

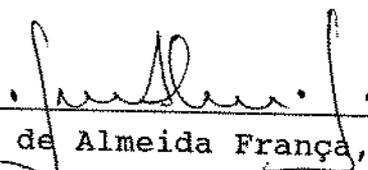


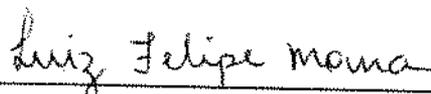
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETRÓLEO

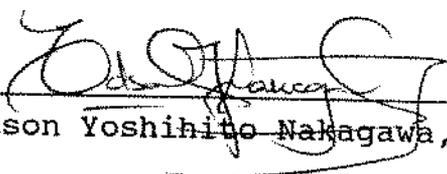
A Dissertação "A aplicação de ultra-som na determinação de vazão em escoamento gás-líquido vertical" elaborada por Marcelo de Albuquerque Lima Gonçalves e aprovada por todos os membros da Banca Examinadora foi aceita pela Comissão de Pós-Graduação em Engenharia de Petróleo como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia de Petróleo.

Campinas, 6 de Dezembro de 1991

Banca Examinadora :

  
\_\_\_\_\_  
Fernando de Almeida França, Dr.

  
\_\_\_\_\_  
Luis Felipe Mendes de Moura, PhD.

  
\_\_\_\_\_  
Edson Yoshihito Nakagawa, PhD.

*Este trabalho é dedicado a  
Beth, minha companheira, e a  
Gabriel, meu filho.*

## AGRADECIMENTOS

Ao professor Fernando de Almeida França pela orientação, estímulo e esmerada dedicação.

À PETROBRÁS pela oportunidade e estímulo para realização do curso de mestrado em engenharia de petróleo.

Ao CENPES/DIPILOT que tornou possível a realização do trabalho experimental.

Ao CENPES/SEMEC pelo empréstimo de equipamentos de ultra-som e suporte técnico.

À REPLAN/SEIEQ pelo empréstimo do equipamento USM-3S.

Ao engenheiro Cláudio Barreiros Costa e Silva pela sua ampla contribuição para a realização deste trabalho.

Ao engenheiro Marcos Pellegrini e ao operador Robson de Souza pela organização da infra-estrutura operacional.

## CONTEÚDO

LISTA DE FIGURAS .....	i
LISTA DE TABELAS .....	v
RESUMO .....	vi
ABSTRACT .....	vii
1 INTRODUÇÃO .....	1
1.1 O CONCEITO DE INSTRUMENTAÇÃO DEDICADA .....	1
1.2 O ULTRA-SOM COMO ELEMENTO DE INSTRUMENTAÇÃO DEDICADA .....	2
1.3 A APLICAÇÃO DO ULTRA-SOM A ESCOAMENTOS GÁS-LÍQUIDO .	4
2 MODELOS DO ESCOAMENTO PISTONADO VERTICAL .....	8
2.1 A REPRESENTAÇÃO DO PADRÃO E A CINEMÁTICA DAS FASES .	10
2.2 O MODELO DE FERNANDES [1981] .....	20
2.3 A PROPOSIÇÃO DE SYLVESTER [1987] .....	25
3 PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS .....	27
3.1 A MONTAGEM EXPERIMENTAL E O PROCEDIMENTO DE AQUISIÇÃO DE DADOS .....	27
3.2 O PROCESSAMENTO DO SINAL DE ULTRA-SOM .....	35
3.2.1 A DETERMINAÇÃO DE OCORRÊNCIAS DE BOLHAS DE TAYLOR .....	35
3.2.2 A DETERMINAÇÃO DE VELOCIDADE MÉDIA DE ASCENSÃO DE BOLHAS DE TAYLOR .....	44
3.2.3 A DETERMINAÇÃO DA FRAÇÃO DE VAZIO PARA O PISTÃO DE LÍQUIDO .....	46

3.2.4 A DETERMINAÇÃO DA ESPESSURA DE FILME LÍQUIDO AO REDOR DA BOLHA DE TAYLOR .....	53
3.2.5 O ALGORITMO PARA PROCESSAMENTO DOS SINAIS DE ULTRA-SOM .....	54
4 APRESENTAÇÃO, ANÁLISE E COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS .....	57
4.1 A FRAÇÃO DE VAZIO NO PISTÃO DE LÍQUIDO .....	58
4.2 A ESPESSURA DE FILME DE LÍQUIDO NA PERIFERIA DA BOLHA DE TAYLOR .....	61
4.3 A RAZÃO ENTRE COMPRIMENTOS DA BOLHA DE TAYLOR E UNIDADE CARACTERÍSTICA DO ESCOAMENTO PISTONADO .....	68
4.4 A VELOCIDADE MÉDIA DE ASCENSÃO DE BOLHAS DE TAYLOR .	70
4.5 O COMPRIMENTO MÉDIO DAS BOLHAS DE TAYLOR .....	71
4.6 O COMPRIMENTO MÉDIO DE PISTÕES DE LÍQUIDO .....	74
4.7 A FRAÇÃO DE VAZIO MÉDIA PARA O ESCOAMENTO PISTONADO	76
4.8 A FREQUÊNCIA DE OCORRÊNCIA DE BOLHAS DE TAYLOR .....	78
4.9 ANÁLISE ESTATÍSTICA DOS DADOS .....	81
5 DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DE VAZÕES DE GÁS E LÍQUIDO ...	84
6 CONCLUSÕES .....	88
6.1 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS .....	90
NOMENCLATURA .....	92
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	96

APÊNDICE A - ANÁLISE DE ERROS PARA AS VELOCIDADES SUPERFICIAIS DE GÁS E LÍQUIDO .....	101
APÊNDICE B - DADOS EXPERIMENTAIS DO ESCOAMENTO PISTONADO	108

## LISTA DE FIGURAS

Figura	página
2.1	Desenho esquemático da unidade característica do escoamento pistonado ..... 11
3.1	Diagrama esquemático da montagem de testes ..... 28
3.2	Distribuição de emissores/receptores para os ensaios com o escoamento pistonado ..... 31
3.3	Localização dos pontos experimentais no mapa de Taitel et alii [1980] ..... 33
3.4	Localização dos pontos experimentais no mapa de Mishima & Ishii [1984] ..... 34
3.5	Representação esquemática do sinal de um par de emissor/receptor de ultra-som para a ocorrência de pistão de líquido (tempo $T_1$ ) e bolha de Taylor (tempo $T_2$ ) ..... 36
3.6	Sinais de sonda de condutividade e de recepção de ultra-som, com o método de transparência ..... 38
3.7	Sinais de sonda de condutividade e de recepção de ultra-som, com o método de transparência ..... 38
3.8	Gráfico de densidade espectral de potência para $V_{SG}$ igual a 0.6945 m/s e $V_{SL}$ igual a 1.0694 m/s ..... 41
3.9	Gráfico de densidade espectral de potência para $V_{SG}$ igual a 0.3140 m/s e $V_{SL}$ igual a 0.3621 m/s ..... 41
3.10	Sinal de recepção de ultra-som (método transparência. $V_{SG}$ igual a 0.1864 m/s e $V_{SL}$ igual a 0.1539 m/s ..... 42

3.11	Sinal de ultra-som da figura 3.10 transformado em onda retangular .....	42
3.12	Sinal de recepção de ultra-som (método transparência) $V_{sg}$ igual a 0.3290 m/s e $V_{sl}$ igual a 0.1057 m/s .....	43
3.13	Sinal de ultra-som da figura 3.12 transformado em onda retangular .....	43
3.14	Correlação cruzada dos sinais de ultra-som para $V_{sg}$ igual a 0.6945 m/s e $V_{sl}$ igual a 1.0694 m/s .....	45
3.15	Correlação cruzada dos sinais de ultra-som para $V_{sg}$ igual a 0.3140 m/s e $V_{sl}$ igual a 0.3621 m/s .....	45
3.16	Comparação da atenuação do sinal de ultra-som para escoamento em bolhas, com transdutores de diâmetros diferentes .....	50
3.17	Atenuação do sinal de ultra-som em função da fração de vazio para a tubulação de diâmetro 0.04 m .....	52
3.18	Atenuação do sinal de ultra-som em função da fração de vazio para a tubulação de diâmetro 0.05 m .....	52
4.1	Comparação entre os dados de fração de vazio no pistão de líquido e os valores calculados através do modelo de Fernandes [1981] .....	59
4.2	Dados experimentais para fração de vazio no pistão de líquido apresentados conforme a correlação de Sylvester [1987] .....	60
4.3	Comparação entre a espessura de filme medida e o modelo de Fernandes [1981] .....	66

4.4	Comparação entre a espessura de filme medida e o modelo de Taitel et alii [1980] .....	66
4.5	Comparação entre a espessura de filme medida e o modelo de Mishima e Ishii [1984] .....	67
4.6	Comparação entre os valores de $\beta$ medidos e o modelo de Fernandes [1981] .....	69
4.7	Comparação entre os valores de $\beta$ medidos e o modelo de Sylvester [1987] .....	69
4.8	Verificação da correlação de Fernandes [1981] para a velocidade de ascensão de bolhas de Taylor .....	71
4.9	Comparação entre os valores medidos de comprimentos médios de bolhas de Taylor e o modelo de Mishima & Ishii [1984] .....	73
4.10	Comparação entre os valores de frações de vazio medidas por ultra-som e os valores obtidos por válvulas de fechamento rápido .....	77
4.11	Comparação entre os valores de frações de vazio medidas por ultra-som e os valores calculados pelo modelo de Fernandes [1981] .....	77
4.12	Comparação entre os valores de frações de vazio medidas por ultra-som e os valores calculados pelo modelo de Sylvester [1987] .....	78
4.13	Comparação dos valores de frequências determinadas por ultra-som e os valores calculados pela equação (4.17) .....	80

4.14	Comparação dos valores de frequências determinadas por ultra-som e os valores calculados pela equação (4.18) .....	81
5.1	Comparação entre os valores de velocidades superficiais de gás medidas e os valores calculados com o emprego de variáveis medidas por ultra-som ..	86
5.2	Comparação entre os valores de velocidades superficiais de líquido e os valores calculados com o emprego de variáveis medidas por ultra-som .....	87

## LISTA DE TABELAS

Tabela		Página
4.1	Comprimentos médios medidos para pistões de líquido	75
4.2	Desvios-padrão para as grandezas medidas por ultra-som .....	82
B.1	Dados do escoamento pistonado vertical obtidos por medição por ultra-som .....	108
B.2	Dados do escoamento pistonado vertical obtidos por medição por ultra-som .....	109

## RESUMO

A medição de vazões em escoamentos bifásicos gás-líquido é uma área de interesse crescente, particularmente no que refere-se à engenharia de petróleo. Neste trabalho é apresentada a aplicação de ultra-som para a obtenção de vazões de gás e líquido no escoamento pistonado vertical. O método é não intrusivo e não requer, portanto, separação de fases. Os dados experimentais foram obtidos no Laboratório de movimentação de fluidos do Centro de Pesquisas da Petrobrás, CENPES.

Para a determinação de vazões de gás e líquido, foram medidas variáveis que caracterizam o escoamento pistonado (bolha de Taylor e pistão de líquido). Estes valores foram empregados em um modelo mecanicista que representa o escoamento e, assim, as vazões das duas fases puderam ser calculadas.

Os valores das variáveis medidas por ultra-som apresentaram relativa proximidade aos valores obtidos através do modelo de Sylvester [1987]. Apesar da complexidade envolvendo a representação física do escoamento pistonado e de sua modelagem, a maioria dos resultados obtidos encontra-se dentro da faixa de  $\pm 35\%$  de erro absoluto. A técnica pode ser aperfeiçoada em relação ao processamento e interpretação dos sinais de ultra-som.

## ABSTRACT

The measurement of flow rates in gas-liquid two-phase flows is a subject of increasing interest, particularly in which refers to the Petroleum Engineering. In this dissertation it is shown the application of ultrasonic techniques to obtain the gas and liquid flow rates in a vertical slug flow. The method is non intrusive and does not require phase separation. Experimental data were taken in a 0.05 m ID pipe 12 meters high, at Petrobrás Reseach Center, CENPES.

To accomplish the measurement of liquid and gas flow rates, variables with characterize the flow unit (Taylor bubble and liquid slug) were measured. These values were taken to a mechanistic model representing the flow, so that the gas and liquid flow rates were calculated.

The values for the variables measured by ultrasonic technic showed a reasonable agreement with those obtained using the model proposed by Sylvester [1987]. Despite the complexities involving the physical representation of slug flow, and its modeling, most of the reults are within the range of  $\pm 35\%$  of absolute error. The technic can be improved for the processing and interpretation of ultrasonic signals in slug flow.

## 1 INTRODUÇÃO

O escoamento bifásico gás-líquido é um fenômeno inerente à tarefa de produção e transporte de petróleo. No interior dos reservatórios naturais o petróleo usualmente encontra-se associado ao gás natural e as duas fases são extraídas simultaneamente pela coluna de produção. A condensação e/ou vaporização são fenômenos presentes no transporte de derivados de petróleo devido à alteração do equilíbrio de fases provocada pelos gradientes de pressão e temperatura. Justifica-se, desta forma, o interesse da indústria de petróleo no estudo e compreensão dos fenômenos relativos a escoamentos multifásicos.

### 1.1 O CONCEITO DE INSTRUMENTAÇÃO DEDICADA

Um aspecto relevante deste campo da mecânica dos fluidos é o domínio de técnicas de instrumentação dedicada. Além de aplicadas industrialmente para monitoramento de escoamentos multifásicos, proporcionarão novas ferramentas para pesquisas de laboratório, contribuindo para o estudo teórico do fenômeno.

A tecnologia atual de produção de petróleo no mar emprega plataformas para, entre outras finalidades, realizar a separação entre fases. Possibilita-se, assim, a medição para o controle do reservatório e o transporte do óleo e gás produzidos até as instalações de tratamento e armazenamento em terra. Uma técnica emergente para a produção de petróleo no mar consiste no bombeio simultâneo de gás e líquido. Caso implementada, surge a possibilidade de se dispensar a separação nas plataformas de

petróleo. Os controles do reservatório e da produção deverão ser realizados então durante o processo de transporte. É a técnica denominada medição de vazão multifásica.

Os medidores de vazão atualmente utilizados são adaptados à medição de "misturas homogêneas", isto é, que apresentam uma distribuição de fases uniforme na seção. O movimento relativo gás-líquido é assim minimizado. Mede-se então a vazão volumétrica total e, com o uso conjugado de um medidor de fração de vazio, pondera-se as vazões de cada fase considerando-se a idealização de movimento relativo nulo.

Escoamentos de gás e líquido caracterizam-se por distribuição não uniforme das fases e por interfaces deformáveis que, alterando-se no tempo, induzem a um escoamento intrinsecamente transiente. A tendência atual de abordagem do problema é a análise restrita a "padrões de fluxo": o escoamento é subdividido de acordo com distribuições espaciais típicas das fases. A ocorrência destes padrões é função das características geométricas e operacionais do sistema e das propriedades dos fluidos. Identificado o padrão, procura-se definir os aspectos dinâmicos e cinemáticos do escoamento em estudo. O procedimento que associa estes mecanismos à medição de grandezas típicas de padrões de escoamento específicos é a denominada técnica de instrumentação dedicada.

## 1.2 O ULTRA-SOM COMO ELEMENTO DE INSTRUMENTAÇÃO DEDICADA

No escoamento gás-líquido co-corrente vertical, pelo menos quatro padrões são identificados, como objetos de ampla aceitação: bolhas, pistonado (ou intermitente),

agitante-turbulento e anular. Neste trabalho analisar-se-á uma técnica de instrumentação dedicada para medição de vazão em um destes padrões, o escoamento pistonado vertical.

Grandezas típicas do escoamento pistonado serão medidas com a utilização de ultra-som. Os fenômenos físicos em que se baseia a técnica são a reflexão e a atenuação de uma onda de alta frequência provocadas pelo meio investigado. Os sinais resultantes dos emissores/receptores de ultra-som, devidamente processados, são associados às variáveis do escoamento. A aplicação dos valores medidos às equações constituintes do modelo do escoamento pistonado vertical proporciona o conhecimento das vazões de líquido e gás. Como resultado, obtém-se um processo de medição não intrusivo, com todas as vantagens desta característica: não restringe o fluxo, não provoca perda de carga localizada e pode ser reparado sem interrupção da produção. Além disto, como o equipamento não possui componentes móveis, está menos sujeito a desgaste e, conseqüentemente, há menor necessidade de manutenção. Sob o ponto de vista de segurança, quando se considera o escoamento bifásico de derivados de petróleo, um grande benefício é a garantia de estanqueidade da mistura em escoamento. Também merecem citação a resposta rápida, pequena quantidade de energia envolvida no processo e as várias técnicas aplicáveis, fornecendo diversas informações compatíveis com um só equipamento.

Apesar dos benefícios mencionados, existem barreiras dificultando a aplicação industrial do ultra-som. Não há ainda aparelhos adaptados para operação segura em ambientes inflamáveis. Devido ao material do transdutor, o uso a altas

temperaturas é limitado. O sinal do ultra-som é complicado, necessitando de um processamento e/ou interpretação que depende da técnica adotada.

### 1.3 A APLICAÇÃO DO ULTRA-SOM A ESCOAMENTOS GÁS-LÍQUIDO

A técnica de ultra-som consiste na emissão de uma onda de alta frequência através do meio investigado. A onda é gerada pelo cristal piezoelétrico do emissor do aparelho. Os cristais dos transdutores são geralmente feitos de quartzo ou titanato de bário. Uma corrente elétrica de alta frequência induz a vibração do cristal que, através de choques mecânicos com o meio externo, cria a onda ultra-sônica.

Há três possibilidades distintas para a aplicação da técnica. A primeira, denominada transparência, consiste no uso de um emissor e de um receptor em posições opostas.

Outra opção é a existência de um transdutor que emite pulsos sônicos e, no intervalo de tempo entre estes, atua como receptor de sinal. Este método obedece aos mesmos princípios de um sonar (ou radar) e denomina-se pulso-eco.

Por fim, pode-se utilizar o efeito Doppler. Heterogeneidades presentes no meio alteram a frequência do pulso sônico. Tais alterações podem ser relacionadas com a velocidade do escoamento.

Considerando-se as técnicas de transparência e pulso-eco, o sinal de ultra-som traz informações sobre duas variáveis:

O tempo de trânsito: Conhecendo-se o valor da velocidade do som no meio pode-se determinar a distância entre

interfaces, pelo tempo necessário para o pulso sonoro viajar do emissor até o receptor. O tempo de trânsito pode estar associado à espessura da camada ou à concentração de uma fase dispersa em um meio contínuo, como no escoamento em bolhas. Nguyen et alii [1981], por exemplo, relacionaram, para o escoamento em bolhas, a fração de vazio com as velocidades do som no líquido puro e no meio bifásico.

A amplitude do sinal: Conhecendo-se a amplitude do sinal emitido e a atenuação acústica do meio, pode-se determinar suas características. Chang et alii [1983, 1984], Jones et alii [1986], Alekseev & Seifer [1986], por exemplo, determinaram diâmetros de bolhas e fração de vazio em escoamentos bifásicos em bolhas, analisando a atenuação acústica do meio. O diâmetro da bolha só poderá ser determinado caso esta seja menor que a seção transversal do pulso sônico. No caso de existência de uma interface de grande dimensão ou contínua, como no escoamento anular, pode-se obter informações relativas à posição da interface, se o emissor e receptor constituem o mesmo elemento.

O som, ao encontrar uma interface, pode ser refletido ou transmitido. A quantificação das frações transmitida e refletida é determinada pelos fatores de permeabilidade e reflexão, respectivamente. Estes fatores dependem dos valores das impedâncias acústicas dos meios que formam a interface. Tratando-se de fluidos onde ocorre apenas a propagação de ondas de compressão pode-se definir impedância acústica como o produto da velocidade do som no meio pela sua massa específica. Sendo as impedâncias acústicas de dois fluidos dadas por  $W_1$  e  $W_2$ , com a

onda deslocando-se de 1 para 2, com ângulo de incidência normal à interface, o fator de reflexão R é definido por (Krautkramer [1977]):

$$R \equiv \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} \quad (1.1)$$

A permeabilidade P é definida por:

$$P \equiv \frac{2 W_2}{W_1 + W_2} \quad (1.2)$$

Gases têm a característica de possuir baixa densidade e baixa velocidade sônica em comparação a sólidos e líquidos. Portanto, interfaces entre sólidos ou líquidos e gases possuirão fatores de reflexão muito próximos à unidade e de permeabilidade próximos a zero. Logo, para fins de aplicação prática, na faixa de frequência de interesse (1 MHz a 6 MHz), pode-se admitir que o pulso sonoro não ultrapassa interfaces sólido-gás ou líquido-gás, sendo totalmente refletido.

O emprego da técnica de transparência irá provocar a interrupção do sinal no receptor sempre que o pulso for totalmente interceptado por um volume de gás. Para os regimes de escoamento em bolhas e pistonado, pode-se identificar instantaneamente a fase predominante na seção transversal do tubo. Desta forma, é possível adotar a técnica para realizar uma correlação cruzada entre sinais de dois receptores, obtendo-se as velocidades da bolha de Taylor (escoamento pistonado) ou da frente de propagação de um agrupamento de bolhas (escoamento em bolhas).

Outra aplicação importante para o ultra-som consiste na detecção de padrões de escoamento. Chang et alii [1982] mostraram esta possibilidade. Aplicando a técnica a um escoamento horizontal, limitaram-se, entretanto, a uma apresentação qualitativa dos resultados, não havendo maior aprofundamento no sentido de se estabelecer critérios objetivos para a determinação do padrão de escoamento.

## 2 MODELOS DO ESCOAMENTO PISTONADO VERTICAL

A técnica de ultra-som aplicada a escoamentos bifásicos não permite uma medição direta de vazão. Para o caso específico do escoamento pistonado pretende-se adotar um modelo mecanicista para representar a cinemática do escoamento. Para a resolução do sistema de equações é necessária a determinação de grandezas representativas do escoamento, através de medição por ultra-som.

Trabalhos com semelhante escopo, usando instrumentação diversa foram realizados por Blais [1982] e Kouba, Shoham & Brill [1987,1990]. Há também o registro de patente de Hatton [1987] com o mesmo propósito. Para determinar as vazões mássicas em escoamentos gás-líquido horizontal e vertical no regime pistonado adotou-se sensores de capacitância (Kouba et alii [1987,1990] e Blais [1982]) e de raios gama (Hatton [1987]). Mediu-se a fração de vazio em seções distintas da tubulação e, a correlação cruzada dos sinais, permitiu a determinação da velocidade média das bolhas de Taylor. A conjugação das variáveis medidas com equações de modelos mecanicistas permitiu a determinação das vazões de líquido e gás.

A modelagem de escoamentos pistonados verticais tem seus primórdios nos trabalhos de Dumitrescu [1943] e Davies & Taylor [1950] que estudaram a velocidade de ascensão de bolhas de grande comprimento ("bolhas de Taylor") em relação ao líquido parado. Posteriormente, Nicklin [1962] correlacionou a velocidade de ascensão das bolhas de Taylor em relação ao líquido escoando. Taitel et alii [1980], quando propuseram a modelagem mecanicista das transições dos padrões no escoamento vertical, discutiram as condições para a existência do

escoamento pistonado. Mishima & Ishii [1984] também estudaram o escoamento pistonado quando propuseram a modelagem de transição entre padrões de escoamentos verticais. Fernandes [1981] desenvolveu o primeiro modelo hidrodinâmico integrado para o escoamento pistonado vertical que, possuindo 17 equações determina as 17 variáveis principais do escoamento. O modelo segue as premissas básicas para o escoamento pistonado vertical que haviam sido lançadas no trabalho de Barnea, Taitel & Dukler [1980]. Posteriormente, Orell & Rembrand [1986] e Sylvester [1987] propuseram modificações no trabalho de Fernandes, objetivando uma maior precisão para a determinação da fração de vazio no pistão de líquido. Entretanto as equações básicas foram mantidas.

No presente trabalho, o conjunto de equações resultantes de balanços de massa é o mesmo proposto por Fernandes [1981], e posteriormente adotado por Sylvester [1987]. Estes autores utilizam correlações de dados experimentais próprios para expressar o movimento relativo entre as fases. Será adotada a correlação proposta no modelo de deslizamento de Zuber & Findlay [1965], largamente aceita, e específica para o escoamento pistonado.

Os modelos de Fernandes [1981] e Sylvester [1987] serão brevemente apresentados. Foram implementados em uma rotina computacional e seus resultados serão utilizados para comparação com os dados do presente trabalho.

O modelo de Fernandes [1981] é o primeiro proposto que possibilita a previsão das variáveis principais do escoamento pistonado vertical. É uma referência básica a todos os trabalhos que tratam deste tipo de escoamento. O modelo de Sylvester

[1987] propõe uma modificação no trabalho de Fernandes [1981], simplificando-o e, com o objetivo de melhorar a previsão de fração de vazio no pistão de líquido. Como estes modelos prevêem o cálculo de todas as variáveis de interesse do escoamento, seus resultados serão utilizados para comparação com os dados experimentais.

## 2.1 A REPRESENTAÇÃO DO PADRÃO E A CINEMÁTICA DAS FASES

Na figura 2.1 apresenta-se um desenho esquemático de uma unidade representativa do escoamento pistonado vertical. As variáveis são:

$V_{GBT}$  = Velocidade média do gás na seção transversal da bolha de Taylor;

$V_{LBT}$  = Velocidade média do filme de líquido ao redor da bolha de Taylor;

$V_N$  = Velocidade de translação do "nariz" da bolha de Taylor;

$V_{NPL}$  = Velocidade de translação da interface na frente do pistão de líquido;

$V_{LPL}$  = Velocidade média do líquido no pistão de líquido;

$V_{GPL}$  = Velocidade média do gás no pistão de líquido;

$L_{BT}$  = Comprimento da bolha de Taylor;

$L_{PL}$  = Comprimento do pistão de líquido.

