Obtenção de l_s e l_f

Os comprimentos de pistão de líquido e de filme de líquido são estimados através de

$$l_i = \frac{P_i}{P \nu_s} V_t \quad (\text{A.12})$$

onde P_i pode ser o número de pontos que registraram líquido, P_s , ou gás, P_f , P é o número total de pontos obtidos, ν_s é a frequência de ocorrência de pistão e V_t é a velocidade de translação do pistão calculada através da correlação proposta por Taitel e Barnea [1990].

Pode-se estimar que a precisão para P_s e P_f , devido à necessidade da definição de um ponto de corte, seja da ordem de

$$\Delta P_i = \pm 0,1 P_i$$

A equação (A.9) mostra que

$$\Delta \nu_s = \pm \left[\frac{1}{ta} + 0,1 \frac{N_p}{t_a^2} \right]$$

Da Tabela 4.8 pode-se estimar a precisão para V_t , calculada pela correlação citada, como sendo

$$\Delta V_t = \pm 0,15 V_t$$

As derivadas parciais são dadas por

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial l_i}{\partial P_i} \right| &= \frac{V_t}{P \nu_s} \\ \left| \frac{\partial l_i}{\partial \nu_s} \right| &= \frac{P_i V_t}{P \nu_s^2} \\ \left| \frac{\partial l_i}{\partial V_t} \right| &= \frac{P_i}{P \nu_s} \end{aligned}$$

Então, o erro em l_i pode ser calculado através de

$$\Delta l_i = \pm \left[0,1 \frac{P_i V_t}{P \nu_s} + \left(\frac{1}{ta} + 0,1 \frac{N_p}{t_a^2} \right) \frac{P_i V_t}{P \nu_s^2} + 0,15 \frac{P_i V_t}{P \nu_s} \right] \quad (\text{A.13})$$

Utilizando a equação (A.13) chega-se à conclusão de que o erro na determinação de l_s e l_f é da ordem de $\pm 30\%$.

Erro na Obtenção de h_{TP}

O valor de h_{TP} é calculado através de

$$h_{TP} = \frac{q_M}{A \Delta T} \quad (\text{A.14})$$

q_M é o calor que sai da mistura bifásica, dado por

$$q_M = m_{AG} C_{pAG} (T_8 - T_3) - q_{ext} \quad (\text{A.15})$$

cujas variáveis foram definidas na Seção 3.4. A é a área de troca de calor, dada por

$$A = \pi D L \quad (\text{A.16})$$

onde L é o comprimento do trocador de calor. ΔT é a diferença média logarítmica de temperaturas

$$\Delta T = \frac{(T_4 - \bar{T}_W) - (T_1 - T_2)}{\ln \frac{(T_4 - \bar{T}_W)}{(T_1 - T_2)}} \quad (\text{A.17})$$

- Determinação de Δq_M

Estima-se que as precisões das variáveis que aparecem em (A.15) sejam dadas por

$$\Delta m_{AG} = \pm 0,03 m_{AG} \text{ (estimativa);}$$

$$\Delta C_{pAG} = 0;$$

$$\Delta q_{ext} = \pm 0,15 q_{ext} \text{ (estimativa).}$$

Para os erros na medição de temperatura ΔT ; serão utilizados os dois limites definidos na Seção 3.4, a saber, $\Delta T_i^{max} = 0,7 K$ e $\Delta T_i^{min} = 0,2 K$.

As derivadas parciais são dadas por

$$\begin{aligned}
\left| \frac{\partial q_M}{\partial m_{AG}} \right| &= C_{PAG} (T_8 - T_3) \\
\left| \frac{\partial q_M}{\partial C_{PAG}} \right| &= m_{AG} (T_8 - T_3) \\
\left| \frac{\partial q_M}{\partial T_8} \right| &= m_{AG} C_{PAG} \\
\left| \frac{\partial q_M}{\partial T_3} \right| &= m_{AG} C_{PAG} \\
\left| \frac{\partial q_M}{\partial q_{ext}} \right| &= 1
\end{aligned}$$

Então,

$$\Delta q_M = 0,03 m_{AG} C_{PAG} (T_8 - T_3) + 2 \Delta T_i m_{AG} C_{PAG} + 0,15 q_{ext} \quad (A.18)$$