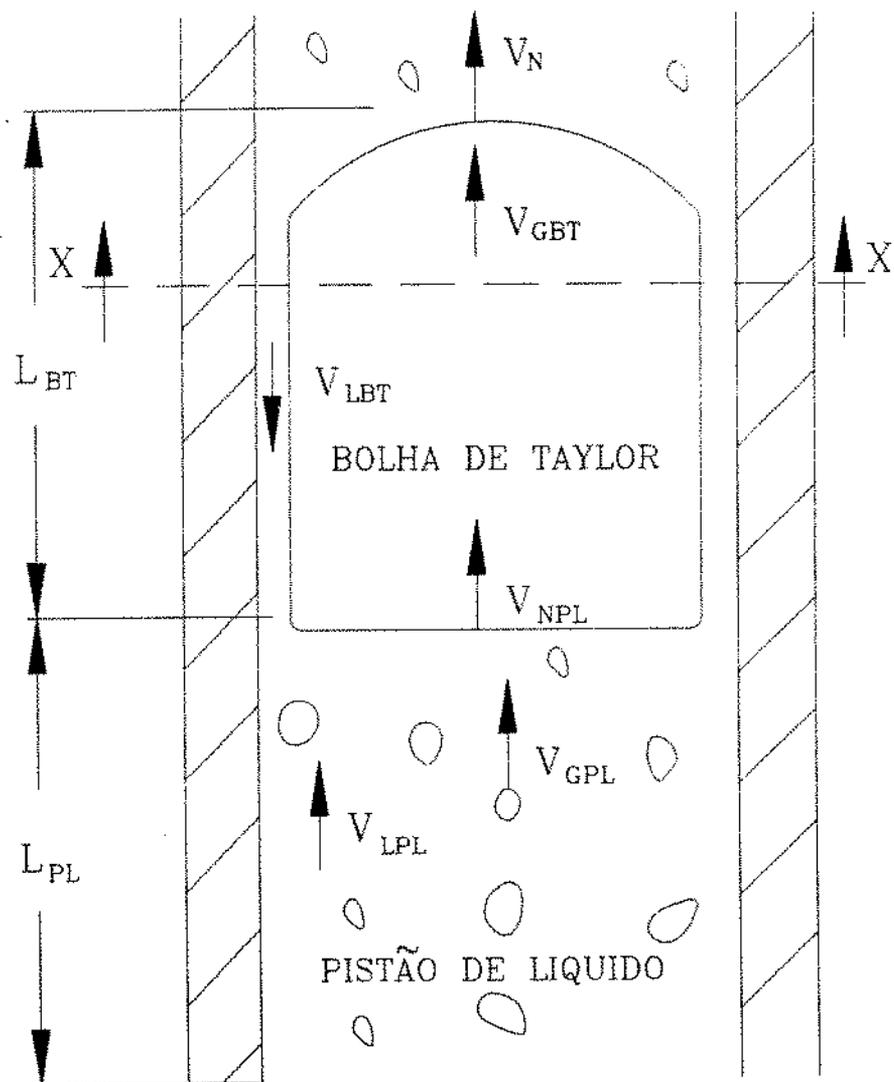


Figura 2.1 - Desenho esquemático de uma unidade característica do escoamento pistonado indicando as principais variáveis.

As premissas adotadas:

1- O escoamento está representado por uma unidade característica, composta de uma bolha de Taylor e o filme de líquido que a circunda, e do pistão de líquido com gás disperso em forma de pequenas bolhas. Admite-se que o escoamento é adiabático e está em equilíbrio termodinâmico. As unidades características não são obrigatoriamente iguais entre si;

2- O escoamento é simétrico em relação à linha de centro do tubo;

3- As bolhas dispersas no pistão de líquido estão uniformemente distribuídas ao longo de seu comprimento. Assim, o pistão de líquido pode ser tratado como um escoamento bifásico em bolhas como o fizeram Griffith & Wallis [1961], Akagawa & Sakaguchi, [1966], Gouvier & Aziz [1972], Taitel et alii [1980], Fernandes [1981], Orell & Rembrand [1986] e Sylvester [1987]. Admite-se uma distribuição destas bolhas dispersas na seção transversal;

4- A bolha de Taylor, ao se deslocar relativamente ao pistão de líquido, incorpora bolhas dispersas. Isto é, admite-se que a velocidade da bolha de Taylor pode ser superior à velocidade das bolhas dispersas no pistão de líquido;

5- O filme de líquido que escoar na periferia da bolha de Taylor não tem gás disperso. Isto ocorre porque sua espessura é inferior ao diâmetro médio das bolhas de gás no pistão de líquido. Na base da bolha de Taylor este filme é acelerado até a velocidade  $V_{LPL}$ . Neste processo há a formação de vórtices e o desprendimento de gás da bolha de Taylor. Admite-se que a taxa de agregação de bolhas no topo da bolha de Taylor é igual à taxa de desprendimento na base;

6- Não há expansão da bolha de Taylor associada ao gradiente de pressão. Assim,  $V_N = V_{NPL}$ . A massa específica do gás é considerada constante, na bolha de Taylor e no pistão de líquido.

O volume de líquido que atravessa a seção X-X do tubo da figura 2.1, no intervalo de tempo  $\Delta t$  de observação, é:

$$Q_L = \int_{\Delta t_{BT}} \left( \int_A J_L dA \right) dt + \int_{\Delta t_{PL}} \left( \int_A J_L dA \right) dt \quad (2.1)$$

No intervalo de tempo  $\Delta t$  ocorreu uma unidade característica. Assim,

$$\Delta t = \Delta t_{BT} + \Delta t_{PL} \quad (2.2)$$

sendo  $\Delta t_{BT}$  e  $\Delta t_{PL}$  os intervalos de tempo de ocorrência do pistão de líquido e da bolha de Taylor, respectivamente. A velocidade superficial local do líquido é dada por

$$J_L = (1 - \alpha) V_L \quad (2.3)$$

onde  $\alpha$  é a fração de vazio local.

Se a média na seção transversal da tubulação de área  $A$  é definida, genericamente, por

$$\langle \delta \rangle = \frac{1}{A} \int_A \delta dA \quad (2.4)$$

a equação (2.1) é reescrita

$$Q_L = A \langle V_L (1 - \alpha) \rangle_{BT} \Delta t_{BT} + A \langle V_L (1 - \alpha) \rangle_{PL} \Delta t_{PL} \quad (2.5)$$

Considerando-se ainda que, de forma genérica,

$$\langle V_L \alpha_L \rangle \cong \langle V_L \rangle \langle \alpha_L \rangle \quad (2.6)$$

e admitindo-se que a velocidade do líquido no filme ao redor da bolha de Taylor ( $V_{LBT}$ ) é sempre descendente, chega-se a:

$$Q_L = A \langle V_{LPL} \rangle \langle 1 - \alpha_{PL} \rangle \Delta t_{PL} - A \langle V_{LBT} \rangle \langle 1 - \alpha_{BT} \rangle \Delta t_{BT} \quad (2.7)$$

ou, simplificando a notação,

$$Q_L = A V_{LPL} (1 - \alpha_{PL}) \Delta t_{PL} - A V_{LBT} (1 - \alpha_{BT}) \Delta t_{BT} \quad (2.8)$$

Fica então subentendido que as variáveis do escoamento serão dadas por seus valores médios na seção transversal. O mesmo procedimento será estendido às equações seguintes.

Dividindo todos os termos da equação (2.8) por ( $A \Delta t$ ), tem-se:

$$V_{SL} = V_{LPL} (1 - \alpha_{PL}) \frac{\Delta t_{PL}}{\Delta t} - V_{LBT} (1 - \alpha_{BT}) \frac{\Delta t_{BT}}{\Delta t} \quad (2.9)$$

Definindo-se,

$$\beta = \frac{\Delta t_{BT}}{\Delta t} \quad (2.10)$$

e recorrendo-se à equação (2.2) chega-se a

$$V_{SL} = V_{LPL} (1 - \alpha_{PL}) (1 - \beta) - V_{LBT} (1 - \alpha_{BT}) \beta \quad (2.11)$$

Importante ressaltar que  $V_{SL}$  é a velocidade superficial do líquido considerando-se apenas uma unidade característica do escoamento pistonado. Multiplicada pela área da seção transversal do tubo e pela massa específica do líquido, determina-se a vazão restrita a esta unidade. A mesma consideração é válida para a velocidade superficial do gás.

Um balanço similar para a fase gás resulta em:

$$V_{SG} = V_{GPL} \alpha_{PL} (1 - \beta) + V_{GBT} \alpha_{BT} \beta \quad (2.12)$$

Fazendo-se um balanço de massa para a fase líquida relativo a um volume de controle de fronteiras não deformáveis e que se desloca com velocidade constante  $V_H$ , conforme a figura 2.1, a equação de conservação da massa é escrita:

$$\int_{A_L} \rho_L (\vec{V}_r \cdot \vec{n}) dA_L = 0 \quad (2.13)$$

A velocidade da fronteira é representada genericamente pelo vetor  $\vec{V}_r$ . O vetor unitário perpendicular à fronteira,

direcionado para fora do volume de controle é  $\vec{n}$ . Desenvolvendo, tem-se:

$$\rho_L (V_N - V_{LPL}) A_{LPL} - \rho_L (V_N + V_{LBT}) A_{LBT} = 0 \quad (2.14)$$

Dividindo todos os termos por  $\rho_L A$ :

$$(V_N - V_{LPL}) (1 - \alpha_{PL}) = (V_N + V_{LBT}) (1 - \alpha_{BT}) \quad (2.15)$$

Similarmente, para a fase gasosa:

$$(V_N - V_{GPL}) \alpha_{PL} = (V_N - V_{GBT}) \alpha_{BT} \quad (2.16)$$

As equações resultantes dos balanços de massa (equações (2.11), (2.12), (2.15), (2.16)) somam-se equações constitutivas para expressar o movimento relativo entre as fases. Do modelo de Zuber & Findlay [1965], chega-se à relação entre a velocidade superficial do gás,  $V_{SG}$ , e a velocidade da mistura,  $J_m$ .

$$\frac{V_{SG}}{\alpha} = C_o J_m + V_{gj} \quad (2.17)$$

A velocidade da mistura (velocidade superficial total) é dada por

$$J_m = V_{SL} + V_{SG} \quad (2.18)$$

e  $V_{gj}$  é a velocidade de deslizamento. Para o escoamento pistonado, de acordo com Zuber & Findlay [1965],

$$V_{gj} = 0.35 (g d)^{1/2} \quad (2.19)$$

$C_0$ , denominado coeficiente de distribuição, tem o valor igual a 1.2. O diâmetro interno da tubulação é representado por  $d$ .

A fração de vazio para a unidade característica vem de uma média ponderada de frações de vazio na bolha de Taylor e pistão de líquido:

$$\alpha = \beta \alpha_{BT} + (1 - \beta) \alpha_{PL} \quad (2.20)$$

Considerando-se o pistão de líquido como um escoamento em bolhas e utilizando as definições de velocidade relativa,  $V_{rel}$ ,

$$V_{rel} = V_{GPL} - V_{LPL} \quad (2.21)$$

A velocidade relativa,  $V_{rel}$ , relaciona-se com a velocidade de deslizamento ( $V_{gj}$ ), de forma genérica, por:

$$V_{gj} = V_{rel} (1 - \alpha) \quad (2.22)$$

Utilizando-se a expressão para a velocidade de deslizamento para o escoamento em bolhas como proposta por Zuber & Hench [1962], adotada também por Fernandes [1981] e Sylvester [1987] e combinando as equações (2.20) e (2.21),

$$V_{GPL} = V_{LPL} + 1,53 \left( \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{1/4} (1 - \alpha_{PL})^N \quad (2.23)$$

No segundo termo à direita do sinal de igualdade, que representa a velocidade relativa média no escoamento pistonado, a tensão superficial é representada por  $\sigma$ , e o coeficiente N tem o valor de 0.5.

Tem-se finalmente um sistema com seis equações ((2.11), (2.12), (2.15), (2.16), (2.17), e (2.23)) e 11 incógnitas ( $V_{SG}$ ,  $V_{SL}$ ,  $V_{GBT}$ ,  $V_{GPL}$ ,  $V_{LBT}$ ,  $V_{LPL}$ ,  $V_N$ ,  $\alpha_{BT}$ ,  $\alpha_{PL}$ ,  $\beta$  e  $\alpha$ ). Torna-se necessário, portanto, o conhecimento prévio de cinco variáveis para que se alcance a solução.

Com o uso de ultra-som é possível obter por medição direta as seguintes grandezas:

$\Delta t_{BT}$ ,  $\Delta t_{PL}$  - Os tempos de ocorrência da bolha de Taylor e do pistão de líquido são obtidos após o processamento do sinal de um dos conjuntos de emissor/receptor que opera de acordo com a técnica de transparência. O tempo relativo de ocorrência da bolha de Taylor,  $\beta$ , é então calculado com as equações (2.2) e (2.10).

$\delta$  - A espessura do filme de líquido é determinada com o conjunto emissor/receptor que opera com o princípio pulso-eco. Uma relação geométrica permite a determinação da fração de vazio na bolha de Taylor:

$$\alpha_{BT} = \left( 1 - \frac{2\delta}{d} \right)^2 \quad (2.24)$$

$\alpha_{PL}$  - A fração de vazio no pistão de líquido é determinada com o processamento da amplitude do sinal de um dos conjuntos emissor/receptor que opera com a técnica de transparência. Neste caso, o sinal restrito à ocorrência de pistões de líquido é analisado quanto à atenuação (equações de Chang et alii [1983] e Jones et alii [1986] e correlacionado com a fração de vazio ( $\alpha$ ) através de:

$$\frac{p}{p_0} = e^{(f \alpha)} \quad (2.25)$$

onde  $p$  corresponde à pressão sônica para o escoamento em presença de bolhas e  $p_0$  é a pressão sônica para o escoamento de líquido. O parâmetro  $f$  será objeto de discussão no capítulo 3.

$V_N$  - A velocidade da interface da bolha de Taylor é determinada pelo processamento dos sinais de dois conjuntos emissor/receptor que operam com a técnica de transparência. A correlação cruzada dos sinais dos conjuntos indica o tempo de atraso. Como a distância entre os conjuntos é conhecida, a velocidade da bolha de Taylor pode ser calculada.

A última incógnita no sistema de equações, a fração de vazio média na unidade característica do escoamento pistonado é calculada com a equação (2.20), que pode ser reescrita como:

$$\alpha = \frac{\sum (\alpha_{BT} L_{BT} + \alpha_{PL} L_{PL})}{\sum (L_{BT} + L_{PL})} \quad (2.26)$$

Obtida a velocidade  $V_N$ , pode-se multiplicar o seu valor pelos tempos de ocorrências de bolhas de Taylor e pistões de líquido, determinando-se, então, os seus respectivos

comprimentos  $L_{BT}$  e  $L_{PL}$ . Estas duas últimas são grandezas alternativas a  $\beta$  para o fechamento do modelo. Uma variável decorrente das grandezas medidas é a frequência característica do escoamento,  $\omega$ .

Assim, 5 emissores/receptores de ultra-som, conectados a três unidades eletrônicas possibilitaram a medição e o registro destas grandezas. Descrição detalhada da montagem experimental apresenta-se no capítulo 3.

## 2.2 O MODELO DE FERNANDES [1981]

O modelo é composto por um sistema de 17 equações e 17 incógnitas. Os dados necessários para sua resolução são o diâmetro da tubulação vertical, as vazões das fases líquida e gasosa e suas respectivas propriedades físicas.

As primeiras sete equações são as já deduzidas (2.11), (2.12), (2.15), (2.16), (2.20), (2.23) e (2.24).

A velocidade de ascensão da bolha de Taylor é expressa por

$$V_N = C_0 (V_{SG} + V_{SL}) + 0.35 \sqrt{g d} \quad (2.27)$$

De acordo com os seus dados experimentais o autor propõe o valor de  $C_0$  igual a 1.29. Esta é uma correlação similar à relação fundamental do modelo de deslizamento (Zuber & Findlay [1965]), onde a velocidade média do gás é substituída pela velocidade da fronteira,  $V_N$ .

Adota-se a correlação de Brotz [1954] para o cálculo da velocidade do filme na periferia da bolha de Taylor que resulta da premissa de que o filme líquido escoar em queda livre,

$$V_{LBT} = \sqrt{g d (1 - \alpha_{BT})^{1/2}} \quad (2.28)$$

Neste ponto, há um sistema com nove equações e dez incógnitas ( $\alpha_{PL}$ ,  $\alpha_{BT}$ ,  $\delta$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $V_{GBT}$ ,  $V_{GPL}$ ,  $V_{LPL}$ ,  $V_{LBT}$  e  $V_N$ ), sendo necessária mais uma equação para proporcionar o fechamento. Fernandes [1981] sugere então duas possibilidades: 1) considerar a fração de vazio no pistão de líquido como uma constante, igual a 25%, conforme o modelo de Taitel et alii [1980] ou 2) a determinação semi-analítica desta variável. Neste caso mais uma equação é obtida fazendo-se um balanço de massa de gás para a bolha de Taylor. Admitindo-se que o comprimento da bolha de Taylor é constante ao longo do escoamento, o fluxo de gás que é incorporado na bolha de Taylor pelo "nariz" ( $\dot{Q}_N$ ) e pela cauda ( $\dot{Q}_C$ ) é igual ao que sai ( $\dot{Q}_S$ ) na cauda.

$$\dot{Q}_N + \dot{Q}_C = \dot{Q}_S \quad (2.29)$$

Devido à diferença de velocidades entre a bolha de Taylor e as bolhas de gás do pistão de líquido, o fluxo incorporado é

$$\dot{Q}_N = \frac{\pi}{4} d^2 \alpha_{PL} (V_N - V_{GPL}) \quad (2.30)$$

A saída de gás na cauda da bolha de Taylor ocorre na sua periferia, em uma região anular de espessura  $\delta_g$  onde as velocidades são inferiores à velocidade de ascensão fronteira da bolha de Taylor. O fluxo é calculado por

$$\dot{Q}_s = 2 \pi \int_{\delta}^{(\delta+\delta_g)} \left( \frac{d}{2} - y \right) u_r dy \quad (2.31)$$

sendo  $y$  a coordenada radial e  $u_r$  a velocidade do líquido na posição radial  $y$ .

Com as condições de contorno apropriadas, e procedendo-se a uma substituição de variáveis, a equação (2.31) é reescrita:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_s = \pi \delta_g (1.15 V_{LBT} + V_N) (d - 2\delta - \delta_g) \\ - 2 \pi \int_0^{\delta_g} \left( \frac{d}{2} - \delta - y' \right) u' dy' \end{aligned} \quad (2.32)$$

Para o perfil de velocidades do gás na bolha de Taylor é empregada a distribuição turbulenta. Define-se então as variáveis adimensionais:

$$u^* = \frac{u'}{u^*} \quad (2.33)$$

$$y^* = \frac{y' u^*}{v_g} \quad (2.34)$$

$$\delta_g^* = \frac{\delta_g u^*}{v_g} \quad (2.35)$$

$$\frac{d^*}{2} = \left( \frac{d}{2} - \delta \right) \frac{u^*}{v_g} \quad (2.36)$$

Onde  $\nu_g$  é a viscosidade cinemática do gás e  $u^*$ , a velocidade de fricção.

Adimensionalizada, a equação para  $\dot{Q}_s$  finalmente é dada por

$$\dot{Q}_s = \pi \delta_g (1.15 V_{LBT} + V_N) (d - 2\delta_L - \delta_g) - \frac{2\pi\nu_g^2}{u^*} \int_0^{\delta_g^+} \left( \frac{d^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ \quad (2.37)$$

Da definição da velocidade adimensional  $u^+$ ,

$$u^+(y^+ = \delta_g^+) = \frac{1.15 V_{LBT} + V_N}{u^*} \quad (2.38)$$

Mais uma equação é proveniente do balanço de massa para a fase gasosa aplicado a um volume de controle com as mesmas fronteiras da bolha de Taylor. Em termos adimensionais,

$$\int_0^{d^+/2} \left( \frac{d^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ = \pi \frac{\left( \frac{d^+}{2} - y^+ \right)^2}{\nu_g^2} u^* (1.15 V_{LBT} + V_N) \quad (2.39)$$

A equação para  $\dot{Q}_c$  é obtida a partir da consideração da existência de uma região de alta fração de vazio logo após a cauda da bolha de Taylor ( $\alpha_H$ ). Admitindo-se a inexistência de escorregamento entre as fases, pode-se escrever para  $\alpha_H$ :

$$\alpha_H = \frac{\dot{Q}_c}{\dot{Q}_c + \dot{Q}_{LBT}} \quad (2.40)$$

e  $\dot{Q}_{LBT}$  é dado por:

$$\dot{Q}_{LBT} = \frac{\pi}{4} d^2 (1 - \alpha_{BT}) (V_{LBT} + V_N) \quad (2.41)$$

A vazão  $\dot{Q}_c$  é calculada de

$$\dot{Q}_c = \frac{\pi}{4} [d - 2(\delta_L - \delta_G)]^2 \alpha_H V_{RMS} \quad (2.42)$$

sendo  $V_{RMS}$  a intensidade da turbulência associada ao filme de líquido.

Fernandes [1981] considera que o filme de líquido pode ser admitido como um jato livre e utiliza a solução de Schlichting [1979] para a determinação de  $V_{RMS}$ .

$$\frac{V_{RMS}}{1.15 V_{LBT} + V_N} = 0.25 \quad (2.43)$$

Substituindo o valor de  $V_{RMS}$  na equação (2.42) tem-se:

$$\dot{Q}_c = \frac{\pi}{16} [d - 2(\delta_L - \delta_G)]^2 \alpha_H (1.15 V_{LBT} + V_N) \quad (2.44)$$

Para a resolução das integrais das equações (2.37) e (2.39) Fernandes [1981] sugere a adoção do perfil de velocidades turbulento:

$$\begin{aligned} u^+ &= y^+ & 0 \leq y^+ < 5 \\ u^+ &= 5 \ln y^+ + 3.05 & 5 \leq y^+ \leq 30 \\ u^+ &= 2.5 \ln y^+ + 5.5 & 30 \leq y^+ \end{aligned}$$

Definindo-se:

$$i \equiv \int_0^{M^+} \left( \frac{d^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ \quad (2.45)$$

O resultado da integral  $i$ , onde  $M^+$  representa o limite da integração, que pode ser substituído por  $\delta_g^+$  na equação (2.37) ou  $d^+/2$  na equação (2.39).

$$i = 573.202 - 63.895 \left( \frac{d^+}{2} \right) + (2.5 M^+ \ln(M^+) + 3 M^+) \left( \frac{d^+}{2} \right) - 1.25 (M^+)^2 \ln(M^+) - 2.125 (M^+)^2 \quad (2.46)$$

Tem-se então um sistema de 17 equações (equações (2.11), (2.12), (2.15), (2.16), (2.20), (2.22), (2.24), (2.27), (2.28), (2.29), (2.30), (2.37), (2.38), (2.39), (2.40), (2.41) e (2.44)) e 17 incógnitas. Fernandes [1981] apresenta um algoritmo computacional que, utilizando o método de bissecção, resolve o sistema desenvolvido.

### 2.3 A PROPOSIÇÃO DE SYLVESTER [1987]

Na proposição de Sylvester [1987] as sete primeiras equações do modelo anterior, equações (2.11), (2.12), (2.15), (2.16), (2.23), (2.27) e (2.28) são adotadas. O fechamento do sistema é obtido com uma correlação empírica para a fração de vazio no pistão de líquido da forma:

$$\alpha_{PL} = \frac{V_{SG}}{C_2 + C_3 (V_{SG} + V_{SL})} \quad (2.47)$$

Esta é a forma típica da correlação entre a fração de vazio e a velocidade da mistura do modelo de deslizamento. No caso, aplica-se à relação entre  $\alpha_{pl}$  e  $J_m$ , enquanto que o modelo de deslizamento (Zuber & Findlay [1965]) refere-se à relação entre  $\alpha$  e  $J_m$ . Correlacionando os dados experimentais de Fernandes [1981], o autor indica valores para as constantes  $C_2$  e  $C_3$ :

$$C_2 = 0.425$$

$$C_3 = 2.65$$

### 3 PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

#### 3.1 A MONTAGEM EXPERIMENTAL E PROCEDIMENTO DE AQUISIÇÃO DE DADOS

O estudo experimental desenvolveu-se nas instalações do Laboratório de Movimentação de Fluidos da PETROBRÁS/CENPES. A seção de teste utilizada constitui-se de uma tubulação vertical de 10.61 m de comprimento total com diâmetro interno igual a 0.0502 m. Ar e água foram os fluidos adotados para teste.

A figura 3.1 mostra um desenho esquemático da montagem utilizada.

Os fluidos de teste são injetados na extremidade inferior da tubulação, através de uma junção tipo "Y". Imediatamente antes do ponto de mistura instalou-se, na linha de ar, um meio poroso com o propósito de provocar uma perda de carga elevada. Aumenta-se assim a pressão a montante do ponto de injeção e, conseqüentemente, são reduzidos os transientes de pressão antes observados neste circuito. Estes transientes são particularmente severos neste sistema já que o retorno da mistura ocorre em um trecho vertical em um escoamento co-corrente descendente sem separação prévia das fases.

Ao fim do trecho ascendente vertical há um trecho descendente. Ar e água são então transportados até um vaso separador onde o ar é liberado para a atmosfera, e a água retorna ao sistema.

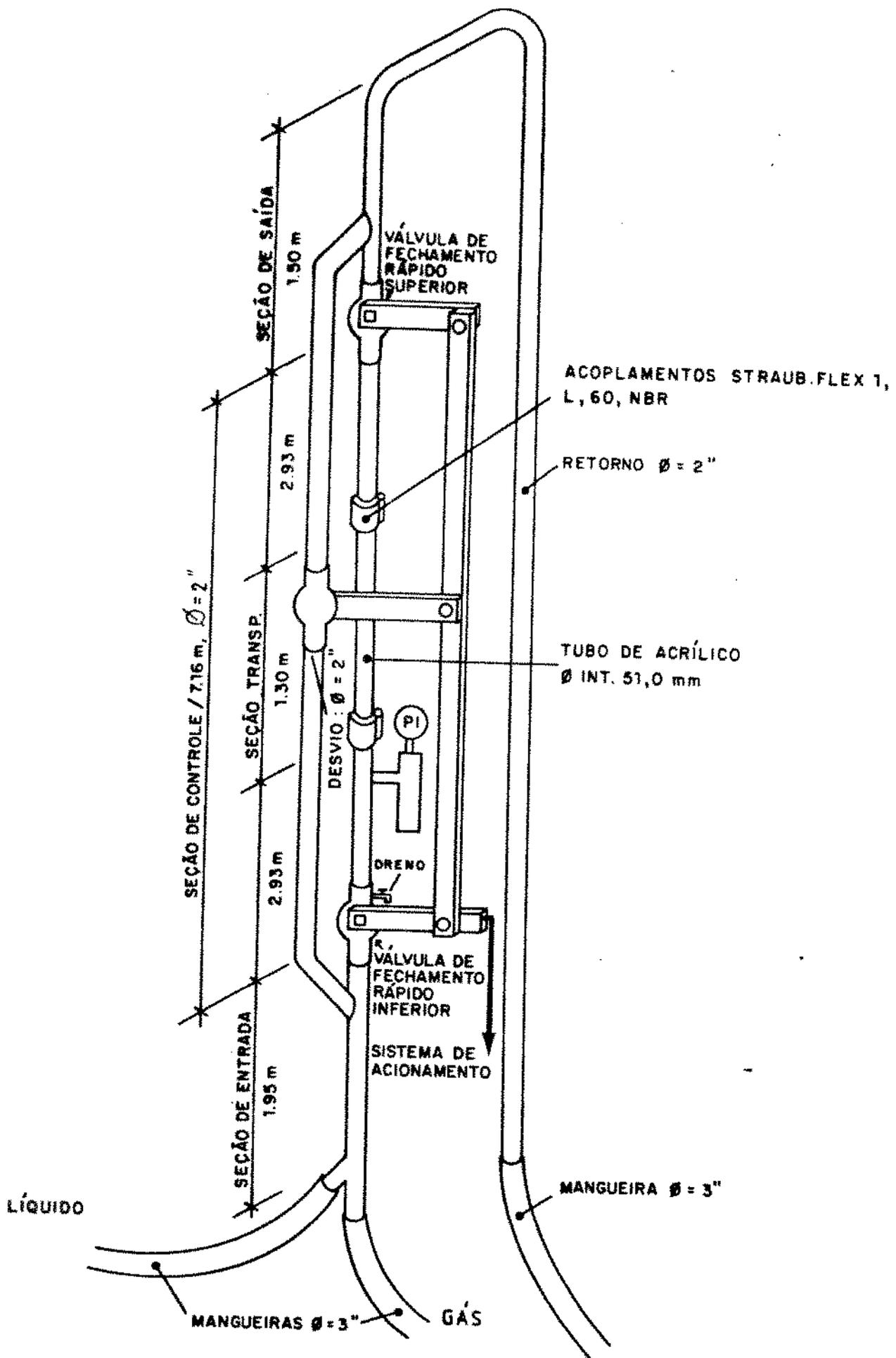


Figura 3.1- Diagrama esquemático da montagem de testes, como em Borba [1990].

Para a movimentação de água utilizou-se uma bomba centrífuga marca Scanpump, modelo NA65/60-20, com capacidade de  $22.7 \text{ m}^3/\text{hora}$ , com pressão de descarga máxima de  $689 \text{ KPa}$  ( $7.0 \text{ Kgf/cm}^2$ ). Um medidor do tipo turbina, marca Foxboro, modelo 2-81AF6C1 foi utilizado para a medição de vazão de água. Este medidor registra o volume acumulado em um contador, sendo operado em conjunto com um cronômetro. A resolução do medidor é de  $.5 \times 10^{-3} \text{ m}^3$ .

O sistema de movimentação de ar compreende um compressor alternativo marca Baronkar, modelo BVMHD500, com capacidade volumétrica de  $14263 \text{ m}^3/\text{dia}$  e pressão máxima de descarga de  $1379 \text{ KPa}$  ( $200 \text{ psi}$ ). Para amortecer as oscilações de pressão há um vaso pulmão na descarga do compressor com volume interno de  $2 \text{ m}^3$ .

O conjunto para medição de vazão de ar compõe-se de um rotâmetro calibrado, um indicador de pressão e um indicador de temperatura. O rotâmetro foi aferido contra um laminador de fluxo Merian Instruments modelo 50MW20-2. A resolução do medidor corresponde a  $2.5 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ .

Para a medição de fração de vazio existe um sistema de válvulas de fechamento rápido, acionadas por um mecanismo pneumático. O mecanismo atua sobre duas válvulas do tipo esfera que bloqueiam a seção de teste. Simultaneamente uma terceira válvula é aberta desviando o fluxo, evitando a interrupção dos escoamentos de água e ar. A extensão do comprimento bloqueado da seção de teste é de  $7.16 \text{ m}$ . Através da medição do volume de líquido drenado em um "becker" com resolução de  $10 \text{ cm}^3$  determina-se a fração de vazio.

No meio da seção de teste, a 4.88 m de distância da extremidade inferior, localiza-se uma seção transparente de 1.3 m de comprimento, possibilitando a visualização do fluxo. O diâmetro interno desta seção é o mesmo da tubulação adjacente.

Imediatamente abaixo da seção transparente encontra-se uma tomada para medida de pressão. Entre o transdutor e a seção há um vaso acumulador com o objetivo de reduzir os transitórios de pressão inerentes ao escoamento pistonado. O transdutor de pressão marca Rosemount, com especificação para uma faixa de pressões manométricas de 0 a 1378 KPa (0 a 200 psi), transmite uma sinal elétrico que varia linearmente com a pressão em uma faixa de 400 a 2000 mA. O sinal é registrado em carta por um registrador marca Cole-Parmer.

Na seção transparente instalaram-se os transdutores de ultra-som. Um par de transdutores, com frequência natural de 4 MHz e conectado ao aparelho modelo USL-32 marca Krautkramer, foi utilizado de acordo com o método de transparência. Um transdutor de 6 MHz, modelo K6N com diâmetro de 10 mm é conectado ao equipamento SONIC modelo FTS Mark I. Acoplado a esta unidade havia o conversor tempo-tensão, equipamento que possibilita a medição de espessura de filme de líquido ao redor da bolha de Taylor, pelo método pulso-eco. Por fim um outro par de transdutores de 4 MHz, também utilizando o método de transparência, foi instalado a 0.170 m de distância do primeiro par e conectado ao aparelho Krautkramer modelo USIP-11 com a finalidade de proporcionar um sinal similar ao do primeiro par. A medição da velocidade da bolha de Taylor é obtida correlacionando-se os dois sinais com defasagem temporal. Os dois equipamentos Krautkramer e o conversor tempo-tensão

transmitem sinais analógicos que foram digitalizados em um microcomputador tipo PC XT. Para a aquisição de sinais o microcomputador foi equipado com uma placa de conversão A/D de 12 bits. O microcomputador registra os sinais dos três canais simultaneamente.

Na figura 3.2 é apresentado um desenho esquemático da montagem de emissores/receptores.

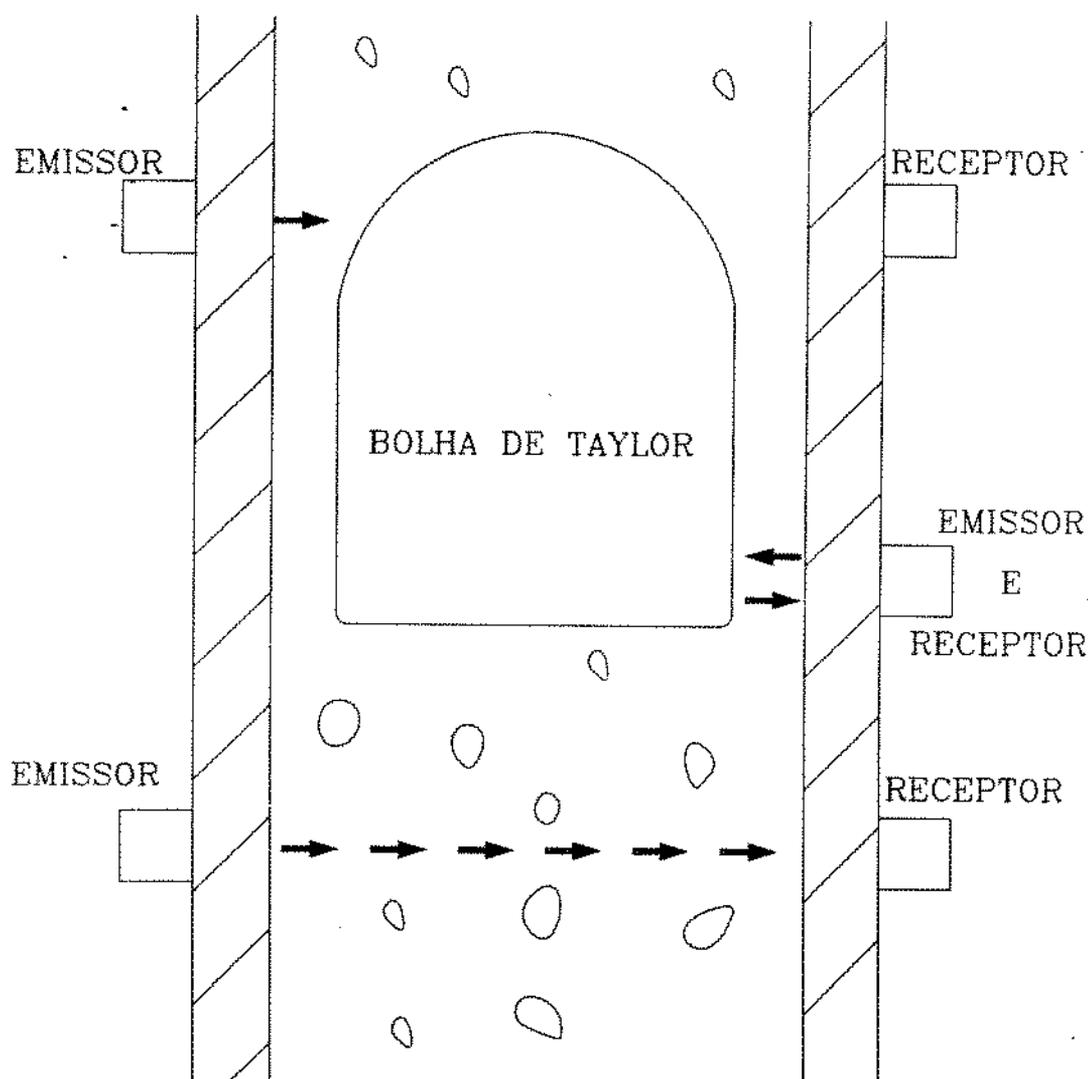


Figura 3.2 - Distribuição de emissores/receptores para os ensaios com o escoamento pistonado.

O procedimento experimental consistiu inicialmente em se ajustar valores predeterminados de vazões de ar e água dentro da faixa de ocorrência do escoamento pistonado (adotando-se como referência o mapa de Taitel et alii [1980]). Realizava-se observação visual para confirmação do padrão de escoamento. Verificou-se a necessidade de tempo de espera de cinco minutos para que o escoamento se estabilizasse. Após este tempo anotaram-se os valores de vazões de água e ar, e pressão e temperatura do ar comprimido. No registrador de carta realizava-se uma identificação do instante em que considerava-se o início do ensaio. Em seguida acionava-se o programa de computador para aquisição dos sinais de ultra-som. Finalmente realizou-se uma série de três fechamentos da seção de teste, com o intervalo de tempo de cinco minutos entre cada um, para a determinação da fração de vazão média. Determinava-se a temperatura da seção de teste pela medição no líquido drenado.

Obteve-se 22 pontos experimentais para escoamentos pistonados verticais. O gráfico da figura 3.3 localiza os pontos experimentais no mapa de padrões de escoamento proposto por Taitel et alii [1980]. Observa-se que, de acordo com este mapa, há três pontos na região de padrão agitante. Utilizando as mesmas instalações do presente trabalho, Borba [1990] recomenda o emprego da fronteira proposta por Mishima & Ishii [1984] para a transição entre regimes pistonado e agitante. Na figura 3.4 estão indicados os presentes dados experimentais em relação ao mapa de Mishima e Ishii [1984]. Neste mapa, não há indicação de nenhum ponto na região de escoamento agitante. Conclui-se, portanto que estes pontos estão em uma região de transição entre padrões de escoamento, onde não há um consenso entre autores. A

observação visual constitui um critério subjetivo, e portanto impreciso para a definição da real classificação para os três pontos em questão.

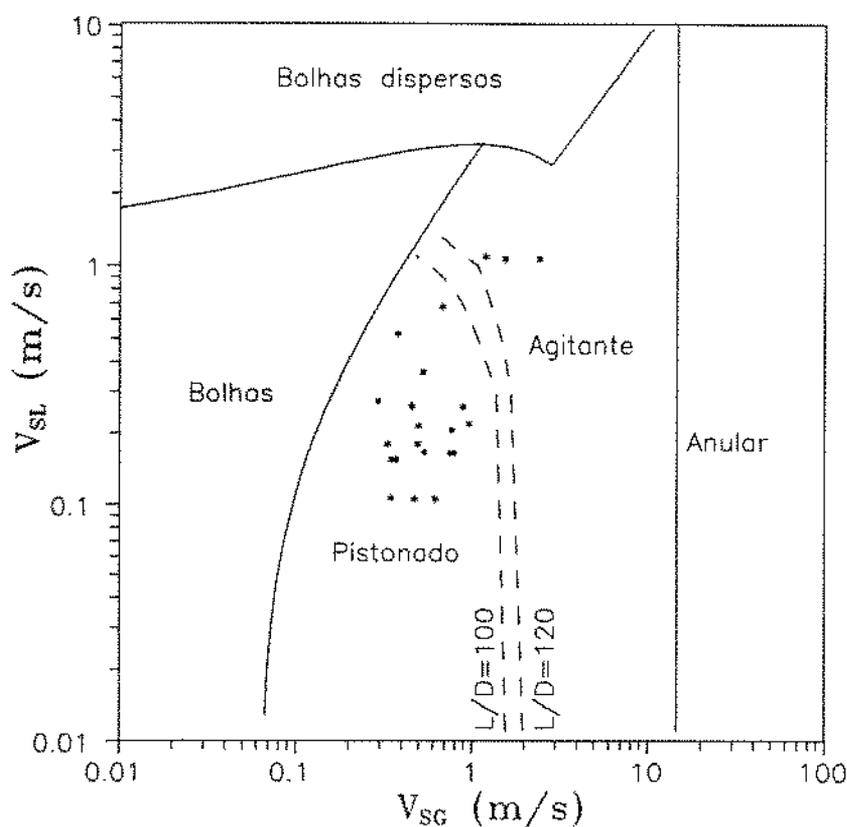


Figura 3.3 - Localização dos pontos experimentais no mapa de Taitel et alii [1980]

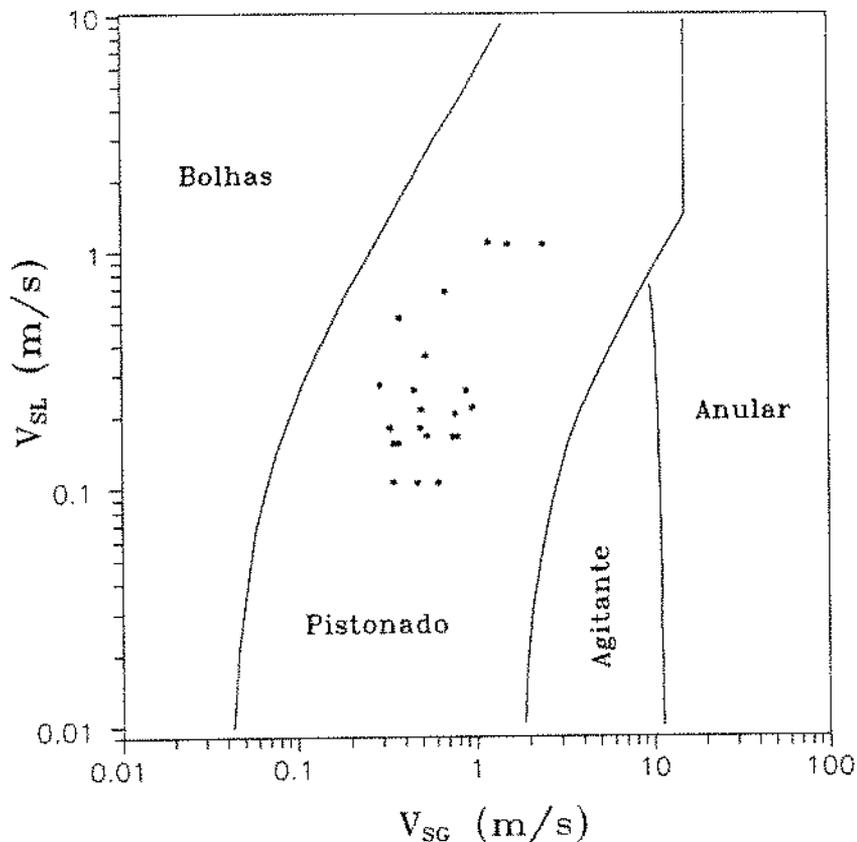


Figura 3.4 - Localização dos pontos experimentais no mapa de Mishima & Ishii [1984].

Além da instalação acima descrita utilizou-se para testes de "análise de qualidade" do sinal de ultra-som um tubo vertical de acrílico transparente com comprimento de 2.0 m e diâmetro de 0.04 m com líquido (água) estacionário. Neste tubo, com um volume constante de água, injetou-se ar comprimido através de um meio poroso.

No tubo supracitado havia, além de um conjunto emissor/receptor de ultra-som, uma sonda de condutividade. Instalada na mesma posição axial do transdutor de ultra-som,

possibilitou a comparação dos dois sinais em relação à indicação de ocorrência de bolhas de Taylor. Neste procedimento utilizou-se o equipamento de ultra-som modelo USM-3S, da Krautkramer, com dois transdutores de 4 MHz.

Nesta montagem, a fração de vazio pôde ser obtida aproximadamente pela variação de altura de coluna de líquido.

## 3.2 O PROCESSAMENTO DO SINAL DE ULTRA-SOM

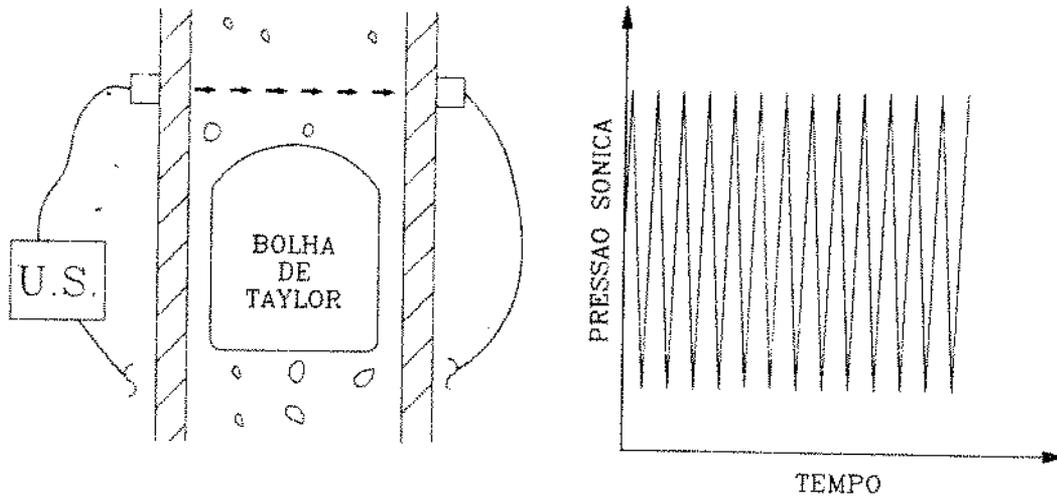
### 3.2.1 A DETERMINAÇÃO DE OCORRÊNCIAS DE BOLHAS DE TAYLOR

Bolhas de Taylor caracterizam-se por possuir dimensões muito maiores do que as pequenas bolhas presentes no pistão de líquido. A ocorrência de uma bolha de Taylor, de acordo com a discussão apresentada no capítulo 1, impede a chegada a um receptor que opere com o método de transparência, de sinal com magnitude mensurável. Desta forma registram-se interrupções do pulso sonoro, fenômeno denominado por "sombra" na literatura especializada de ultra-som.

A figura 3.5 apresenta, esquematicamente, o comportamento do sinal de recepção de ultra-som na presença de bolhas de Taylor e pistões de líquido.

A interrupção do pulso sonoro com a ocorrência de bolha de Taylor na seção transversal foi verificada comparando-se os sinais do ultra-som e de uma sonda de condutividade, utilizando-se o tubo com líquido estacionário.

TEMPO T1



TEMPO T2

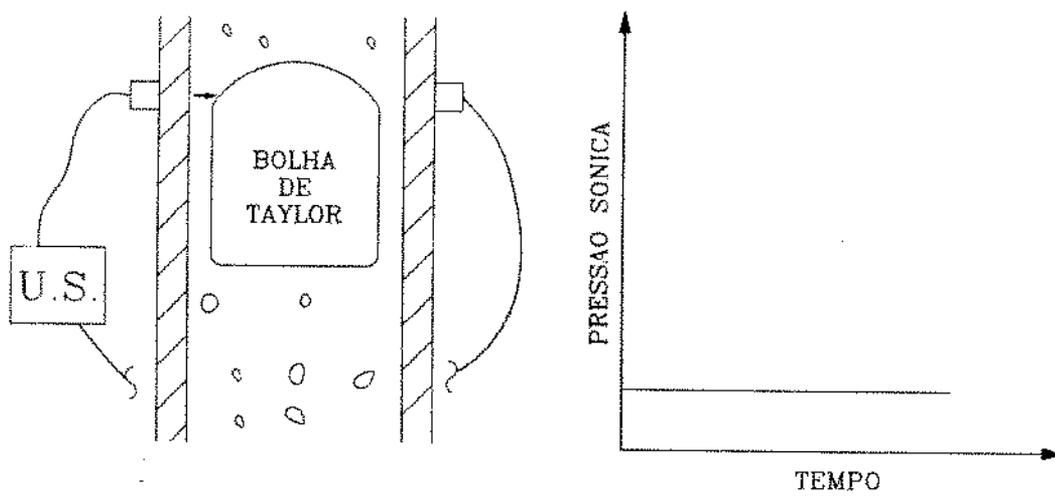


Figura 3.5 - Representação esquemática do sinal de um par de emissor/receptor de ultra-som para a ocorrência de pistão de líquido (tempo T<sub>1</sub>) e bolha de Taylor (tempo T<sub>2</sub>).

A sonda de condutividade consiste de um fino eletrodo com a extremidade não isolada, imerso no escoamento. Os fluidos no interior da tubulação proporcionam continuidade ao circuito elétrico. Como líquidos e gases possuem resistividades elétricas diferentes, a presença de cada uma das fases na extremidade do sensor de condutividade tem como consequência o aparecimento de uma voltagem característica.

Para tornar possível a comparação de sinais, de ultra-som e condutividade, instalaram-se todos os sensores em uma mesma posição axial da seção de teste estando sujeitos à mesma ocorrência ao mesmo tempo.

Nos gráficos das figuras 3.6 e 3.7 apresentam-se os sinais de ultra-som e da sonda de condutividade. As ocorrências de bolhas de Taylor, para os dois sensores, distinguem-se das pequenas bolhas pelo seu maior tempo de duração. Os gráficos demonstram similaridade entre os dois sinais, indicando a validade da técnica proposta.

Uma análise comparativa entre ultra-som e sonda de condutividade revela que o primeiro indica bolhas de Taylor maiores. Este acréscimo de comprimento verifica-se na sua cauda. Os motivos são a forma convexa da cauda (o sensor de condutividade está instalado no centro da tubulação) e a alta fração de vazio na esteira que, provocando uma alta atenuação do pulso, causa uma imprecisão na determinação exata da extremidade inferior da bolha de Taylor.

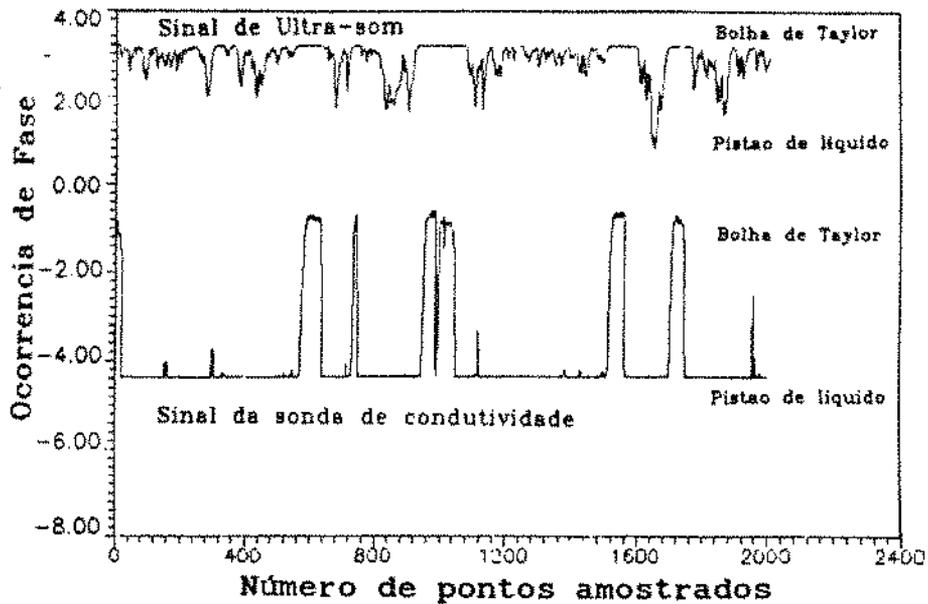


Figura 3.6 - Sinais de sonda de condutividade de de recepção de ultra-som, pelo método de transparência. O sinal de ultra-som está invertido em relação à amplitude para facilidade de comparação.