- Determinação de ΔA

A precisão das variáveis independentes de (A.16) são dadas por

$$\Delta D = \pm 0,0002 \text{ m (maior diferença para a média em 5 medidas);}$$

$$\Delta L = 0,005 \text{ m (dificuldades na medição com trena);}$$

e as derivadas parciais por

$$\begin{aligned}
\left| \frac{\partial A}{\partial D} \right| &= \pi L \\
\left| \frac{\partial A}{\partial L} \right| &= \pi D
\end{aligned}$$

Então,

$$\Delta A = \pm 0,0028 \quad (A.19)$$

- Determinação de $\Delta(\Delta T)$

Os valores de ΔT_i já foram definidos quando da determinação de Δq_M . As derivadas parciais de (A.17) são dadas por

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial \Delta T}{\partial \Delta T_1} \right| &= \frac{\left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right) - \ln \left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right) - 1}{\left[\ln \left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right) \right]^2} \\ \left| \frac{\partial \Delta T}{\partial \Delta T_2} \right| &= \frac{1 + \ln \left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right) - \left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right)}{\left[\ln \left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right) \right]^2} \\ \left| \frac{\partial \Delta T}{\partial \Delta T_4} \right| &= \frac{\left(\frac{T_1 - T_2}{T_4 - \bar{T}_W} \right) + \ln \left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right) - 1}{\left[\ln \left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right) \right]^2} \\ \left| \frac{\partial \Delta T}{\partial \Delta \bar{T}_W} \right| &= \frac{1 - \ln \left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right) - \left(\frac{T_1 - T_2}{T_4 - \bar{T}_W} \right)}{\left[\ln \left(\frac{T_4 - \bar{T}_W}{T_1 - T_2} \right) \right]^2} \end{aligned}$$

O valor de $\Delta(\Delta T)$ será calculado através de

$$\Delta(\Delta T) = \pm \left[\Delta T_1 \left| \frac{\partial \Delta T}{\partial T_1} \right| + \Delta T_2 \left| \frac{\partial \Delta T}{\partial T_2} \right| + \Delta T_4 \left| \frac{\partial \Delta T}{\partial T_4} \right| + \Delta \bar{T}_W \left| \frac{\partial \Delta T}{\partial \bar{T}_W} \right| \right] \quad (\text{A.20})$$

As derivadas parciais da equação (A.14) são dadas por

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial h_{TP}}{\partial q_M} \right| &= \frac{1}{A \Delta T} \\ \left| \frac{\partial h_{TP}}{\partial A} \right| &= \frac{q_M}{A^2 \Delta T} \\ \left| \frac{\partial h_{TP}}{\partial \Delta T} \right| &= \frac{q_M}{A \Delta T^2} \end{aligned}$$

Finalmente, o erro na determinação de h_{TP} pode ser calculado através de

$$\Delta h_{TP} = \pm \left[\Delta q_M \left| \frac{\partial h_{TP}}{\partial q_M} \right| + \Delta A \left| \frac{\partial h_{TP}}{\partial A} \right| + \Delta(\Delta T) \left| \frac{\partial h_{TP}}{\partial \Delta T} \right| \right] \quad (\text{A.21})$$

Utilizando a equação (A.21), verifica-se que, para um valor de $\Delta T_i = 0,7 K$, o erro máximo envolvido no processo de obtenção de h_{TP} é da ordem de $\pm 75\%$. Observar entretanto que este valor para ΔT_i é extremamente alto e se baseia em uma entre 50 medições de temperaturas durante a aferição dos termopares. Admitindo um valor de $\Delta T_i = 0,2 K$, sugerido por Benedict [1972] para o esquema de ligação dos termopares com o amplificador utilizado no experimento, o erro é calculado em $\pm 25\%$. Estima-se que o erro provável na obtenção de h_{TP} esteja entre estes 2 valores limites.

Dois fatores podem ter contribuído para a imprecisão na medição de temperaturas: a sensibilidade do amplificador operacional AMPL110 à variação da temperatura ambiente e a existência de dois diferentes recipientes com gelo onde ficaram localizadas as juntas de referência dos termopares. Entretanto, considerou-se que estes erros podem ficar incluídos na faixa de incerteza acima fixada.