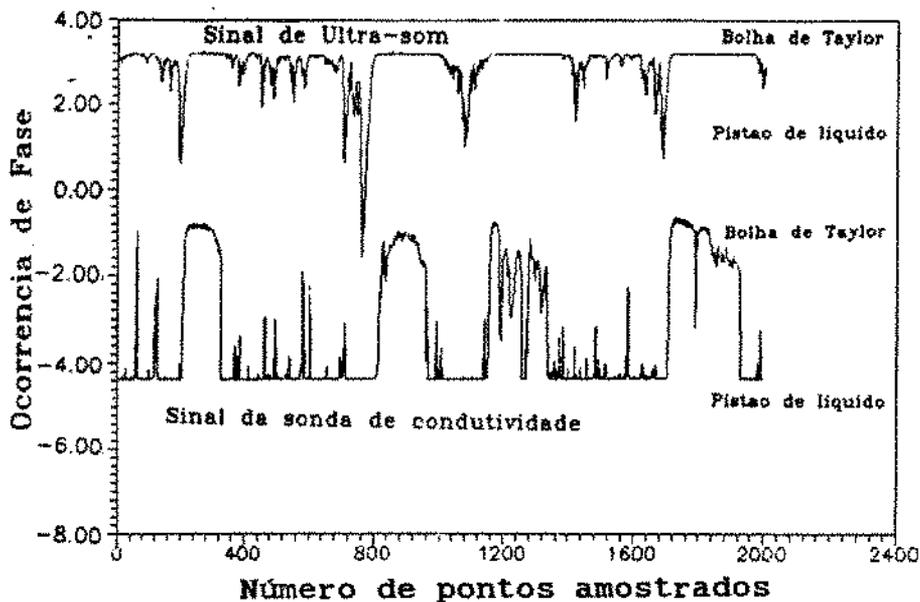


Figura 3.7 - Sinais de sonda de condutividade de de recepção de ultra-som, pelo método de transparência. O sinal de ultra-som está invertido em relação à amplitude para facilidade de comparação.

O procedimento utilizado para a determinação das variáveis do escoamento pistonado consistiu em se transformar o sinal de pressão sônica relativo ao tempo em uma onda retangular (zero ou um). O tempo de duração de cada patamar (zero significa ocorrência de bolha de Taylor e um, do pistão de líquido) multiplicado pela velocidade média de ascensão de bolhas de Taylor representa o comprimento da estrutura.

Observando-se as figuras 3.6 e 3.7, verifica-se que apenas a informação relativa à pressão sonora não é suficiente para caracterizar uma bolha de Taylor. Um agrupamento de pequenas bolhas no escoamento em bolhas ou no pistão de líquido pode provocar a formação de "sombras" no sinal. Uma informação adicional necessária consiste no estabelecimento de um tempo mínimo para que o evento possa ser classificado como uma bolha de Taylor. O critério escolhido para processamento do sinal, e que possibilitou bons resultados, consistiu na definição de um tempo mínimo igual a 20% do período médio do sinal.

O período médio é definido como o inverso da frequência dominante. A frequência dominante do escoamento pistonado pode, por sua vez, ser determinada pelo ponto de maior amplitude do gráfico de densidade espectral de potência do sinal.

A função densidade espectral de potência expressa a composição de frequências de um sinal temporal. Admite-se que qualquer sinal temporal  $x(t)$  pode ser representado por um somatório de senóides, da forma:

$$x(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_1^{\infty} ( a_k \cos 2\pi t + b_k \sen 2\pi t ) \quad (3.1)$$

onde  $a_k$  e  $b_k$  são parâmetros da série, e  $t$ , o tempo.

Definindo-se a função de autocorrelação  $R_{xx}$  como (Bendat & Piersol [1980]):

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t+\tau) x(t) dt \quad (3.2)$$

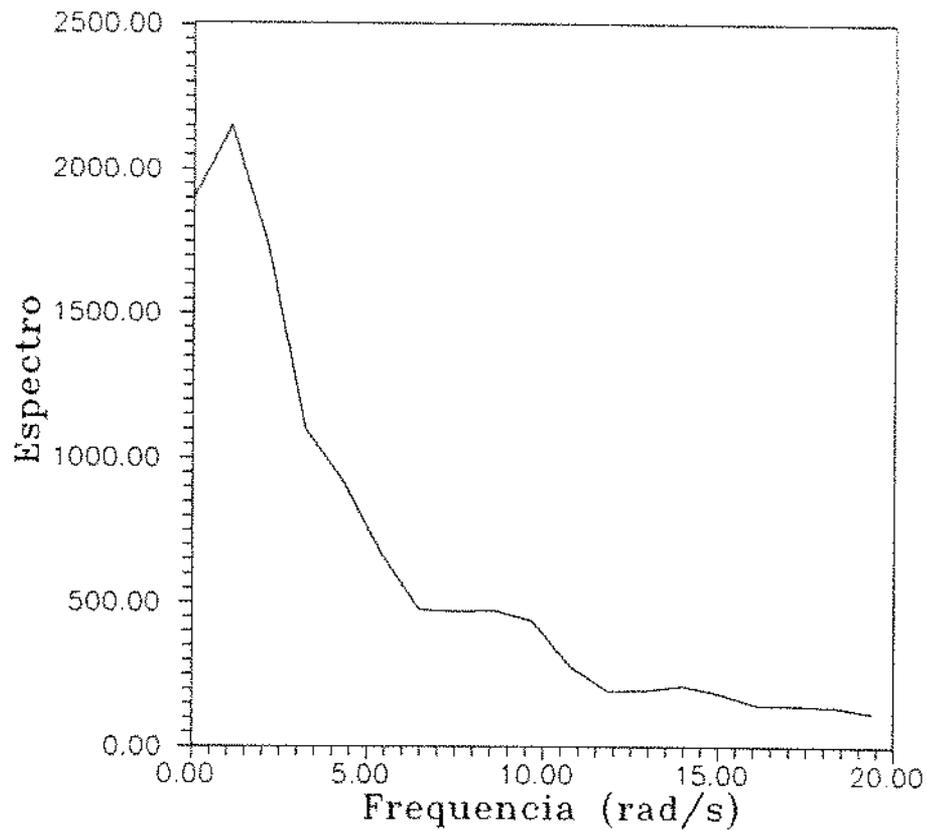
onde  $\tau$  é um incremento de tempo constante, pode-se definir a densidade espectral de potência,  $S_{xx}(f)$  por

$$S_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau) e^{-2\pi j f \tau} d\tau \quad (3.3)$$

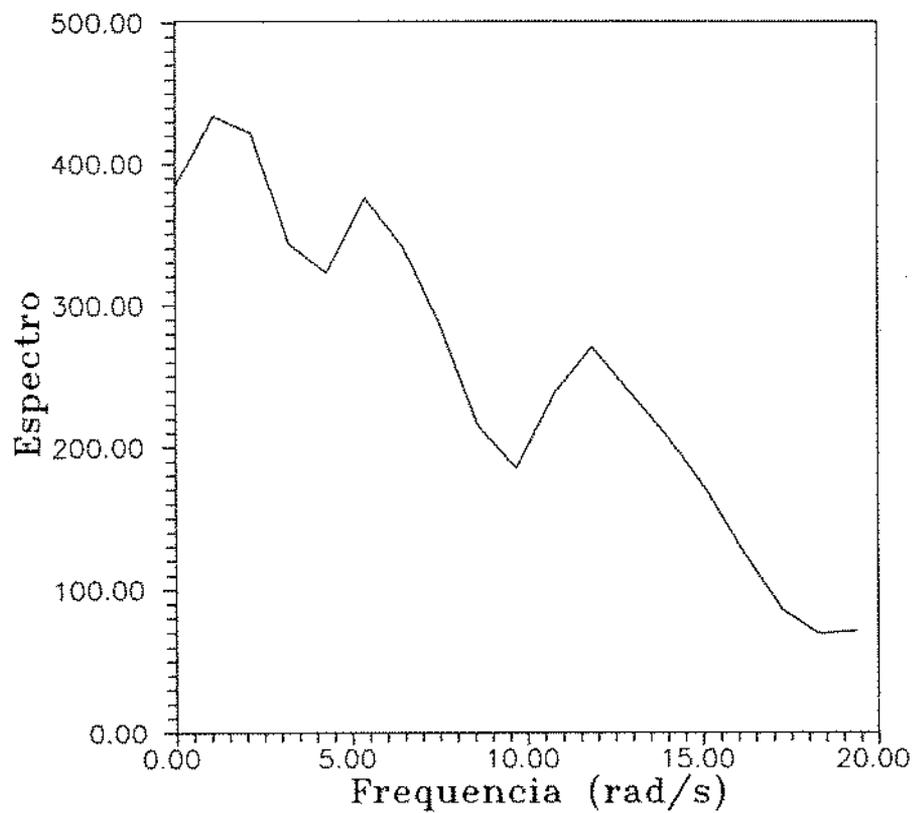
isto é, a transformada de Fourier da função de autocorrelação sendo  $f$  a frequência.

As figuras 3.8 e 3.9 apresentam gráficos típicos de densidade espectral de potência para os presentes dados. A frequência dominante é determinada pelo ponto de máxima amplitude.

Os gráficos das figuras 3.10 a 3.13 mostram os sinais do ultra-som, em sua forma original, e os sinais resultantes convertidos em ondas retangulares.



**Figura 3.8** - Gráfico de densidade espectral de potência para  $V_{sg}$  igual a 0.6945 m/s e  $V_{sl}$  igual a 1.0694 m/s.



**Figura 3.9** - Gráfico de densidade espectral de potência para  $V_{sg}$  igual a 0.3140 m/s e  $V_{sl}$  igual a 0.3621 m/s.

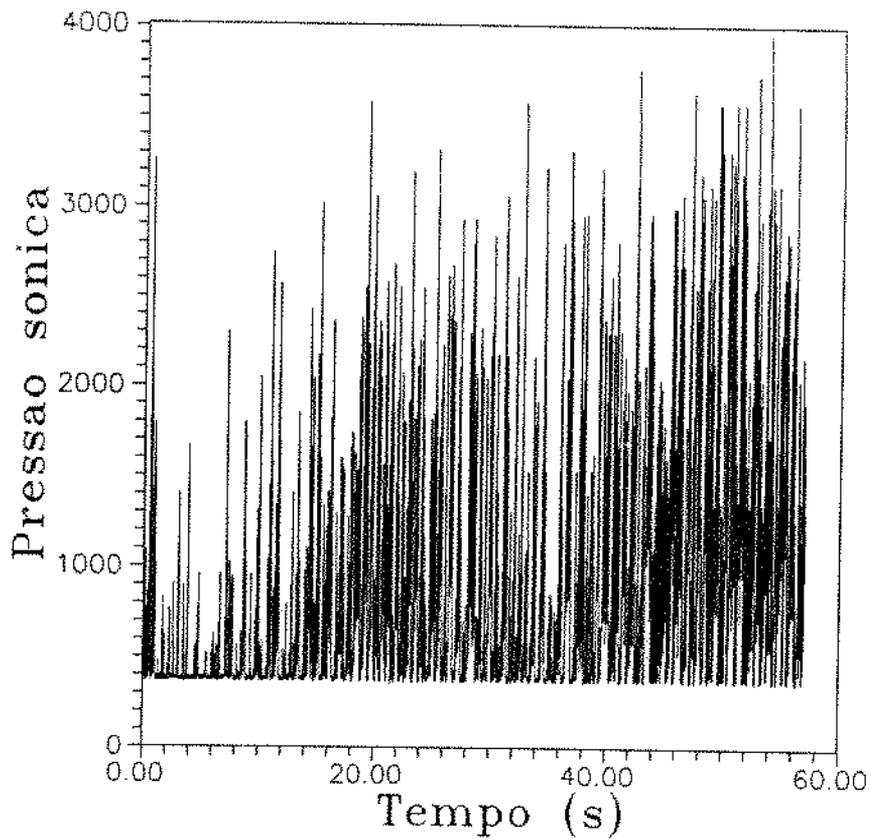


Figura 3.10 - Sinal de um recepção de ultra-som (transparência).  $V_{sG}$  igual a 0.1864 m/s e  $V_{sL}$  igual a 0.1539 m/s.

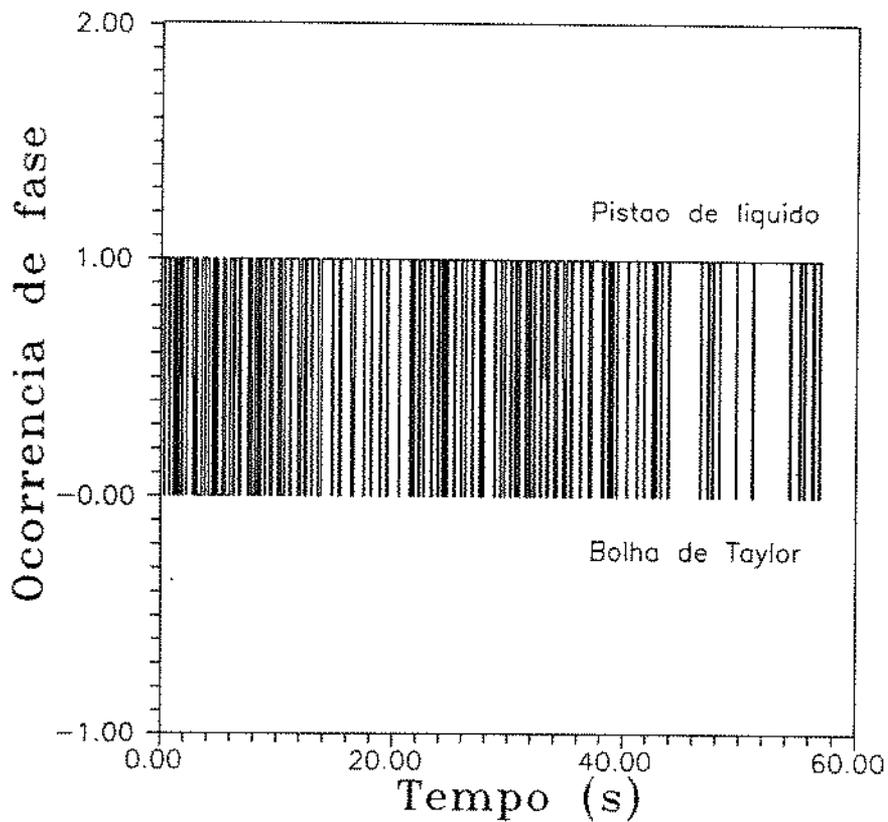


Figura 3.11 - Sinal de ultra-som da figura 3.10, transformado em onda retangular

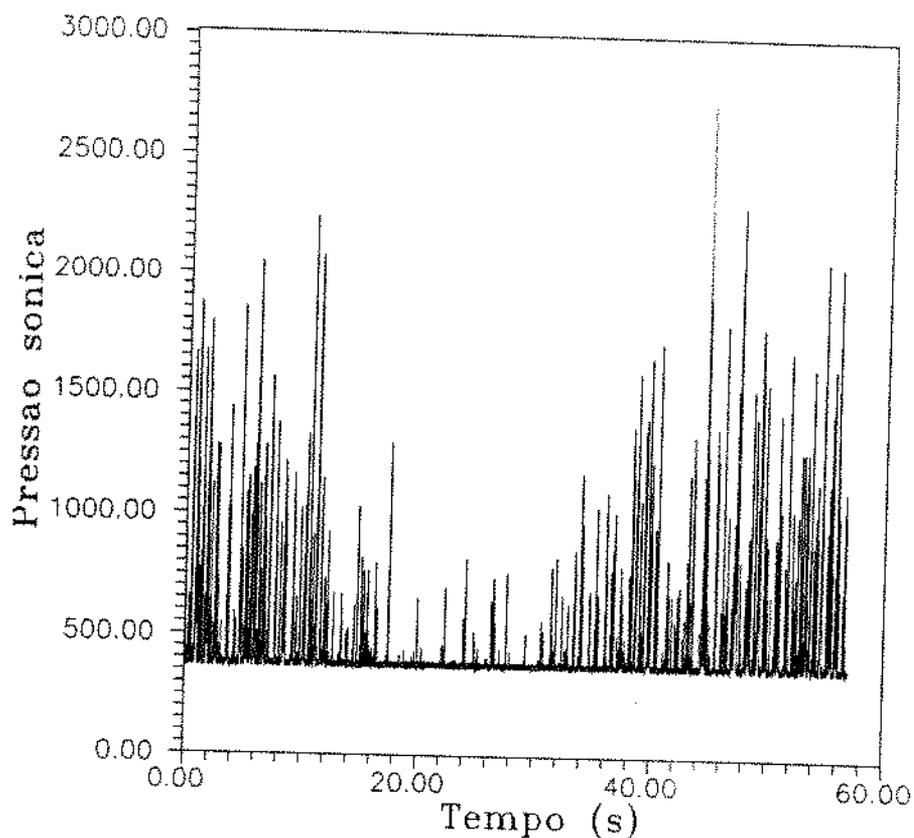


Figura 3.12 - Sinal de um par emissor/receptor de ultra-som.  $V_{SG}$  igual a 0.3290 m/s e  $V_{SL}$  igual a 0.1057 m/s.

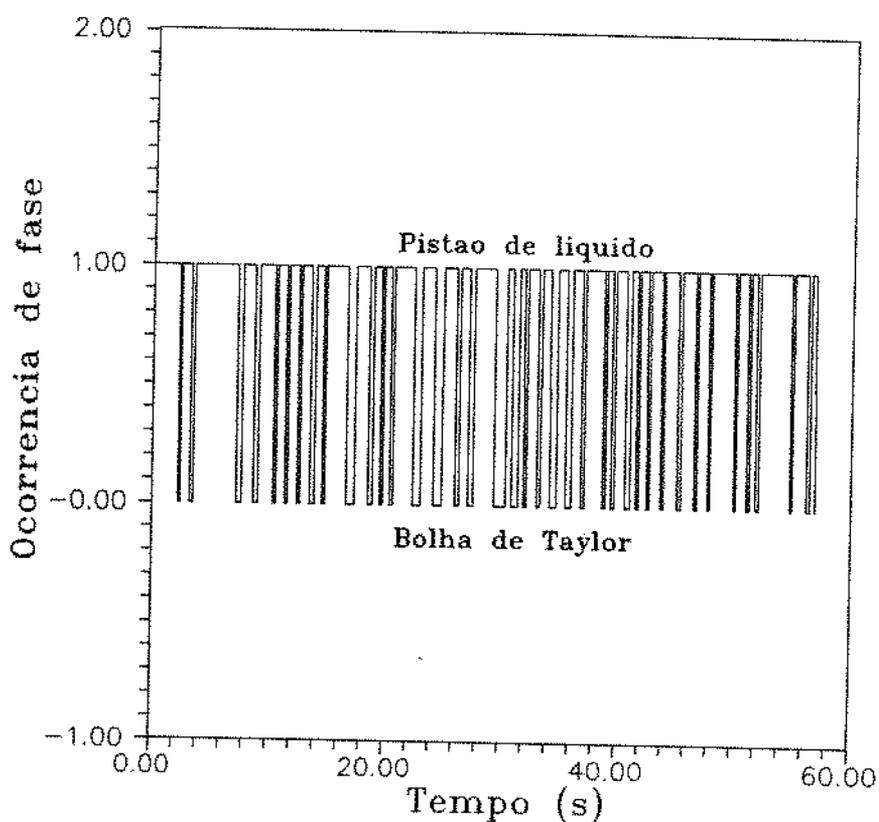


Figura 3.13 - Sinal de ultra-som da figura 3.12, transformado em onda retangular

### 3.2.2 A DETERMINAÇÃO DE VELOCIDADE MÉDIA DE ASCENSÃO DE BOLHAS DE TAYLOR

Determinou-se a velocidade média de ascensão das bolhas de Taylor pela técnica de correlação cruzada dos sinais dos dois conjuntos emissores/receptores que operavam no princípio de transparência.

Considerando-se dois sinais transientes de mesma natureza  $x(t)$  e  $y(t)$ , a correlação cruzada ( $R_{xy}$ ) é definida por (Bendat & Piersol [1980]):

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t-\tau) y(t) dt \quad (3.4)$$

A função de correlação cruzada ( $R_{xy}$ ) possui um máximo quando o incremento de tempo,  $\tau$ , é igual ao tempo de atraso entre os dois sinais ( $T_0$ ). A velocidade de ascensão das bolhas de Taylor pode ser então determinada por

$$V_N = L / T_0,$$

onde  $L$  é a distância axial entre os sensores dos dois sinais. No presente experimento, esta distância foi de 170 mm.

As figuras 3.14 e 3.15 apresentam gráficos típicos das funções de correlação cruzada para os presentes dados.

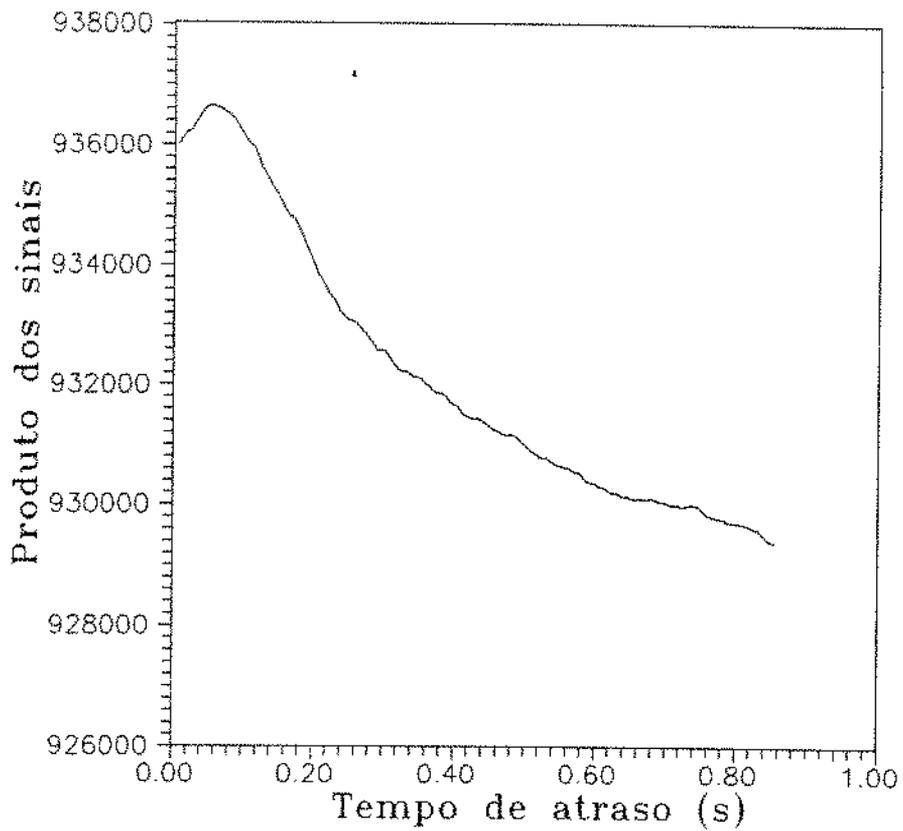


Figura 3.14 - Correlação cruzada de sinais de ultra-som.  $V_{sG}$  igual a 0.6945 m/s e  $V_{sL}$  igual a 1.0694 m/s.

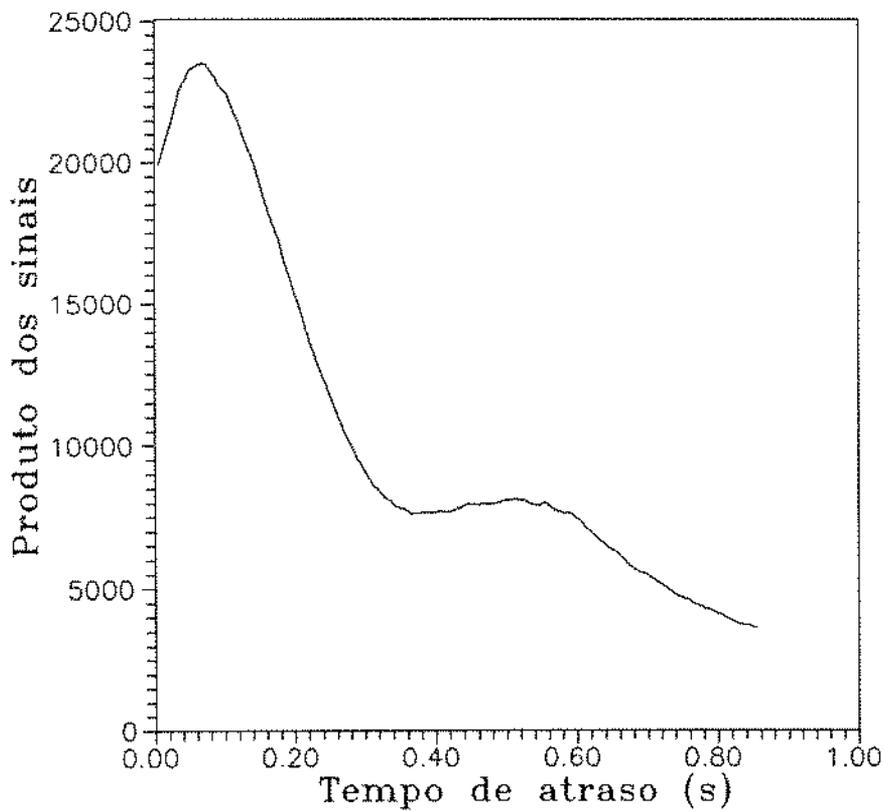


Figura 3.15 - Correlação cruzada de sinais de ultra-som.  $V_{sG}$  igual a 0.3140 m/s e  $V_{sL}$  igual a 0.3621 m/s.

### 3.2.3 A DETERMINAÇÃO DA FRAÇÃO DE VAZIO PARA O PISTÃO DE LÍQUIDO

Um parâmetro relevante para o escoamento pistonado, conforme discutido no capítulo 2, é a fração de vazios no pistão de líquido. O modelo do escoamento pistonado considera que o pistão de líquido constitui-se como uma estrutura idêntica à de um escoamento no padrão em bolhas.

Chang et alii [1983] apresentaram em trabalho experimental uma técnica para determinação da fração de vazio em escoamento em bolhas analisando a atenuação do pulso sonoro. De acordo com os dados colhidos, os autores observaram que a atenuação neste escoamento pode ser expressa por uma equação do tipo:

$$p/p_0 = \exp -(f(R_b/R_t, d)\alpha) \quad (3.5)$$

onde  $p_0$  é a amplitude da pressão sônica de recepção do pulso sonoro que atravessa o meio líquido monofásico e  $p$  é a pressão sônica de recepção para o escoamento em bolhas. O parâmetro  $f(R_b/R_t, d)$  é função da razão entre raio médio das bolhas ( $R_b$ ) e raio do transdutor de ultra-som ( $R_t$ ) e do diâmetro da tubulação ( $d$ ). No trabalho citado são propostos valores experimentais para o parâmetro  $f(R_b/R_t, d)$ .

Em trabalho sobre interação de ondas ultra-sônicas com misturas de bolhas, Jones, Amblard & Favreau [1986] propõem uma solução analítica para o problema. A partir de três premissas básicas:

-As bolhas são perfeitamente esféricas.

-Não há interação entre as reflexões de sinal das bolhas.

-Não há reflexão do som pelas bolhas na direção do transdutor de recepção do ultra-som.

Em um meio homogêneo a atenuação da onda de ultra-som pode ser expressa por (Krautkramer [1977]):

$$I = I_0 \exp (-a x) \quad (3.6)$$

Onde  $I_0$  é a intensidade do sinal de emitido,  $I$  a intensidade de recepção,  $x$  a distância percorrida pelo pulso sônico e  $a$ , o coeficiente de atenuação, característico do meio atravessado pelo pulso sonoro.

Se heterogeneidades estão presentes (como bolhas, em um escoamento bifásico), há um acréscimo na atenuação. Este acréscimo deve-se à reflexão e absorção. A reflexão é provocada pela diferença de impedâncias acústicas entre o meio contínuo e a heterogeneidade. A energia absorvida transforma-se em calor. Desta forma, a atenuação adicional é representada por:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-n S x} \quad (3.7)$$

Nos termos do expoente,  $n$  representa o número de bolhas por unidade de volume e  $S$ , o fator de reflexão e absorção.

A grandeza de maior importância referente ao campo sônico é a pressão sônica ( $p$ ), que relaciona-se com a intensidade da forma:

$$I = \frac{1}{2} \frac{p^2}{W} \quad (3.8)$$

A fração de vazio pode ser determinada como função do número de bolhas por unidade de volume e do diâmetro médio das bolhas,  $d_b$ .

$$\alpha = \frac{n \pi d_b^3}{6} \quad (3.9)$$

Substituindo (3.8) e (3.9) em (3.7) obtém-se:

$$\frac{p}{p_0} = \exp \left[ - \frac{3}{4} \frac{\alpha}{d_b} \frac{S}{a} x \right] \quad (3.10)$$

Segundo Nishi [1975] o termo  $(S/a)$  na equação (3.9) é calculado de:

$$\frac{S}{a} = \frac{4 \pi}{k^2 a} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{j_{1^2}(kr_b)}{j_{1^2}(kr_b) + n_{1^2}(kr_b)} \quad (3.11)$$

onde  $a$  é a área de seção transversal das bolhas,  $k$  Número de onda,  $r_b$  é o raio médio das bolhas e  $j_1$  e  $n_1$  são funções esféricas de Bessel de primeiro e segundo graus, respectivamente. O número de onda é obtido de

$$k = c / \omega$$

sendo  $c$  a velocidade do som no líquido e  $\omega$ , a frequência angular da onda de ultra-som.

As equações propostas por Chang et alii [1983] e Jones et alii [1986] são similares. A diferença relevante consiste no

fato de Chang et alii [1983] apontarem a atenuação como dependente do diâmetro do transdutor de ultra-som, ao contrário de Jones et alii [1986]. Ambas são da forma:

$$\frac{p}{p_0} = e^{-(f \alpha)} \quad (3.12)$$

Onde  $f$  é um coeficiente, que pode ser determinado experimentalmente ou calculado com as equações (3.10) e (3.11).

Conforme as experiências realizadas, utilizando dois equipamentos diferentes, monitorando o mesmo escoamento, com o aparelho USIP-11 utilizando transdutores de 24 mm e o USL-32 com transdutores de 10 mm, pôde se verificar que ambos apresentaram atenuações próximas, reforçando a proposição de Jones et alii. Os dados para comparação apresentam-se na figura 3.16.

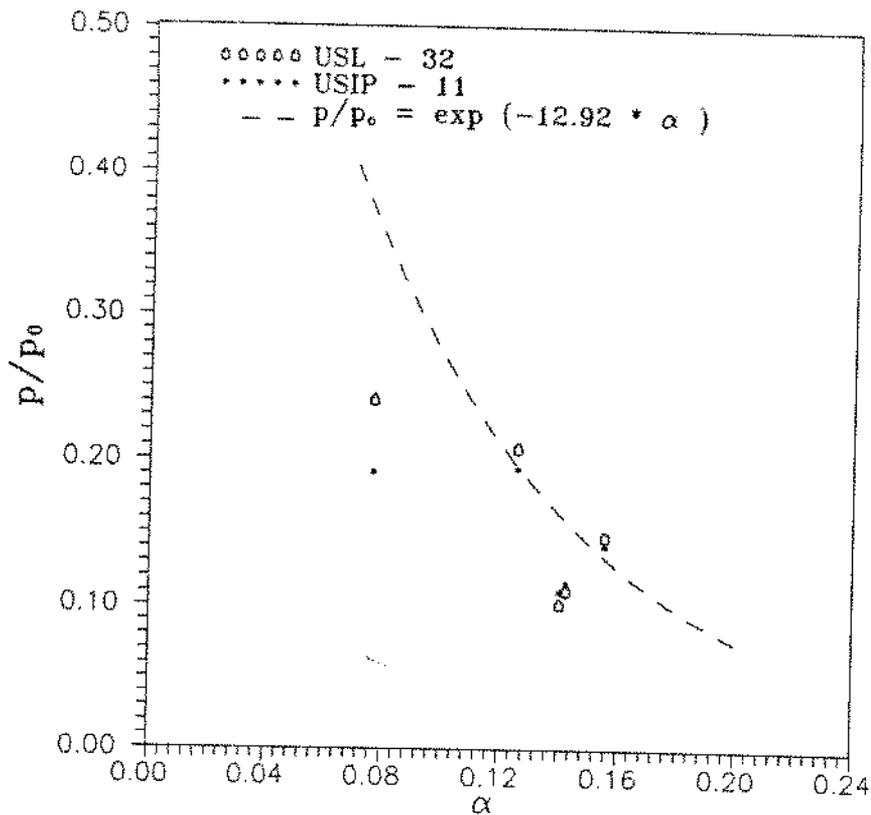


Figura 3.16 - Comparação da atenuação de sinais para escoamentos em bolhas, com transdutores de ultra-som de diâmetros diferentes. USIP-11 : transdutores de 10 mm. USL-32 : transdutores de 24 mm.

Ainda analisando-se os dados experimentais, verifica-se que concordam com a teoria de Jones et alii [1986]. Conforme os gráficos das figuras 3.17 e 3.18, verifica-se o comportamento exponencial da curva de ajuste dos dados. Para os dados tomados para as tubulações de diâmetro 0.04 m e 0.05m, os valores dos coeficientes da equação (3.12) são iguais a 10.29 e 12.92, respectivamente. Verifica-se que estes valores são compatíveis com diâmetros médios de bolhas iguais a 0.006 m. Não se realizou no presente trabalho a medição de diâmetros de bolhas, logo, não se pode afirmar que estes diâmetros médios correspondam à realidade. Os resultados encontrados foram considerados satisfatórios para a calibração que possibilite a determinação

de frações de vazio para os pistões de líquido. As curvas de calibração são:

Para a tubulação de diâmetro 0.04 m:

$$\alpha = -\frac{1}{10.29} \text{LN} \frac{p}{p_0} \quad (3.13)$$

Para a tubulação de diâmetro 0.0502 m:

$$\alpha = -\frac{1}{12.92} \text{LN} \frac{p}{p_0} \quad (3.14)$$

Esta última foi a curva adotada para a determinação da fração de vazio no pistão de líquido, nos experimentos conduzidos na PETROBRÁS/CENPES.

Uma comparação entre as figuras 3.17 e 3.18 indica uma maior dispersão dos pontos experimentais da figura 3.18 em relação à curva de ajuste exponencial. Isto ocorreu devido a saída analógica dos equipamentos de ultra-som utilizados não ser linear para valores de atenuação ( $p/p_0$ ) inferiores a 0.20. Como consequência da maior atenuação, os dados da figura 3.18 apresentam, em sua maioria, valores de  $p/p_0$  inferiores 0.20. Este problema já havia sido observado por Chang et alii [1983] e Jones et alii [1986].

Como o método adotado mede a queda no sinal de recepção, ou seja, a atenuação "adicional" provocada pela presença de bolhas, verifica-se que não há influência do material da tubulação, fato constatado experimentalmente por Chang et alii [1983].

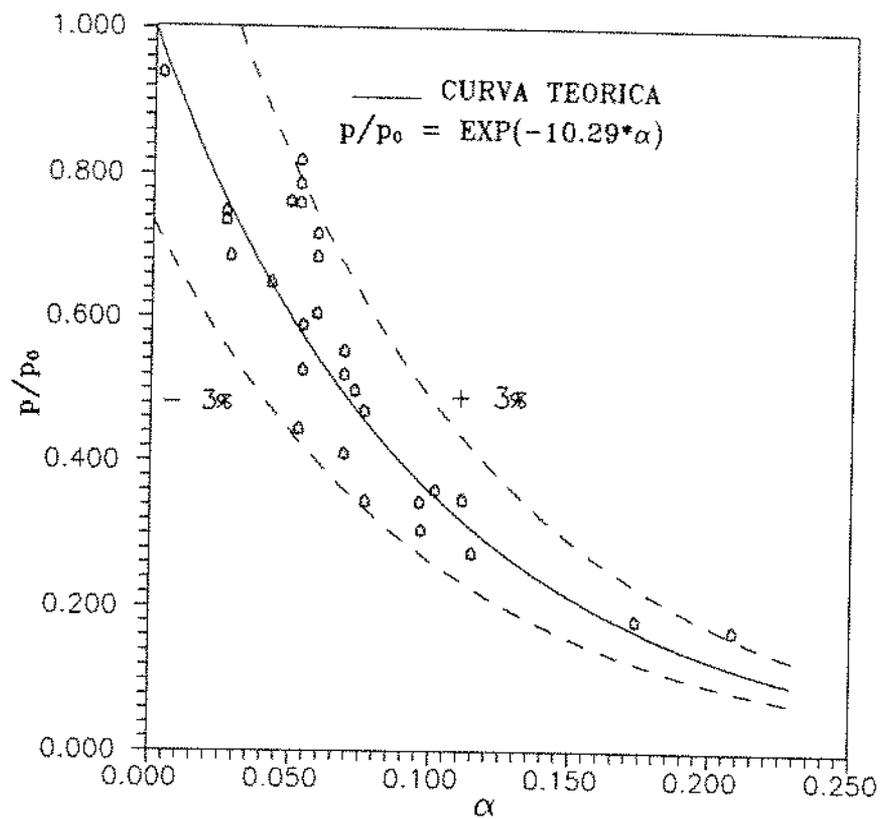


Figura 3.17 - Atenuação do sinal de ultra-som em função da fração de vazio para a tubulação de diâmetro 0.04 m.

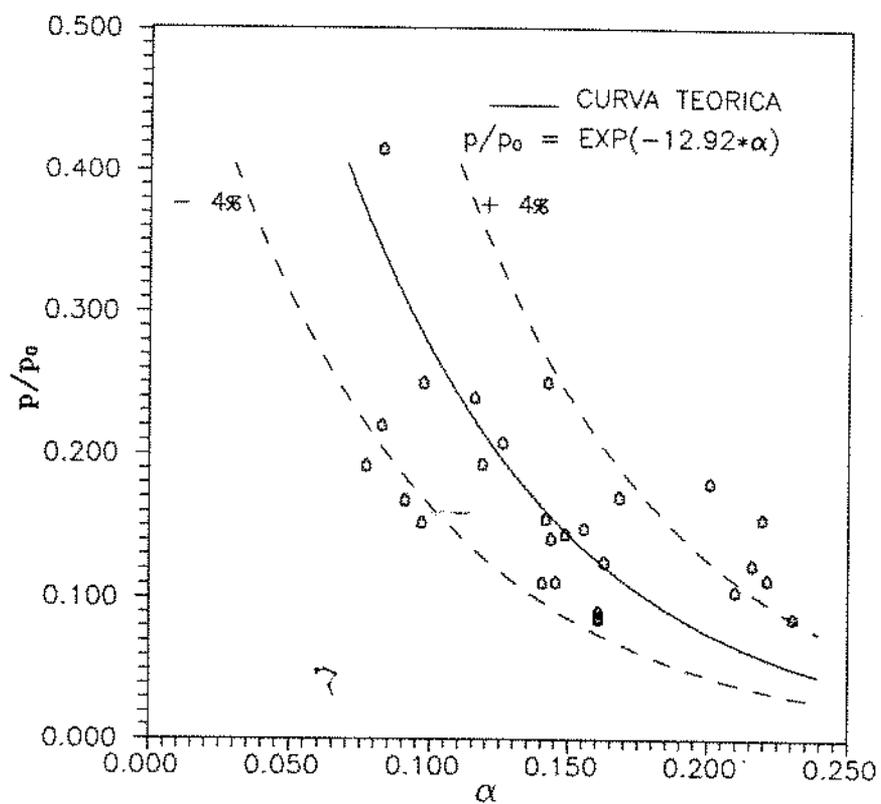


Figura 3.18 - Atenuação do sinal de ultra-som em função da fração de vazio para a tubulação de diâmetro 0.05 m.

### 3.2.4 A DETERMINAÇÃO DA ESPESSURA DE FILME LÍQUIDO AO REDOR DA BOLHA DE TAYLOR

Para a determinação da espessura de filme utilizou-se um equipamento de ultra-som operando de acordo com o método pulso-eco. O método aplicado consistiu na emissão de um pulso sonoro e na determinação do tempo necessário para que este desloque-se até a interface gás-líquido e retorne ao seu ponto de origem. Na presente aplicação torna-se necessária a determinação do tempo de trânsito entre o primeiro eco de recepção (interface parede do tubo-líquido) e o segundo eco (interface líquido-gás). Os equipamentos de ultra-som comercialmente disponíveis para ensaios metalúrgicos não dispõem de recurso para aquisição de dados relativos a esta grandeza. Tornou-se necessária a construção de um acessório para cumprir esta tarefa. Este acessório consiste em um conversor de sinal tempo-tensão. O conversor detecta o pulso inicial e gera uma voltagem que aumenta linearmente com o tempo. A ocorrência do sinal de retorno (eco da interface) provoca a interrupção do crescimento do sinal, que é então registrado.

O método pulso-eco para determinação de espessuras é bastante aplicado em diversas áreas, como metalurgia (medição de espessura de chapas), medicina, determinação da profundidade dos oceanos (sonares), etc. Para a medição de espessura de filme de líquido foi empregado por Chang et alii [1982].

Para a calibração, realizou-se medição direta do diâmetro interno do tubo com um paquímetro e, através da determinação do tempo de trânsito para o pulso atravessar a seção transversal do tubo cheio de água calculou-se a velocidade

do som. Com este procedimento, a velocidade que possibilitou a conversão do sinal de tempo em espessura foi de 1424 m/s. O valor é coerente com citações da literatura, que indicam 1483 m/s, como em Krautkramer [1977].

A prática experimental revelou dificuldades para a determinação de espessura de filme. A interface gás/líquido é ondulada e não apresentava-se sempre paralela à parede da tubulação. O pulso sonoro pode ser refletido em direção oblíqua, ou atenuado, não sendo detectado com potência mensurável no receptor. A cada pulso emitido não correspondia, necessariamente, um pulso refletido ou detectado. Apenas uma amostragem da espessura do filme pôde assim ser obtida.

### 3.2.5 O ALGORITMO PARA PROCESSAMENTO DOS SINAIS DE ULTRA-SOM

O procedimento para o processamento dos sinais dos três equipamentos de ultra-som consiste nos seguintes passos:

- 1- Realiza-se a densidade espectral de potência para o sinal de um conjunto de emissor/receptor que utiliza a técnica de transparência e obtém-se a frequência dominante,  $\phi$ , do escoamento pistonado. Define-se um tempo mínimo igual a  $0.2/\phi$  para que um evento possa ser considerado uma bolha de Taylor.
- 2- Realiza-se a correlação cruzada entre os sinais relativos aos receptores empregados com o método de transparência, obtendo-se a velocidade média de ascensão das bolhas de Taylor.
- 3- Utiliza-se do critério combinado do tempo mínimo para considerar a existência de bolhas de Taylor e do valor mínimo de amplitude de pressão sônica para retificar (transformar em onda retangular) os sinais dos dois receptores que operam segundo o

método de transparência. Toma-se um destes dois sinais como referência para a etapa seguinte.

4- Identificadas as bolhas de Taylor, determinam-se as espessuras de filme líquido correspondentes pelo sinal apropriado tomado com uma defasagem temporal em relação ao sinal de referência. O atraso de tempo determina-se pela divisão da distância entre receptores pela velocidade média de ascensão das bolhas de Taylor. A cada bolha de Taylor associa-se uma espessura média.

5- Para as ocorrências de pistões de líquido, determinam-se as correspondentes frações de vazio.

6- Multiplicando-se os tempos de ocorrência de bolhas de Taylor e pistões de líquido pela velocidade média de ascensão das bolhas de Taylor, obtém-se os respectivos comprimentos.

7- Determinam-se as velocidades individuais para cada bolha de Taylor com o uso dos dois sinais retificados.

A retificação do sinal de ultra-som constitui a etapa mais importante do processo de processamento/interpretação do sinal de ultra-som. O método adotado no presente trabalho apresenta-se como uma das possibilidades disponíveis. Entre várias formas testadas, apresentou os melhores resultados finais.

Os dois equipamentos utilizados para a obtenção das ondas retificadas são de modelos diferentes e utilizados também em conjunto com emissores/receptores diferentes. Admitiu-se, então, que o sinal do aparelho USIP-11, devido às suas características técnicas seria tomado como referência. Em algumas situações a indicação de ocorrência de uma bolha de

Taylor pelo sinal retificado de referência não correspondia ao sinal do segundo equipamento (USL-32). Nestas situações, não foi possível, portanto, a determinação da velocidade individual da bolha de Taylor. Admitia-se nestes casos que a velocidade desta bolha de Taylor seria dada pelo valor médio, obtido pela correlação cruzada de sinais.

Analogamente, para a medição de espessura de filme líquido, em algumas situações não havia uma correspondência entre o sinal retificado de referência e a detecção de espessuras. Admitia-se, para estas ocasiões, o valor médio calculado para as outras ocorrências em que a medição havia sido possível.

#### 4 APRESENTAÇÃO, ANÁLISE E COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

O cálculo das vazões de líquido e gás no escoamento pistonado, segundo o procedimento sugerido, pressupõe, como já discutido, a medição de grandezas intermediárias relativas às estruturas que constituem este padrão. A qualidade destas medidas, isto é, sua resolução, a amplitude de medição e a precisão são características determinantes no cálculo das grandezas derivadas, a saber, as vazões de líquido e gás, objetivos deste trabalho.

Considerando o exposto, serão discutidos, na sequência deste capítulo, os resultados obtidos para a fração de vazio no pistão de líquido,  $\alpha_{pL}$ , a espessura de filme de líquido na periferia da bolha de Taylor,  $\delta$ , o comprimento relativo da bolha de Taylor,  $\beta$ , a velocidade média da bolha de Taylor,  $V_N$  e a fração de vazio média no escoamento pistonado,  $\alpha$ . Três variáveis decorrem das grandezas acima: a frequência dominante de ocorrência de bolhas de Taylor,  $\omega$ , o comprimento médio de bolhas de Taylor,  $L_{BT}$ , e o comprimento médio de pistões de líquido  $L_{pL}$ . São variáveis alternativas para o fechamento do modelo.

Os valores obtidos serão comparados com resultados de correlações publicadas, ou dos modelos para o escoamento pistonado vertical apresentados, com o objetivo de validar os resultados. Cabe ressaltar que procedeu-se também a uma análise estatística destas variáveis, sendo calculados os desvios-padrão associados a cada condição operacional. A aleatoriedade inerente às variáveis é uma característica do escoamento pistonado.

#### 4.1 A FRAÇÃO DE VAZIO NO PISTÃO DE LÍQUIDO.

A figura 4.1 mostra os valores medidos para a fração de vazio no pistão de líquido,  $\alpha_{pl}$ , em uma comparação com os valores calculados segundo a proposição de Fernandes [1981]. Os valores medidos variam entre 0.12 e 0.27, enquanto que os calculados, entre 0.22 e 0.32. Os valores calculados pelo modelo citado são, entretanto, mencionados na literatura como insatisfatórios para a determinação desta grandeza (Dukler & Mao [1989]). Na figura 4.2 os valores medidos são apresentados de acordo com a proposição de Sylvester [1987], isto é, compondo as variáveis independente e dependente dos eixos coordenados a partir das variáveis operacionais  $V_{SG}/\alpha_{PL}$  e  $J_m$ . A linha tracejada representa o melhor ajuste linear aos pontos experimentais. Observa-se que para velocidades de mistura de até 1.5 m/s, os valores calculados e medidos apresentam boa concordância. A partir deste valor de velocidade de mistura a correlação subestima a fração de vazio no pistão de líquido. Importante observar que os pontos experimentais com velocidades de mistura acima de 1.5 m/s podem estar no regime de escoamento de transição entre pistonado e agitante, conforme discussão apresentada no capítulo 3.

Um terceiro modelo que pode ser utilizado para a comparação de valores de frações de vazio nos pistões de líquido é o formulado por Barnea e Brauner [1985]. Neste modelo admite-se que a fração de vazio no pistão de líquido tem o mesmo valor da fração de vazio para um escoamento na transição entre regimes pistonado e bolhas dispersas, mantida constante a velocidade da mistura. Na faixa de vazões dos presentes dados

experimentais, e adotando-se o mapa de regimes de Taitel et alii [1980], conforme a proposição dos autores, as frações de vazio para os pistões de líquido seriam constantes e iguais a 25%.

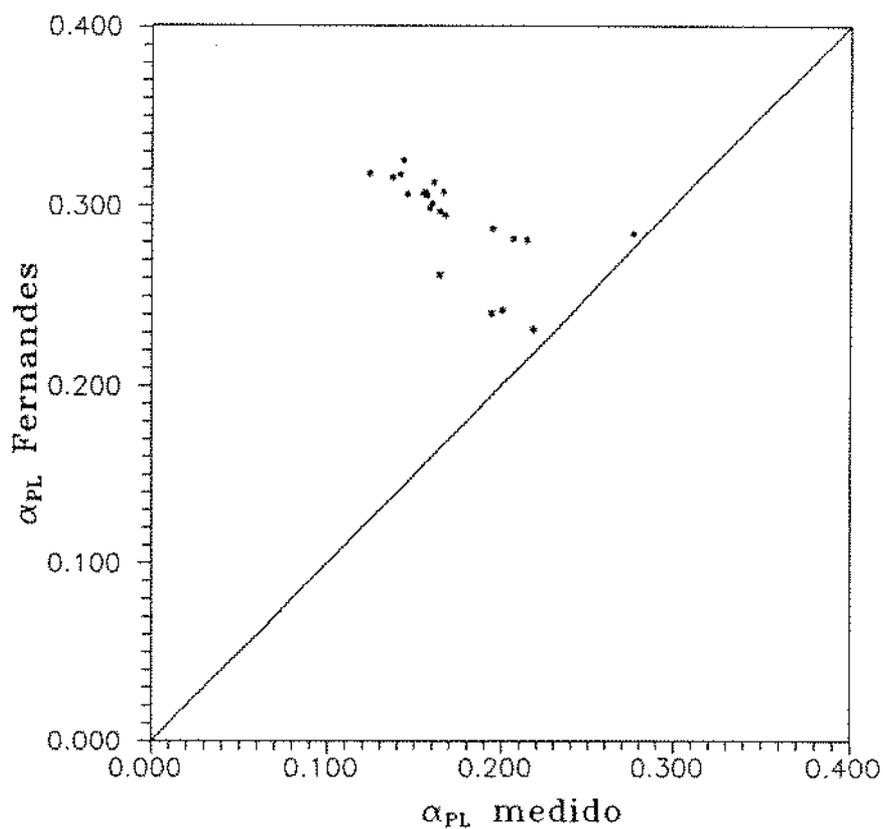


Figura 4.1 - Comparação entre os dados de frações de vazio no pistão de líquido medidas por ultra-som e os valores calculados através do modelo de Fernandes [1981].

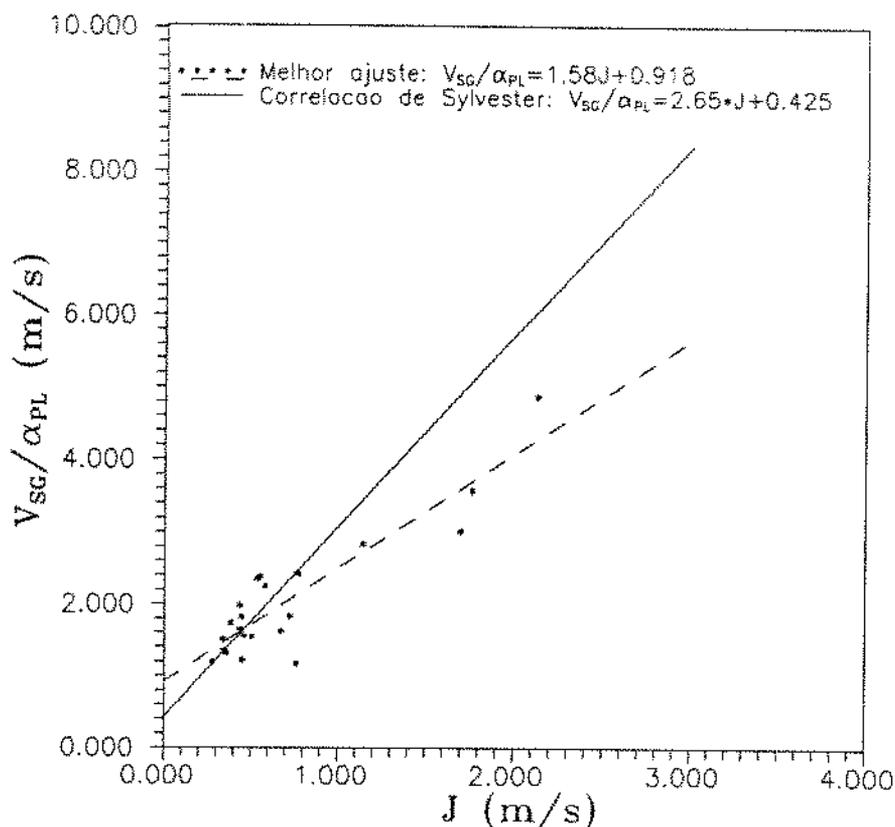


Figura 4.2 - Dados experimentais para fração de vazio no pistão de líquido apresentados na forma da correlação de Sylvester [1987].

Os dados de Dukler & Mao [1989] para escoamento de ar e uma solução eletrolítica composta a partir de água, em uma tubulação vertical de diâmetro 0.051 m, indicam valores de  $\alpha_{PL}$  variando entre 15% e 30% para velocidades de mistura variando entre 0.3 m/s e 1.5 m/s.

A análise conjunta dos dados experimentais do presente trabalho, com outros publicados na literatura, e com resultados de correlações indica que os valores medidos são coerentes. A correlação de Sylvester apresentou-se compatível com eles até a velocidade de mistura de 1.5 m/s. Deve-se ressaltar que os cálculos resultantes de modelos apresentam resultados dispare, indicando a precariedade da abordagem fenomenológica na determinação desta grandeza.

## 4.2 A ESPESSURA DE FILME LÍQUIDO NA PERIFERIA DA BOLHA DE TAYLOR

A bolha de Taylor possui como característica principal o fato de ser circundada por um filme de líquido. Os autores de trabalhos publicados (Fernandes [1981], Taitel et alii [1980], Mishima e Ishii [1984] e Sylvester [1987]) admitem que, devido ao fato de o gradiente de pressão no interior da bolha de Taylor ser nulo, o filme de líquido também não está sujeito a gradiente de pressão. Desta forma, o filme possui um deslocamento descendente, sem aceleração, havendo um equilíbrio entre as forças de cisalhamento na parede do tubo e gravitacionais. De uma maneira geral estes autores admitem que a força gravitacional é contrabalançada apenas pela tensão de cisalhamento na parede do tubo. Em investigação experimental, Dukler & Mao [1989] observaram, entretanto, que a tensão interfacial possui um valor relevante, contrariando as premissas dos modelos existentes.

A inexistência de conhecimento conclusivo acerca desta grandeza torna imperativa a necessidade de medição direta. Com o objetivo de avaliar as medições realizadas, na falta de valores experimentais publicados, realizou-se a comparação dos dados com modelos mecanicistas existentes na literatura.

-O modelo de Taitel, Barnea e Dukler [1980]

Adotando a premissa já citada de que o filme de líquido descendente tem a força gravitacional equilibrada pela tensão de cisalhamento na interface líquido-parede (desprezada a tensão interfacial), pode-se fazer um balanço de forças:

$$f \left( \frac{1}{2} \rho_l V_{lbt}^2 \right) \pi d = \rho_l g A_{lbt} \quad (4.1)$$

Levando a equação (4.1) à (2.15), obtém-se:

$$V_{LBT} = \left( \frac{1}{C} A (1 - \alpha_{PL}) \frac{(V_N - V_{LPL})}{(V_N - V_{LBT})} \right)^{1/m} \quad (4.2)$$

Conhecendo-se  $V_N$  (medido) e  $V_{LPL}$  (calculado do modelo do capítulo 3), determina-se a velocidade do filme ( $V_{LBT}$ ) e, em seguida a fração de vazio na bolha de Taylor ( $\alpha_{BT} = A_{BT}/A$ ). A espessura do filme decorre da relação geométrica expressa na equação (2.24).

-O modelo de Mishima e Ishii [1984]

Os autores admitem um escoamento ideal e desta forma aplicam a equação de Bernoulli entre dois pontos localizados no filme líquido descendente. O primeiro localiza-se na mesma cota axial da extremidade superior da bolha de Taylor e o segundo em um local qualquer do filme:

$$P_1 + \frac{1}{2} \rho_L V_{LBTj_1}^2 + \rho_L g h_1 = P_2 + \frac{1}{2} \rho_L V_{LBTj_2}^2 + \rho_L h_2 \quad (4.3)$$

Da definição de velocidade de deslizamento, para um ponto N qualquer do filme de líquido:

$$V_{LBTj_N} = V_{LBT_N} - j_m \quad (4.4)$$

Considerando-se a inexistência de gradiente de pressão no interior da bolha de Taylor,  $P_1 = P_2$ .

Como a seção de líquido próxima à extremidade da bolha de Taylor é muito maior do que a área de líquido no filme, despreza-se  $V_{LBTj}$ . Determina-se então o valor da velocidade no filme:

$$V_{LBTj}(h) = - \sqrt{\frac{2 h \Delta \rho g}{\rho_l}} \quad (4.5)$$

Sendo:  $\Delta \rho = \rho_l - \rho_g$

$\Delta h = h_1 - h_2$

Pode-se escrever para  $\alpha_{BT}$ :

$$\alpha_{BT}(h) = \frac{V_{LBTj}(h)}{V_{LBT} - V_{GBT}} \quad (4.6)$$

Substituindo (4.5) em (4.6):

$$\alpha_{BT}(h) = \frac{\sqrt{\frac{2 h \Delta \rho h}{\rho_l}}}{\sqrt{\frac{2 h \Delta \rho h}{\rho_l}} + (C_0 - 1) j + 0.35 \sqrt{\frac{g d \Delta \rho}{\rho_l}}} \quad (4.7)$$

A fração de vazio varia ao longo da bolha de Taylor e seu valor médio pode ser determinado por:

$$\alpha_{BT} = \frac{1}{L_{BT}} \int_0^{L_{BT}} \alpha_{BT}(h) dh \quad (4.8)$$

A integração resulta em:

$$\alpha_{BT} = 1 - 2 X + 2 X^2 \ln \left( 1 + \frac{1}{X} \right) \quad (4.9)$$

Sendo:

$$X = \sqrt{\frac{\rho_L}{2 g \Delta \rho L_{BT}}} \left[ (C_0 - 1) j + 0.35 \sqrt{\frac{g d \Delta \rho}{\rho_L}} \right] \quad (4.10)$$

Calculados os valores de frações de vazio, os valores correspondentes de espessura de filme podem ser conhecidos através da relação geométrica expressa na equação (2.24).

Os gráficos das figuras 4.3 a 4.5 mostram as comparações entre os valores experimentais de espessura de filme de líquido e seus correspondentes valores quando calculados através dos modelos de Taitel et alii [1980], Fernandes [1981], e Mishima & Ishii [1984]. A análise dos resultados indica que nenhum dos modelos supracitados é satisfatório para a previsão da espessura de filme. Importante ressaltar também que os valores resultantes dos modelos de Fernandes [1981] e Sylvester [1987] que adotam a correlação de Brotz [1954] indicam magnitudes muito próximas e quase constantes. O modelo de Mishima & Ishii [1984] apresentou a melhor concordância com os valores medidos. Ainda assim considera-se este modelo insatisfatório. Adicionalmente possui o sério inconveniente de necessitar do conhecimento prévio do comprimento médio das bolhas de Taylor. Se este comprimento não é previsto de forma adequada, levará a valores errôneos de espessura.

Admitir o escoamento no filme como ideal (Mishima & Ishii [1984]), admiti-lo como em queda livre (Brotz [1954]), ou considerar, além da ação da gravidade, a ação da tensão cisalhante na parede (Taitel & Dukler [1980]), não são soluções representativas para o escoamento que se estabelece no filme. Em trabalho recente, Dukler & Mao [1989] mostraram que a aceleração do filme na região próxima ao "nariz" da bolha de Taylor e a tensão na interface gás-líquido são fenômenos a serem considerados. Na parte central e extremidade final da bolha de Taylor, a tensão interfacial chega a atingir 50% do valor da força que se opõe à ação da gravidade.

Assim, como para a fração de vazio no pistão de líquido, os modelos para a espessura de filme apresentam resultados dispares. Os valores medidos são da ordem de grandeza dos valores calculados, com magnitude intermediária entre estes.

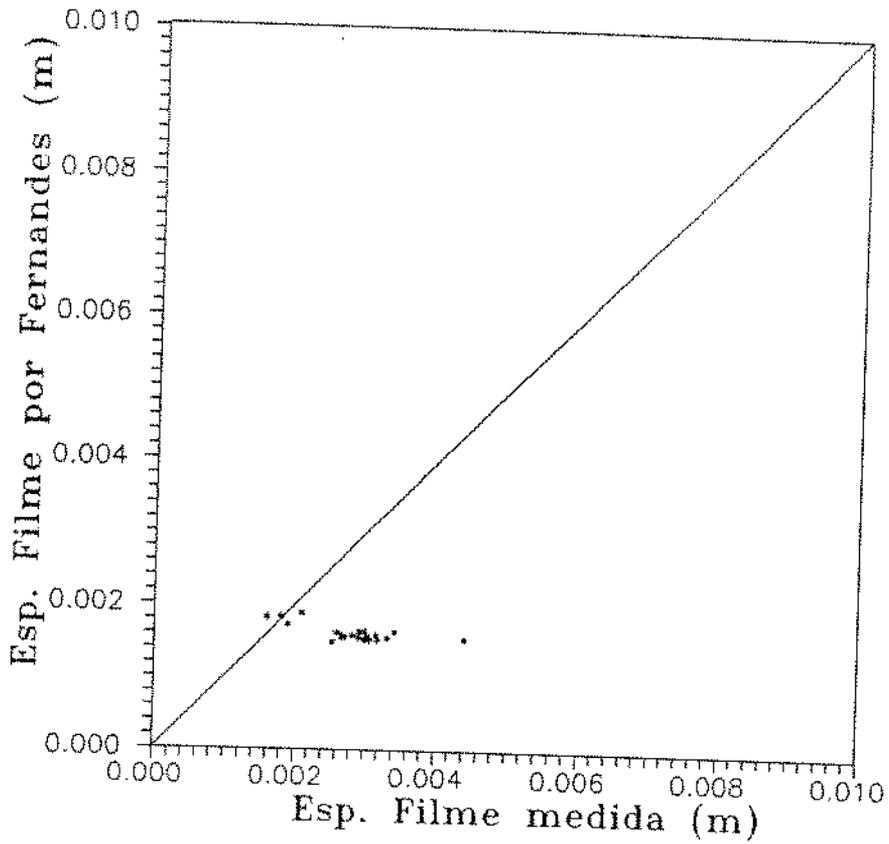


Figura 4.3 - Comparação entre a espessura de filme de líquido medida e o modelo de Fernandes [1981].

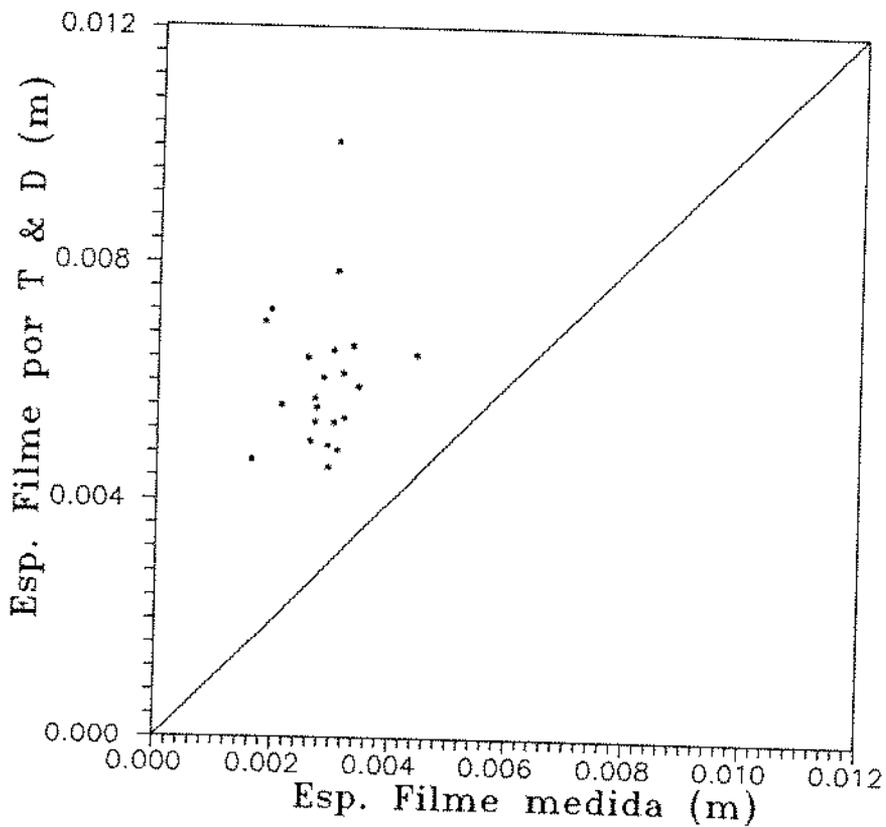


Figura 4.4 - Comparação entre a espessura de filme de líquido medida e o modelo de Taitel et alii [1980].

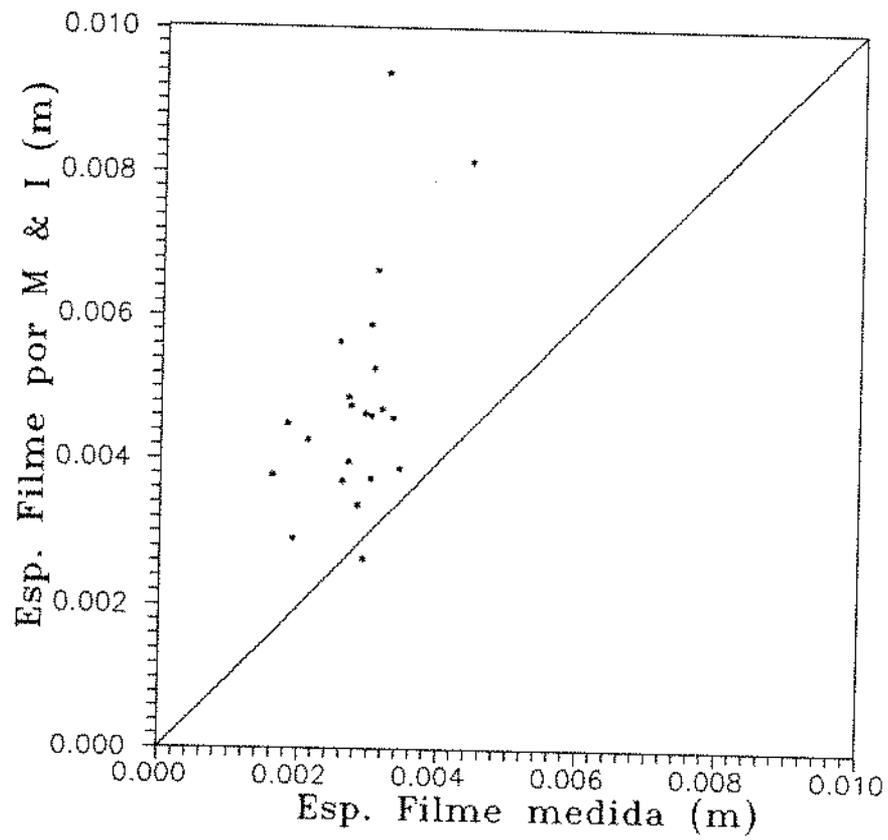
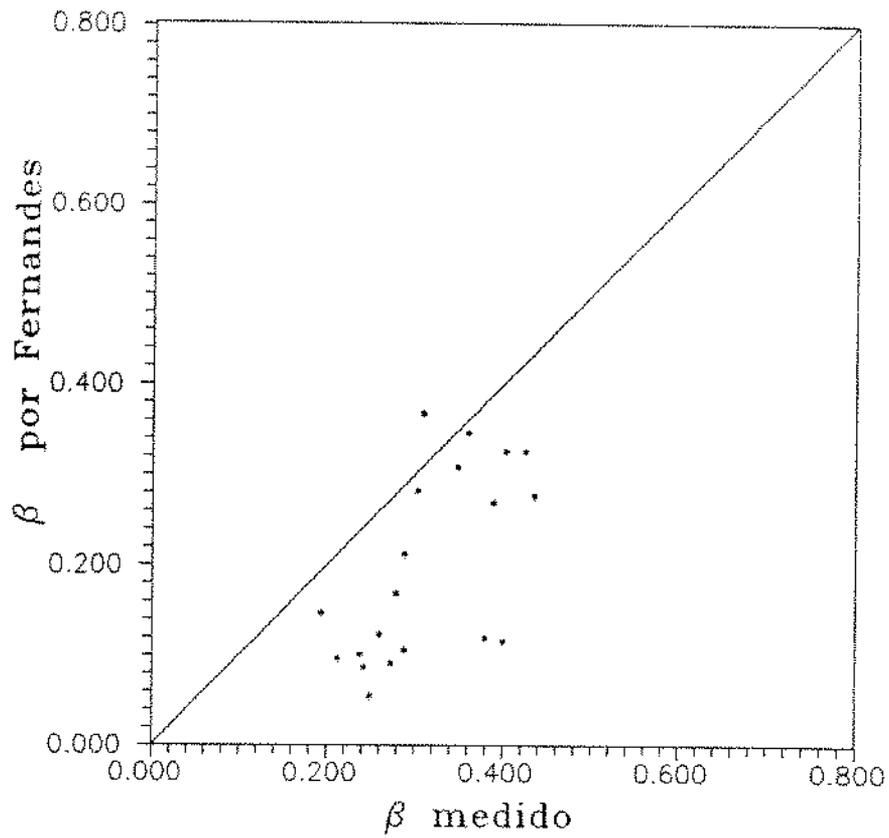


Figura 4.5 - Comparação entre a espessura de filme de líquido medida e o modelo Mishima & Ishii [1984].

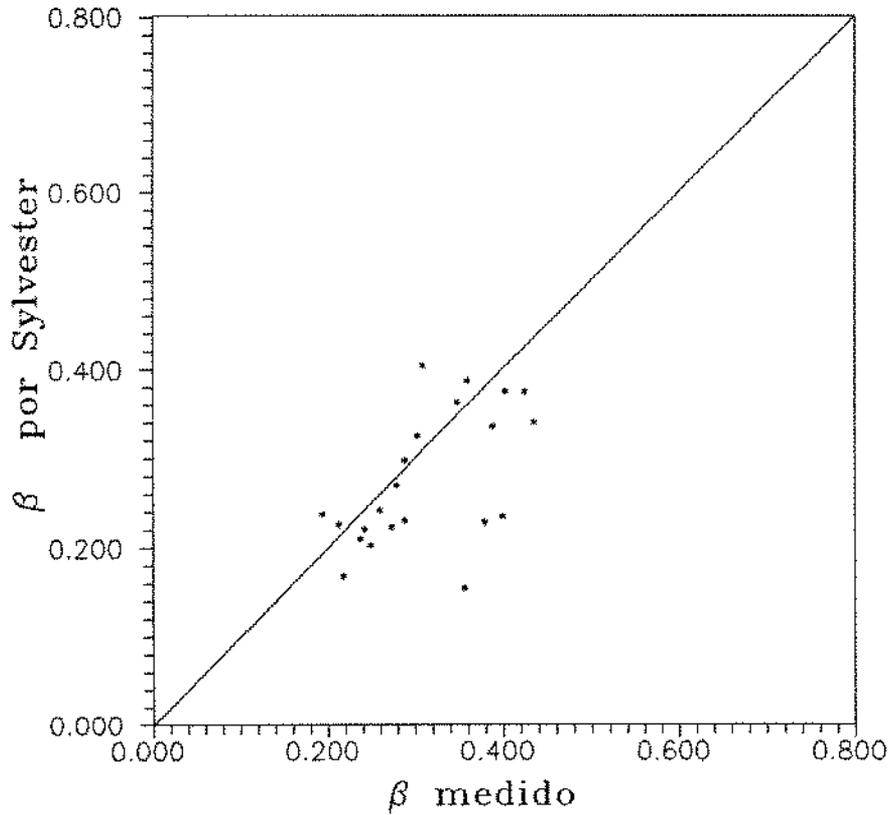
### 4.3 A RAZÃO ENTRE COMPRIMENTOS DE BOLHA DE TAYLOR E UNIDADE CARACTERÍSTICA DO ESCOAMENTO PISTONADO

Os valores médios medidos para a variável  $\beta$  podem ser comparados com os resultados fornecidos pelos modelos de Fernandes [1981] e Sylvester [1987]. Os gráficos das figuras 4.6 e 4.7 mostram estas comparações.

Os resultados indicam que o modelo de Sylvester [1987] apresenta menor desvio em relação aos dados experimentais, como consequência da melhor determinação da fração de vazio no pistão de líquido. Com exceção de alguns pontos, o modelo de Sylvester calcula os valores de  $\beta$  dentro de uma faixa de aproximação de 20% dos valores medidos. O modelo de Fernandes tende à determinação de valores de  $\beta$  inferiores aos valores reais. Isto deve-se à tendência do modelo de superestimar o valor da fração de vazio no pistão de líquido.



**Figura 4.6** - Comparação entre os valores de  $\beta$  medidos e os calculados com o modelo de Fernandes [1981].



**Figura 4.7** - Comparação entre os valores de  $\beta$  medidos e os calculados com o modelo de Sylvester [1987].

#### 4.4 A VELOCIDADE MÉDIA DE ASCENSÃO DE BOLHAS DE TAYLOR

Os valores da velocidade média de bolhas de Taylor, calculados a partir correlação cruzada, estão mostrados na figura 4.8, em termos das variáveis sugeridas por Fernandes [1981]. Este autor propôs uma correlação empírica para a velocidade de ascensão de bolhas de Taylor, em função da velocidade da mistura. A comparação dos dados obtidos revela, em concordância à observação do próprio autor, que a correlação possui a tendência a subestimar a velocidade de ascensão das bolhas de Taylor.

É interessante observar que o modelo de deslizamento de Zuber & Findlay [1965], curva ( - ) na figura 4.16 revela que a correlação de Fernandes [1981], contrariamente à premissa estabelecida, minimiza o efeito de agregação de bolhas dispersas pela bolha de Taylor e/ou de expansão do gás. Se estes fenômenos devem ser considerados, a velocidade da fronteira da bolha deve ser superior à velocidade média do gás, efeito este que pode ser pequeno em velocidades superficiais baixas, mas que tende a aumentar com o crescimento da velocidade da mistura. A análise dos pontos experimentais mostra exatamente esta tendência: o ajuste dos dados segundo as variáveis  $V_N$  e  $J_m$  deve indicar uma reta com inclinação mais acentuada do que a relação do modelo de deslizamento, que é dada em termos de  $V_G$  e  $J_m$ , sendo  $V_G$  a velocidade média do gás.

Conclui-se, então, que os valores experimentais são coerentes com as premissas propostas e revelam aspectos não considerados em correlações existentes até o momento.

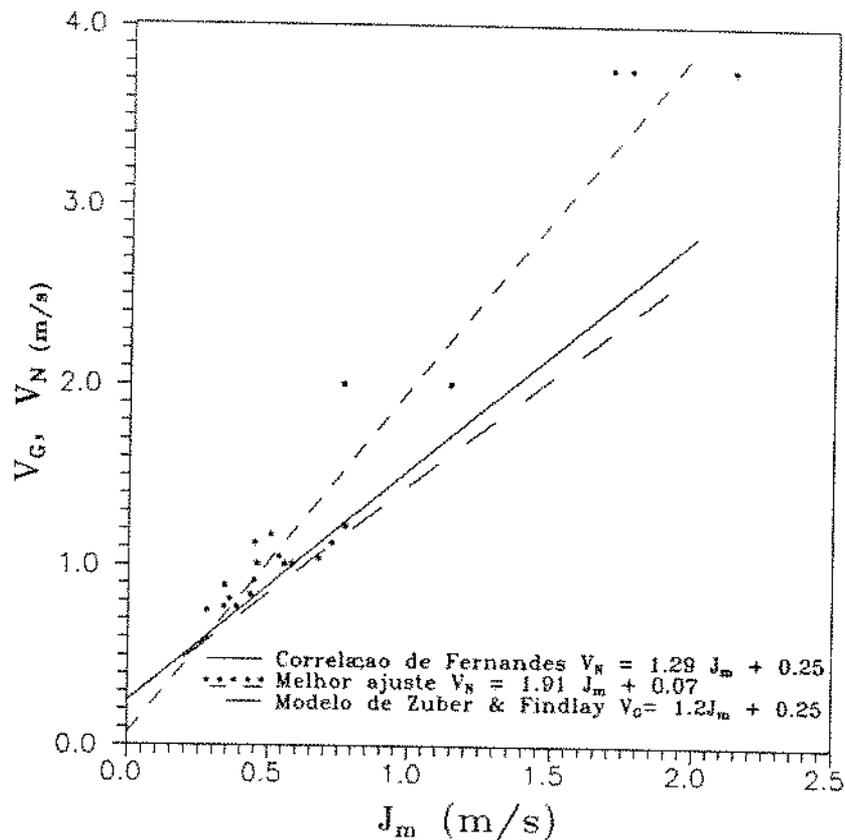


Figura 4.8 - Verificação da correlação de Fernandes [1981] para a velocidade de ascensão de bolhas de Taylor.

#### 4.5 O COMPRIMENTO DA BOLHA DE TAYLOR

O modelo de Mishima e Ishii [1984] apresenta uma expressão para o comprimento médio da bolha de Taylor.

Fazendo um balanço de forças no filme líquido descendente, admitindo-se um equilíbrio entre o peso do líquido e a tensão de cisalhamento junto à parede do tubo e desprezando-se a tensão interfacial:

$$\frac{f}{2} \rho_L V_{LBT}^2 \pi d = \frac{2}{3} \Delta \rho A (1 - \alpha_{BTc}) \quad (4.11)$$

Onde  $\alpha_{BTc}$  é a fração de vazio na cauda da bolha de Taylor.

O fator de fricção  $f$  é definido por:

$$f = C_f \left[ \frac{(1 - \alpha_{BT}) V_{LBT} d}{\nu_l} \right]^{-m}$$

Explicitando-se  $\alpha_{BT}$  e assumindo  $C_f = 0.046$  e  $m = 0.2$ , chega-se a:

$$\alpha_{BTc} = \frac{0.75 C_1 + j}{0.75 C_1 + C_0 j + C_2} \quad (4.12)$$

Onde:

$$C_0 = 1.2 - 0.2 \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}}$$

$$C_1 = \left[ \frac{g \Delta \rho d^{1/2}}{\rho_l \nu_l^2} \right]^{0.56}$$

$$C_2 = 0.35 \sqrt{\frac{\Delta \rho g d}{\rho_l}}$$

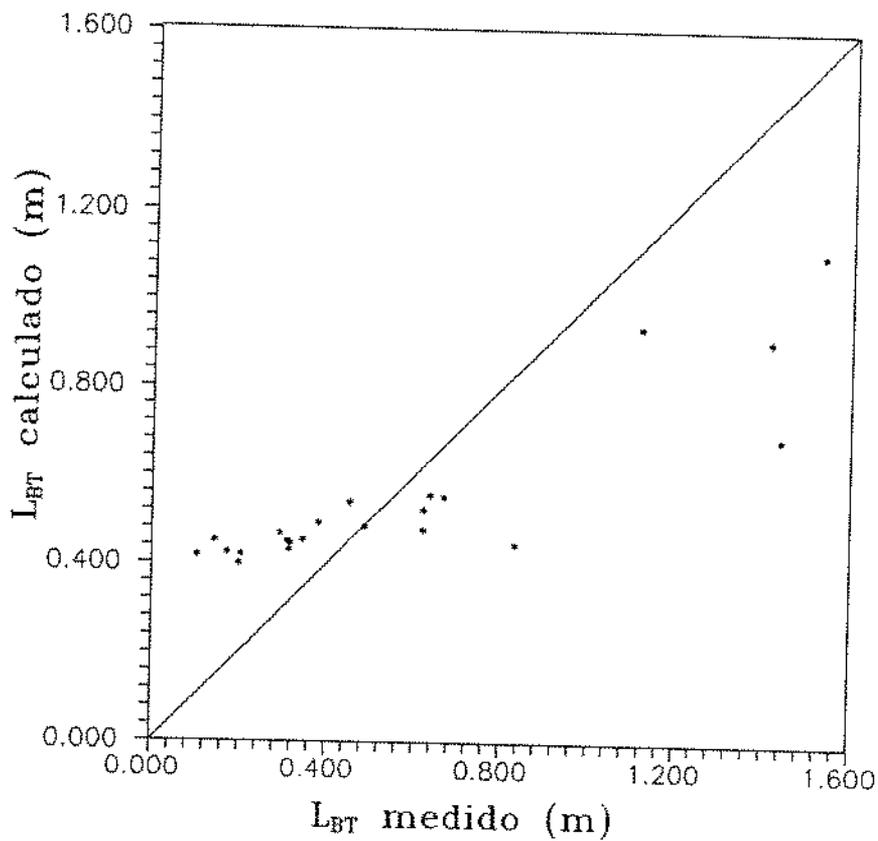
Da equação (4.7) pode ser obtido o valor de  $\alpha_{BTc}$ , igual a  $\alpha_{BT}(L_{BT})$ .

$$\alpha_{BT}(L_{BT}) = \frac{\sqrt{\frac{2 h \Delta \rho L_{BT}}{\rho_l}}}{\sqrt{\frac{2 h \Delta \rho L_{BT}}{\rho_l}} + (C_0 - 1)j + 0.35 \sqrt{\frac{g d \Delta \rho}{\rho_l}}} \quad (4.13)$$

Igualando-se as equações (4.12) e (4.13), tem-se:

$$L_{BT} = \frac{(0.75 C_1 + j)^2 \rho_l}{2 g \Delta \rho} \quad (4.14)$$

O gráfico da figura 4.9 mostra a comparação entre os valores médios medidos para o comprimento das bolhas de Taylor e os valores correspondentes calculados pelo modelo de Mishima & Ishii [1984]. A análise dos resultados indica relativa coerência entre o modelo e os presentes dados.



**Figura 4.9** - Comparação entre os valores de comprimentos médios de bolhas medidos e os calculados com o modelo Mishima & Ishii [1981].

#### 4.6 O COMPRIMENTO DO PISTÃO DE LÍQUIDO

De acordo com Taitel et alli [1980], o comprimento mínimo do pistão de líquido para a existência de escoamento desenvolvido é de 16 vezes o diâmetro interno da tubulação. Barnea e Brauner [1985] sugerem o mesmo valor. O modelo de Dukler, Maron e Brauner [1985] admite que o comprimento mínimo estável para o pistão de líquido é aquele necessário para que se reestabeleça o perfil de velocidades desenvolvido após a bolha de Taylor. Valores de comprimentos mínimos para pistão de líquido desenvolvidos situam-se, de acordo com este modelo, em uma faixa de 16 a 20 vezes o diâmetro da tubulação. De acordo com dados experimentais diversos, estes autores constataram que o valor provável para o comprimento médio do pistão de líquido situa-se em uma faixa entre o comprimento mínimo e o dobro deste valor.

Os dados experimentais obtidos revelaram uma grande flutuação de valores contrariando as premissas dos modelos de comprimentos estáveis médios. Observa-se ainda que os pontos experimentais com velocidades superficiais de gás e de líquido mais elevadas, identificados como possíveis regimes de transição entre pistonado e agitante, apresentam comprimentos médios de pistões de líquido muito distantes da faixa de 16 diâmetros (0.80 m) a 32 diâmetros (1.6 m).

A tabela a seguir apresenta os valores medidos para comprimentos médios de pistões de líquido.

$V_{SG}$ (m/s)	$V_{SL}$ (m/s)	$L_{PL}$ (m)
0.1711	0.1067	0.5093
0.1864	0.1539	0.3929
0.1891	0.1539	0.5913
0.2816	0.1654	0.8565
0.3909	0.1643	0.6547
0.3720	0.1643	0.7835
0.3290	0.1057	1.2388
0.2787	0.1057	0.4619
0.2432	0.2140	1.0725
0.3762	0.2053	0.4707
0.5054	0.2184	1.0220
0.2461	0.2588	1.5216
0.1777	0.2719	0.8345
0.5160	0.2571	0.9095
0.2566	0.1792	0.8651
0.1799	0.1792	1.0426
0.4662	0.6779	1.9215
0.6046	1.0947	5.6126
0.6945	1.0694	5.7400
1.0623	1.0694	3.5763
0.2411	0.5221	1.2500
0.3140	0.3621	0.8044

Tabela 4.1- Comprimentos médios medidos para pistões de líquido.

#### 4.7 A FRAÇÃO DE VAZIO MÉDIA PARA O ESCOAMENTO PISTONADO

Uma vez realizada a medição por ultra-som das grandezas referentes às frações de vazio para os pistões de líquido e bolhas de Taylor, e de seus respectivos comprimentos, pode-se determinar a fração de vazio média com a equação (2.26).

Os gráficos das figuras 4.10 a 4.12 apresentam comparações entre os valores de frações de vazio obtidos por ultra-som com valores correspondentes determinados pela medição direta através de válvulas de fechamento rápido e de cálculo pelos modelos de Fernandes [1981] e Sylvester [1987].

A comparação indica boa concordância dos valores determinados por ultra-som com os valores obtidos por medição direta e também através dos dois modelos. Para a comparação entre os valores obtidos por ultra-som e por medição do volume de líquido drenado, 86% dos dados possuem concordância dentro de uma faixa de mais ou menos 20%. Idêntica comparação com os valores calculados com os modelos de Fernandes [1981] e Sylvester [1987] indica, para a mesma faixa de concordância, 68% dos dados.

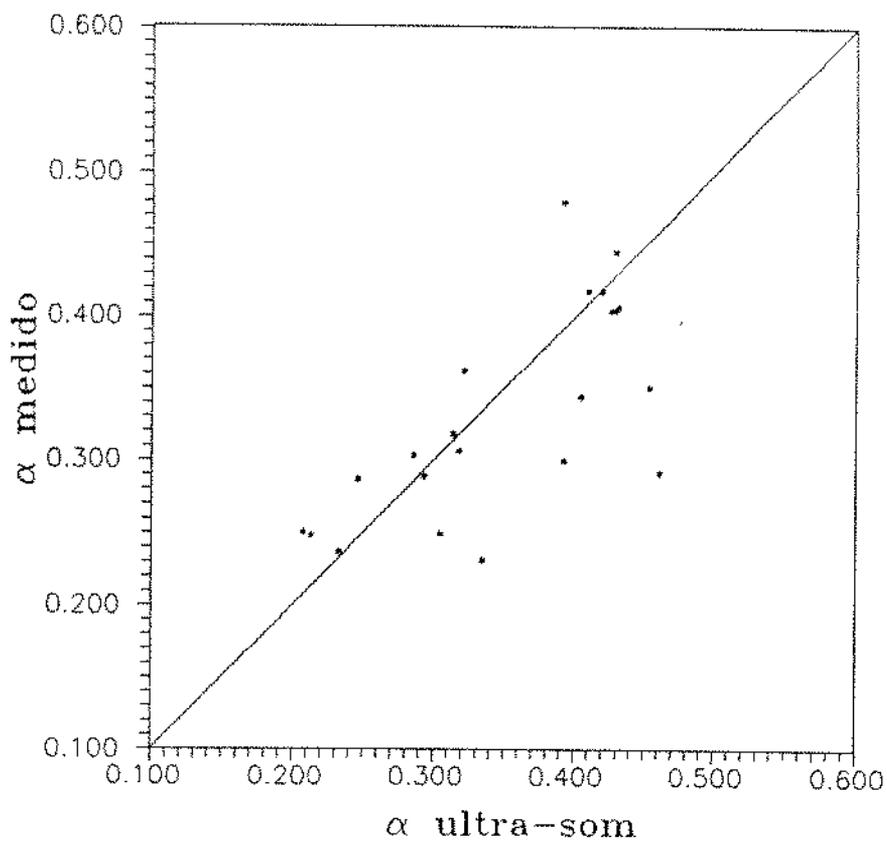


Figura 4.10 - Comparação entre os valores de frações de vazio determinadas por ultra-som e os valores obtidos por medição com válvulas de fechamento rápido.

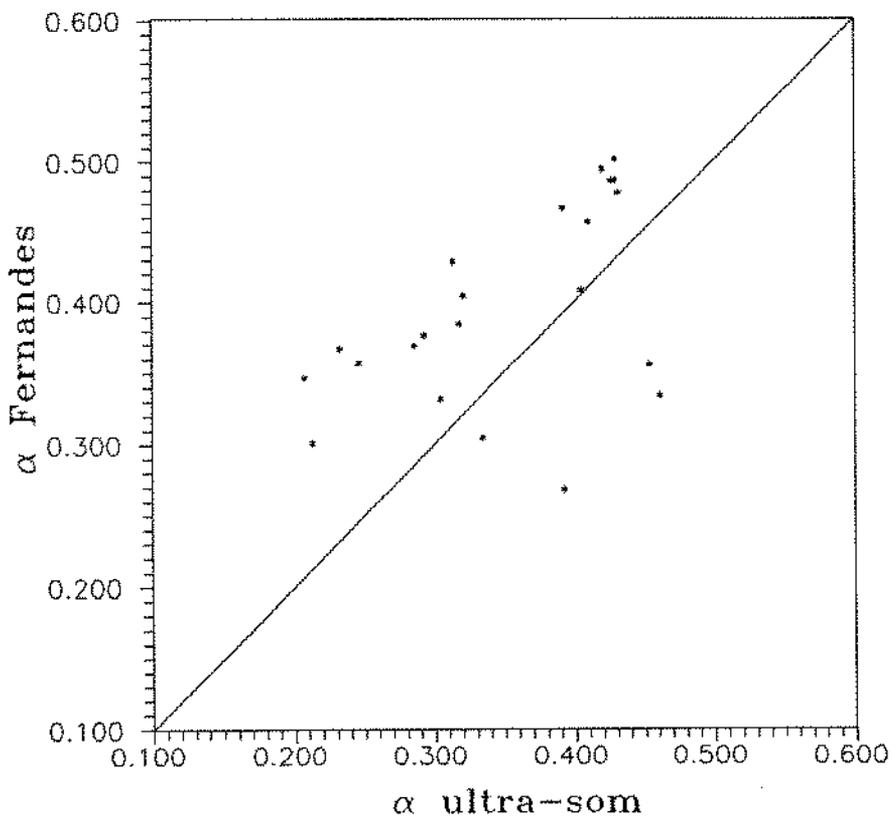


Figura 4.11 - Comparação entre os valores de frações de vazio determinadas por ultra-som e os valores calculados pelo modelo de Fernandes [1981]

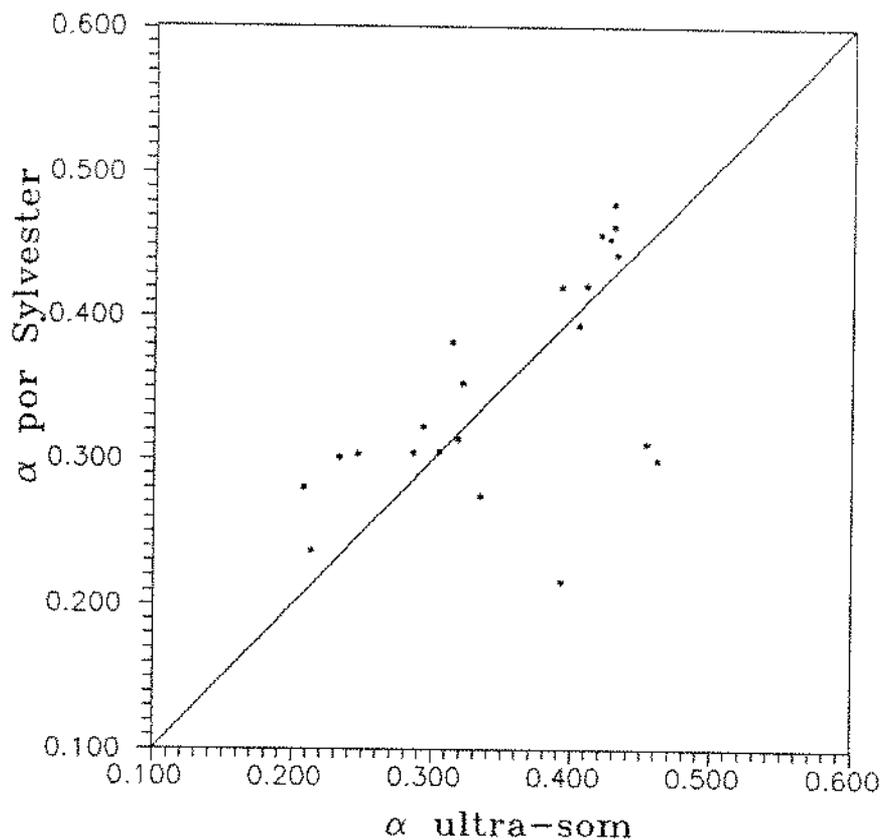


Figura 4.12 - Comparação entre os valores de frações de vazio determinadas por ultra-som e os valores calculados pelo modelo de Sylvester [1987]

#### 4.8 A FREQUÊNCIA DE OCORRÊNCIA DE BOLHAS DE TAYLOR

Dados de frequência de ocorrência de bolhas de Taylor podem ser determinados pela análise espectral de frequência ou pela contagem do número de ocorrências, dividindo-se este valor pelo tempo de amostragem.

A frequência pode ser escrita da forma:

$$\omega = \frac{V_N}{L_{PL} + L_{BT}} \quad (4.15)$$

Ou também:

$$\omega = \frac{V_N (1 - \beta)}{L_{PL}} \quad (4.16)$$

Ou ainda:

$$\omega = \frac{V_N \beta}{L_{BT}} \quad (4.17)$$

Conforme comparações realizadas no presente trabalho, concluiu-se que os valores de  $V_N$  e  $\beta$  são previstos com razoável precisão pelos modelos de Fernandes [1981] e Sylvester [1987], respectivamente. Portanto, o problema para o cálculo da frequência dominante resume-se agora à determinação do comprimento do pistão de líquido para aplicação à equação (4.16) ou da bolha de Taylor, para a equação (4.17).

No gráfico da figura 4.13 pode-se observar a comparação entre os valores de frequências medidos pela contagem do número de ocorrências de bolhas de Taylor dividido pelo tempo de amostragem e os valores calculados pela equação (4.16). O gráfico da figura 4.14 apresenta a mesma comparação, porém com os valores de frequências determinados pela equação (4.17). Observa-se neste gráfico que a maioria dos valores calculados pela equação (4.17) situam-se em uma faixa de precisão de mais ou menos 50% dos valores medidos. O gráfico da figura 4.13 apresenta uma tendência contrária para o cálculo das frequências, ou seja, para valores altos de frequências medidas são calculados valores baixos e vice-versa. Conclui-se, portanto, que a equação (4.17), com o valor de  $V_N$  de acordo com o modelo de Fernandes [1981] e de Sylvester [1987] (equação

(2.27)) e o comprimento de bolhas de Taylor dado pelo modelo de Mishima e Ishii [1984] (equação (4.34)), e o valor de  $\beta$  dado pelo modelo de Sylvester [1987] apresenta-se como a forma mais adequada para a determinação da frequência de ocorrência de bolhas de Taylor.

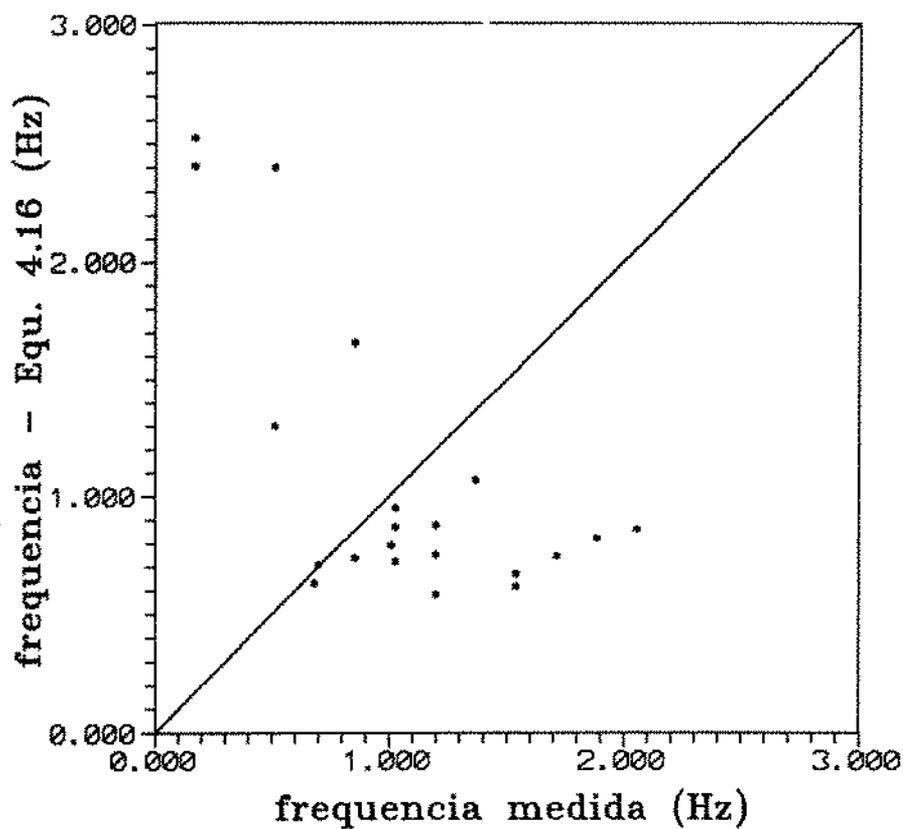


Figura 4.13 - Comparação dos valores de frequências determinadas por ultra-som com os valores calculados com a equação (4.16)

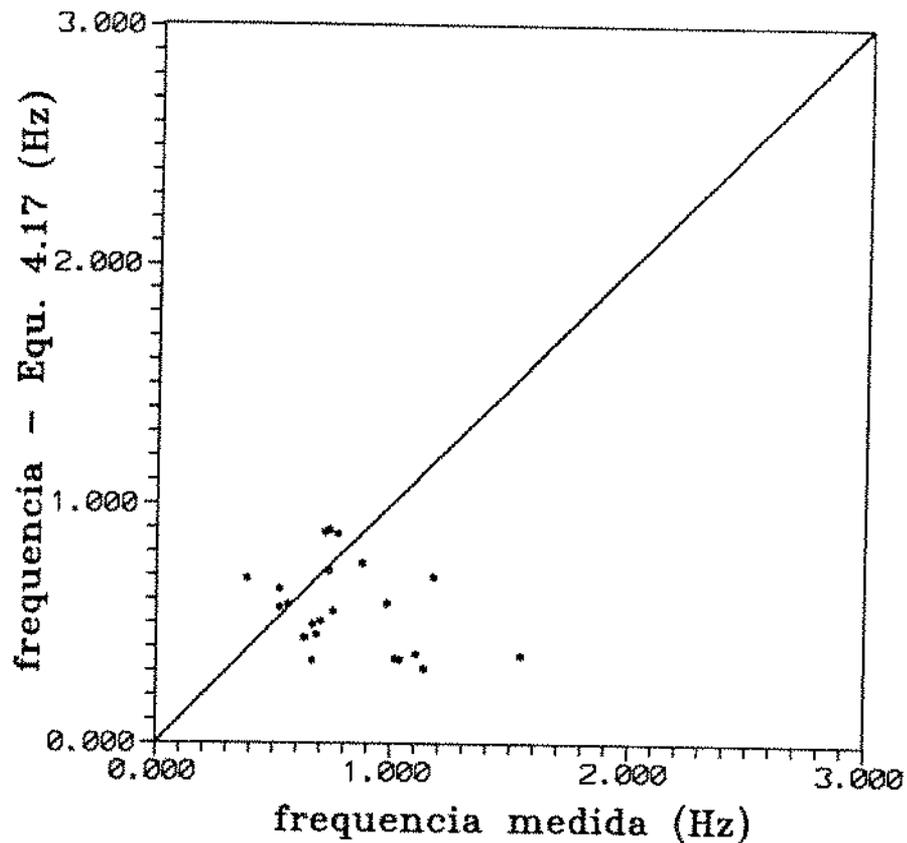


Figura 4.14 - Comparação dos valores de frequências determinadas por ultra-som com os valores calculados com a equação (4.17)

#### 4.9 ANÁLISE ESTATÍSTICA DOS DADOS

Os dados experimentais revelaram uma grande variação nas grandezas medidas, significando uma diferença relevante entre bolhas de Taylor e pistões de líquido para um mesmo escoamento. A tabela a seguir indica os desvios-padrão de grandezas medidas. Os valores estão expressos em relação a percentuais de suas médias.

$V_{SL}$ (m/s)	$V_{SG}$ (m/s)	Desvio-padrão					
		$L_{PL}$ (%)	$L_{BT}$ (%)	$\beta$ (%)	$\alpha_{PL}$ (%)	$V_N$ (%)	$\delta$ (%)
0.1067	0.1711	41.5	300.3	37.9	13.6	23.7	79.8
0.1539	0.1864	62.6	806.7	59.5	24.1	21.2	67.1
0.1539	0.1891	57.6	418.0	49.6	15.4	20.2	70.4
0.1654	0.2816	43.5	371.5	48.4	10.5	21.8	68.8
0.1643	0.3909	77.0	558.2	38.5	9.1	16.8	75.3
0.1643	0.3720	58.3	379.6	44.5	9.8	21.4	68.8
0.1057	0.3290	44.6	304.2	32.0	5.4	16.0	37.7
0.1057	0.2787	71.3	315.6	38.8	6.4	23.6	61.6
0.2140	0.2432	54.4	375.4	49.8	7.7	23.2	57.0
0.2053	0.3762	74.9	534.8	40.7	5.2	23.9	64.9
0.2184	0.5054	41.9	253.2	31.8	5.9	18.2	59.3
0.2588	0.2461	25.1	554.0	51.1	5.0	28.0	70.1
0.2719	0.1777	32.7	931.2	55.7	11.5	26.8	28.7
0.2571	0.5160	07.4	274.0	43.7	5.0	25.0	40.0
0.1792	0.2566	49.4	299.0	43.2	7.5	21.6	68.8
0.1792	0.1799	46.0	1781.1	45.5	16.4	18.3	55.0
0.6790	0.4662	90.3	242.3	44.8	8.8	26.0	64.0
1.0947	0.6046	38.1	414.7	49.0	8.6	37.4	96.2
1.0694	0.6945	8.2	338.6	43.3	8.1	.0	78.1
1.0694	1.0623	21.3	221.7	24.5	4.2	.0	79.8
0.5521	0.2410	70.9	541.9	46.4	5.1	32.7	68.6
0.3621	0.3138	97.6	474.5	55.6	14.9	21.3	49.3
Desvios-padrão médios							
		54.4	420.6	48.5	11.6	17.4	57.1
Dados e Dukler & Mao [1989]							
		70.0	100.0			30.0	

Tabela 4.2 - Desvios-padrão para as variáveis medidas para o escoamento pistonado vertical.

Semelhante análise dos dados experimentais de Dukler e Mao [1989], para escoamentos pistonados verticais indica desvios-padrão de 100 % para comprimentos de bolhas de Taylor, 70 % para pistões de líquido e de 30 % para a velocidade de ascensão de bolhas de Taylor, mostrado na última linha da tabela. A constatação do presente trabalho, de que há grande variação na constituição das bolhas de Taylor e pistões de líquido, para uma mesma condição operacional, sugere que modelos como o de Fernandes [1981] e Sylvester [1987], que idealizam o escoamento a partir de valores característicos médios, propagam erros devido a não-linearidades implícitas do sistema de equações. Isto é, ao se constituir o sistema com equações resultantes de balanço de quantidade de movimento, equações estas não lineares, um escoamento com certo grau de aleatoriedade de suas grandezas características, não pode ser representado, sem erro, por valores médios destas grandezas.

## 5. A DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DE VAZÕES DE GÁS E LÍQUIDO

Devido à grande variação em torno da média das grandezas medidas para o escoamento, a solução adotada para a determinação de vazões constituiu-se na aplicação do modelo exposto no capítulo 2 para cada unidade característica do escoamento pistonado vertical, composta por bolha de Taylor e pistão de líquido. Assim, cada unidade característica transporta uma determinada massa de líquido e gás, e as respectivas vazões podem ser calculadas pelo somatório de massa transportada, dividido pelo tempo total de aquisição de dados. No presente trabalho, o tempo médio para aquisição de sinais de ultra-som relativos ao escoamento foi de 57 segundos, pois observou-se que havia normalmente uma variação cíclica de pressão no sistema, com período aproximado de um minuto. Este fato contribuiu significativamente para a grande variação observada para os comprimentos de pistões de líquido e bolhas de Taylor.

Devido à complexidade de processamento do sinal de ultra-som e à utilização de equipamentos distintos com a mesma finalidade, nem sempre foi possível a determinação de velocidades de ascensão para todas as bolhas de Taylor individuais. Em algumas situações a ocorrência de uma bolha de Taylor em um equipamento não correspondia a nenhum evento registrado pelo outro equipamento com uma diferença de tempo compatível com a ordem de grandeza esperada. Nestes casos, (aproximadamente 10 % dos eventos registrados) assumiu-se a velocidade da bolha Taylor como a velocidade média obtida através de autocorrelação do sinal.

As vazões de líquido e gás foram medidas separadamente, conforme detalhamento do capítulo 3 e seus valores divididos pela área da seção transversal da tubulação, obtendo-se as velocidades superficiais das fases. Os gráficos das figuras 5.1 e 5.2 indicam comparações entre os valores de velocidades superficiais medidas diretamente e os valores calculados após a aplicação das variáveis medidas por ultra-som ao modelo exposto no capítulo 2.

Nos gráficos das figuras 5.1 e 5.2, as linhas tracejadas na diagonal indicam as faixas médias de erros para as medições monofásicas de velocidades superficiais de gás e líquido (vide apêndice A). A comparação dos resultados indica que 50% dos valores de velocidades superficiais de gás determinadas com a técnica estudada estão dentro desta faixa. Comparação análoga para as velocidades superficiais de líquido indica que 27% dos resultados encontram-se também dentro da faixa de erros.

Kouba, Shoham & Brill [1987,1990], afirmam que, para controle do reservatório e desenvolvimento do campo é necessário um medidor de vazões com uma faixa de precisão dentro de  $\pm 5\%$  de fundo de escala. Com base neste requisito, a comparação dos dados do presente trabalho indica que 60% dos valores de velocidade superficial do líquido e 73% dos valores de velocidades superficiais de gás encontram-se dentro da faixa desejável.

Em termos de erros absolutos, 86 % dos valores calculados de velocidades superficiais de gás e 60% dos valores calculados de velocidades superficiais de líquido encontram-se dentro da faixa de  $\pm 35\%$ .

A maior precisão para a determinação de vazões de gás deve-se ao fato de que, apesar de se empregar uma técnica de medição indireta, foi medida a velocidade de ascensão de bolhas de Taylor e esta estrutura transporta a maior parte da fase gasosa. Portanto, o conhecimento da velocidade de bolhas de Taylor e de seu comprimento possibilita uma boa aproximação do valor real de vazão de gás. A determinação de vazão da fase líquida é, portanto, um aspecto mais crítico e depende essencialmente da fidelidade dos modelos para as velocidades de deslizamento entre as fases.

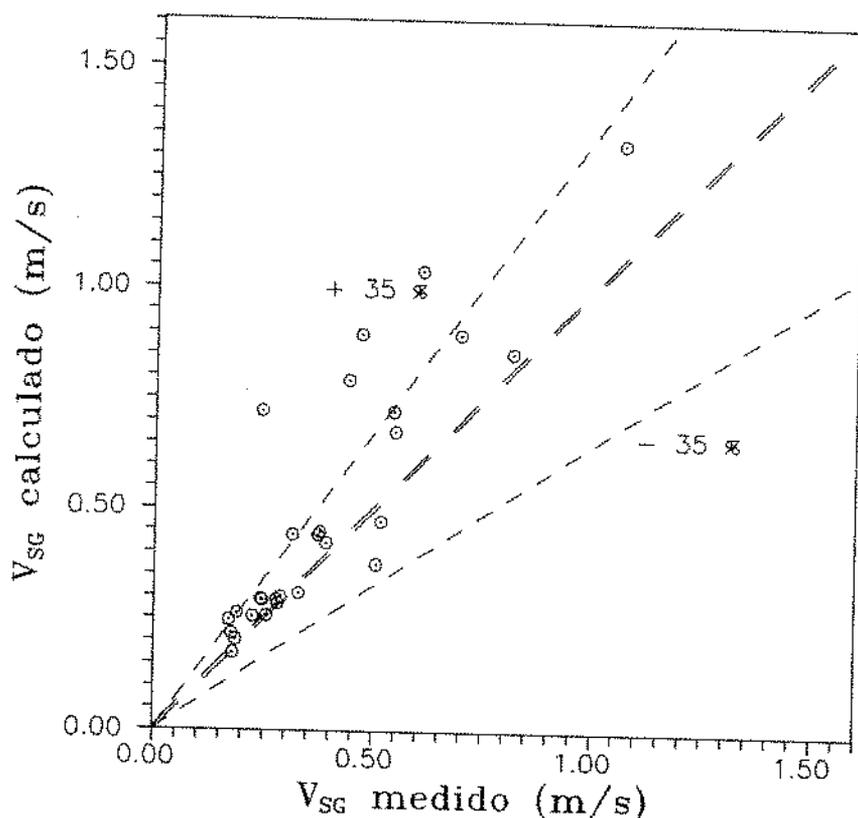


Figura 5.1 - Comparação entre os valores de velocidades superficiais de gás medidas e os valores calculados com o emprego de variáveis medidas por ultra-som

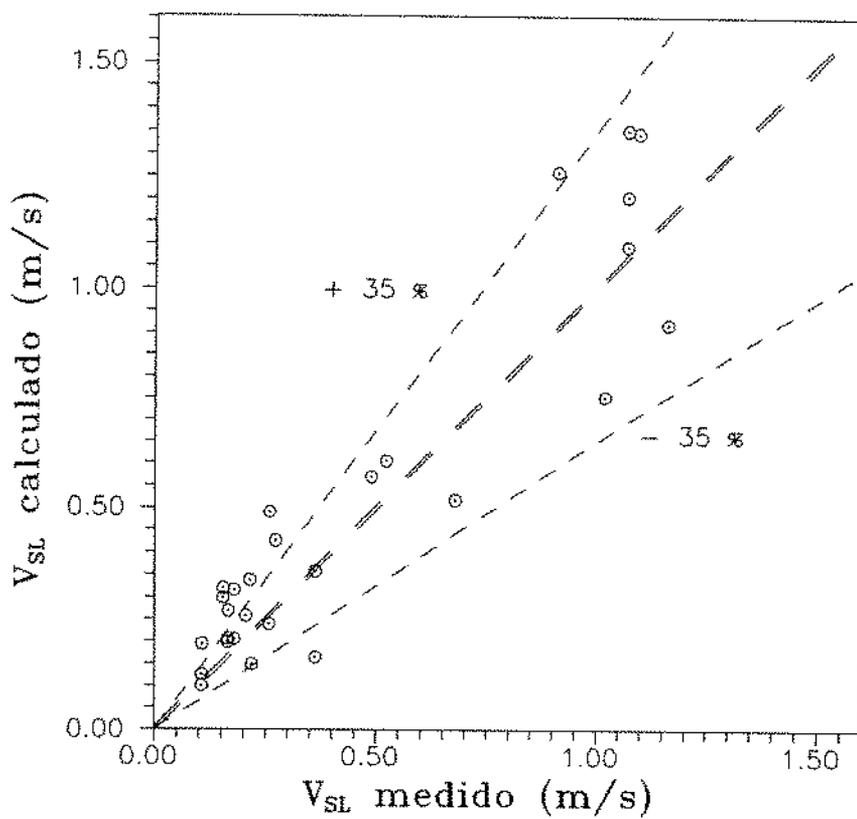


Figura 5.2 - Comparação entre os valores de velocidades superficiais de líquido medidas e os valores calculados com o emprego de variáveis medidas por ultra-som

## 6 CONCLUSÕES

Realizou-se no presente trabalho um estudo teórico e experimental sobre a aplicação de ultra-som como instrumentação em escoamentos bifásicos gás-líquido. A técnica foi aplicada a escoamentos co-correntes verticais nos padrões em bolhas e pistonado.

Para o escoamento co-corrente pistonado vertical obteve-se um conjunto de 22 dados experimentais compreendendo toda a faixa de vazões em que este padrão de escoamento é verificado.

Os dados obtidos para grandezas constituintes do escoamento pistonado vertical foram comparados com modelos fenomenológicos e correlações propostos por diversos autores. Para o escoamento de ar e água verificou-se que o modelo de Sylvester [1987] apresentou uma razoável concordância com a maioria dos dados experimentais.

Os dados experimentais revelam que há uma grande variação entre unidades características do escoamento pistonado vertical indicando que o fenômeno é implicitamente aleatório.

Foi sugerido um método para o processamento e interpretação do sinal de ultra-som no qual define-se que, para se considerar que uma estrutura constitui uma bolha de Taylor, esta deve apresentar um tempo mínimo de duração igual a uma fração do período médio do escoamento. No presente trabalho adotou-se para esta fração o valor de 20 %. O período médio é definido como o inverso da frequência dominante. A frequência dominante pode ser obtida pela análise espectral de potência.

Com a aplicação de grandezas representativas do

escoamento a um modelo mecanicista do fenômeno pôde-se calcular as vazões das fases líquida e gasosa e compará-las com os seus valores reais. Verificou-se a viabilidade da técnica de medição de vazões de forma não intrusiva aplicada a escoamentos pistonados verticais . No presente trabalho obteve-se a maioria das vazões de gás e de líquido dentro de uma faixa de  $\pm 35 \%$  do valor real.

Foram utilizados equipamentos de ultra-som que possuem a finalidade original de inspecionar materiais metalúrgicos. Trabalhou-se com grandezas representativas do sinal de ultra-som sob a forma de sinais analógicos. A experiência adquirida revelou que esta pode não ser a melhor forma de se trabalhar com as grandezas relativas ao ultra-som. Dispondo-se do sinal digital do aparelho, sem o pré-processamento correspondente à onda sonora no ponto de recepção, ampliam-se as possibilidades de medida. Como um exemplo de limitação dos equipamentos utilizados pode-se citar o fato de que, para a determinação de fração de vazio no escoamento em bolhas, só são confiáveis valores de atenuação superiores a 20 %. Abaixo deste valor a saída analógica de sinais relativos à pressão sônica de recepção não é linear, fato já observado anteriormente por Chang et alii [1984] e Jones et alii [1986]. A espessura de filme terá, da mesma forma, sua medição melhorada, considerando-se este aspecto.

## 6.1 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Quanto à aplicação da técnica de ultra-som a escoamentos bifásicos, há ainda um vasto campo a ser explorado, visto a pequena quantidade de trabalhos sobre o assunto disponíveis na literatura.

O presente trabalho verificou a viabilidade e a coerência de medição de grandezas do escoamento pistonado vertical. Entretanto é necessário um estudo mais aprofundado sobre a medição de cada uma das variáveis, com o objetivo de se determinar a precisão de cada uma das medidas e o melhor método para a sua execução.

A medição de espessura de filme líquido apresentou-se no presente trabalho como a grandeza menos confiável. Uma possível solução para a maior confiabilidade na medição desta grandeza envolveria a seleção de transdutores mais apropriados, através do estudo da geometria mais adequada para feixe de ultra-som.

A experiência do presente trabalho indica também que seria mais adequado se trabalhar com o sinal de ultra-som na sua forma original, e não com um sinal analógico proporcional às grandezas de interesse. Com esta finalidade, deve-se utilizar equipamentos de ultra-som que proporcionem a aquisição do sinal de forma digital.

O estudo do sinal de ultra-som com o emprego conjugado de sondas de condutividade ou de impedância poderá definir o método mais correto para processamento do sinal.

Após cumpridas as recomendações apresentadas acima, acredita-se que se poderá, então, obter uma maior precisão para

as determinações de vazões de líquido e gás no escoamento pistonado vertical.

Finalmente, padrões de escoamento diferentes do pistonado vertical também poderão ser estudados com o emprego de ultra-som.

## NOMENCLATURA

Símbolo	Descrição
a	Área da seção transversal das bolhas
$\alpha$	Coefficiente de atenuação
A	Área da seção transversal do tubo
C	Constante
c	Velocidade do som no fluido
Co	Coefficiente de distribuição
d	Diâmetro interno do tubo
f	Frequência
f	Parâmetro para a determinação de fração de vazio por ultra-som
$f_f$	Fator de fricção
g	Aceleração da gravidade
h	Distância vertical
i	Representa a integral de equação (2.45)
I	Intensidade do ultra-som para o escoamento em bolhas
$I_0$	Intensidade do ultra-som para o escoamento de líquido
J	Velocidade superficial local
$J_1$	Função esférica de Bessel de primeiro grau
k	Número de onda
L	Comprimento
M	Límite de integração da equação (2.45)

Símbolo	Descrição
$n$	Número de bolhas por unidade de volume
$N$	Coefficiente
$n_1$	Função esférica de Bessel de segundo grau
$p$	Pressão sônica do sinal de recepção de ultra-som para o escoamento em bolhas
$p_0$	Pressão sônica para escoamento com líquido
$P$	Fator de permeabilidade para a onda de ultra-som
$Q$	Volume
$\dot{Q}$	Fluxo volumétrico
$R$	Fator de reflexão para a onda de ultra-som
$r$	Raio
$R_{xx}$	Auto-correlação
$R_{xy}$	Correlação cruzada
$S$	Fator de reflexão e absorção
$t$	Tempo
$T_0$	Tempo de atraso entre dois sinais dado pela correlação cruzada
$u$	Velocidade
$u^*$	Velocidade de fricção
$v$	Vetor unitário
$V$	Velocidade média
$W$	Impedância acústica
$x$	Distância entre transdutores
$x(t)$	Sinal temporal
$X$	Fator dado pela equação (4.28)
$y$	Coordenada radial
$y(t)$	Sinal temporal

## Símbolos Gregos

Símbolo	Descrição
$\alpha$	Fração de vazio
$\delta$	Razão entre os tempos de ocorrências de bolha de Taylor e da unidade característica do escoamento pistonado, definida pela equação (2.10)
$\delta$	Espessura do filme de líquido
$\phi$	Frequência dominante de ocorrências de bolhas de Taylor
$\Delta$	Variação
$\nu$	Viscosidade
$\pi$	Número Pi (3,1415.....)
$\rho$	Massa específica
$\sigma$	Tensão interfacial
$\tau$	Incremento de tempo
$\omega$	Frequência angular

## Subscritos

Símbolo	Descrição
b	Bolhas
BT	Bolha de Taylor
c	Cauda da bolha de Taylor
G	Gás
GBT	Gás na bolha de Taylor
gj	Deslizamento entre as fases
GPL	Gás no pistão de líquido
H	Região de alta fração de vazio na cauda da bolha de Taylor
L	Líquido
LBT	Líquido na bolha de Taylor
LPL	Líquido no pistão de líquido
m	Mistura
N	Extremidade superior da bolha de Taylor
NPL	Extremidade superior do pistão de líquido
PL	Pistão de líquido
RMS	Turbulência associada ao filme líquido
rel	Relativa
r	Posição radial
s	Saída
SG	Somente gás
SL	Somente líquido
t	Transdutor de ultra-som
v	Fronteira do volume de controle

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1-AKAGAWA, K. & SAKAGUCHI, T. Flutuation of void ratio in two-phase flow. Bulletin JSME, 9, 1966
- 2-ALEKSEEV, A.A. & SEIFER, A.L. Acoustic continuity transducer for flow meters with two-phase media Izmeritel'naya Tekhnika, 4: 42-43, 1986.
- 3-BARNEA, D. & YACOUB, N. Heat transfer in vertical upwards gas-liquid slug flow. Int. J. Heat and Mass Transfer, 26(9): 1365, 1983.
- 4-BARNEA, Dvora & BRAUNER, Neima. Holdup of the liquid slug in two phase intermittent flow. Int. J. Multiphase Flow, 11 (1): -9, 1985.
- 5-BENDAT, J.S. & PIERSOL, A.G. Engineering applications of correlations and spectral analysis. John Wiley & Sons, 1980.
- 6-BLAIS, R.N. Void fraction instrumentation system on tree inch two-phase flowline, ISA, 1982.
- 7-BORBA, L.G.M. Adimensionalização e proposta de novas modelagens de transições para o mapa de fluxo de Taitel. Tese de mestrado. UNICAMP, Faculdade de Engenharia, 1990.

8-BRASIL. P.I. n.8804831. Processo e aparelho para monitoração de uma corrente de petróleo polifásica fluindo em um oleoduto. 30 set. 1987.

9-BROTZ, W. Über die Vorausberechnung der absorption-sgeschwindigkeit von Gasen in strömenden Flüssigkeits-Schichten. Chem. Ing. Tech., 26, 1954 in: FERNANDES, R.C. Experimental and theoretical studies of isothermal upward gas-liquid flows in vertical tubes. Tese de doutorado. University of Houston, 1981.

10-CHANG, J.S., ICHIKAWA, Y. & IRONS, G.A. Flow regime characterization and liquid film thickness measurement in horizontal gas-liquid two-phase flow by an ultrasonic method, Measurements in poliphase flows, ASME, 1982.

11-CHANG, J.S. et alii Void fraction measurement by an ultrasonic transmission technique in bubbly gas-liquid two-phase flow. Proceedings of the IUTAM symposium on measuring techniques in gas-liquid two-phase flows, Nancy, France, 1983.

12-CHANG, J.S. et alii. Ultrasonic wave propagations in a bubbly gas-liquid two-phase flow. Multi-phase flow and heat transfer III. Part A: Fundamentals. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, 1984.

13-CONSIDINE, D.M. Process instruments and controls handbook. McGraw-Hill book Company, 1974.

- 14-DAVIES,R.M. & TAYLOR,G.I. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes. Proceedings of the Royal Society A, 200, 1950.
- 15-DUKLER,A.E.; MARON, D.M.;BRAUNER,N. A physical model for predicting the minimum stable slug length. Chem. Eng. Sci. 40 (8): 1379-85, 1985.
- 16-FERNANDES,R.C. ; SEMIAT,R.; DUKLER,A.E. Hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes. AIChE JOURNAL 29 (6):981,NOV. 1983.
- 17-FERNANDES,R.C. Experimental and theoretical studies of isothermal upward gas-liquid flows in vertical tubes. Tese de doutorado. University of Houston, 1981.
- 18-GOUVIER,G.W. & AZIZ,K. The flow of complex mixtures in pipes. Van Nostrand Reinhold Co., 1972.
- 19-GRIFFITH,P. & WALLIS,G.B. Two-phase slug flow. Journal of heat transfer, 83, 1961.
- 20-ISHII,M. One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes. ANL-77 47, 1977.
- 21-JONES,S.W., AMBLARD,A. & FAVREAU,C. Interaction of an ultrasonic wave with a bubbly mixture. Experiments in fluids, 4, 1986.

- 22-KOUBA,G.E., SHOHAM,O. & BRILL,J.P. A non-intrusive flow metering method for use in two-phase intermitent flow in horizontal pipes in: Annual technical conference and exhibition of the society of petroleum engineers, 62nd, SPE 16881, Dallas, 1987.
- 23-KOUBA,G.E., SHOHAM,O. & BRILL,J.P. A non-intusive flow metering method for use in two-phase intermitent flow in horizontal pipes, SPE Production Engineering, 5(4), 1990.
- 24-KRAUTKRAMER, Josef. Ultrasonic testing of materials. 2.ed. Spring-Veelag Berlin Heidelberg, New York, 1977.
- 25-MAO,S.Z. & DUKLER,A.E. An experimental study of gas-liquid slug flow. Experiments in fluids,8: 169-82, 1989.
- 26-MISHIMA, K. & ISHII, M. Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes. Int. J. Heat Mass Transfer, 27 (5): 723-37, 1984.
- 27-NICKLIN,D,J. WILKES,J.O. & DAVIDSON,J.F. Two-phase flow in vertical tubes. Trans. Inst. Chem. Engrs., 40, 1962.
- 28-NGUYEN,D.L. et alii. Sonic velocity in two-phase systems, Int. Journal of multiphase flow, 7, 1981
- 29-NISHI, R.Y. The scattering and absorption of sound waves by a gas bubble in a viscous liquid. Acustica, 33 (2): 65-74, 1975.

- 30-ORELL, A. & REMBRAND, R. A model for gas-liquid slug flow in a vertical tube. *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 25: 196-206. 1986.
- 31-SYLVESTER, N.D. A mechanistic model for two phase vertical slug flow in pipes. *Transactions of the ASME*, 109(4): 206-13, Dec. 1987.
- 32-TAITEI, Yehuda; BARNEA, Dvora; DUKLER, A.E. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AIChE Journal*, 26 (3): 345-54, May, 1980.
- 33-ZUBER, N & HENCH, J. Steady-state and transient void fraction of bubbling systems and their operating limits. General Electric Co. Rept. no. 62GL 100, Schenectady, New York, 1962.
- 34-ZUBER, N & FINDLAY, J.A. Average volumetric concentration in two-phase flow systems. *Journal of Heat Transfer*, Nov. 1965, p.453.

## APÊNDICE A

### ANÁLISE DE ERROS

-Medição de vazão de ar:

A medição da vazão de ar foi realizada em um medidor do tipo rotâmetro. O rotâmetro foi calibrado com o emprego de um laminador de fluxo marca Merian Instruments modelo 50MW20-2. Foi definida uma curva de calibração para as condições pressão e temperatura do ar de 303 K e uma atmosfera, respectivamente.

De acordo com Considine [1974], a equação do rotâmetro, que pode ser obtida pela aplicação das equações de Bernoulli e da continuidade, é escrita:

$$q = C A_2 \sqrt{\frac{2 g (p_1 - p_2)}{\rho}}$$

Onde:  $q$  - vazão volumétrica

$C$  - Coeficiente de descarga

$A_2$  - Área mínima da seção transversal entre o tubo e o peso do rotâmetro.

$p_1 - p_2$  - Diferença de pressão ao longo do peso indicador do rotâmetro.

Fazendo-se um balanço de forças no indicador do rotâmetro, o diferencial de pressão ( $p_1 - p_2$ ) multiplicado pela área transversal do indicador (constante) é igual ao seu peso. Conclui-se, portanto que a indicação do rotâmetro é função exclusivamente da área mínima entre o tubo e o peso ( $A_2$ ). Logo,

para uma mesma leitura na escala do rotâmetro, porém com o fluido sob condições diferentes das de calibração, condições A e B, respectivamente:

$$\frac{q_A}{q_B} = \frac{C A_{2A} \sqrt{2g \frac{P_1 - P_2}{\rho_A}}}{C A_{2B} \sqrt{2g \frac{P_1 - P_2}{\rho_B}}}$$

Simplificando :

$$\frac{q_A}{q_B} = \sqrt{\frac{\rho_B}{\rho_A}}$$

Ou, considerando o ar como gás perfeito:

$$\frac{q_A}{q_B} = \sqrt{\frac{T_A P_B}{T_B P_A}}$$

Desta forma tem-se:

$$N = \sqrt{\frac{T_A P_B}{T_B P_A}}$$

Portanto, uma vez conhecido o valor de  $q_B$  em uma condição de referência qualquer, o valor de  $q_A$  nas mesmas condições é determinado por:

$$q_A = N q_B$$

Adotou-se então para o cálculo das vazões de ar o seguinte procedimento:

1- Cálculo da correção N:

$$N = \sqrt{\frac{303 \cdot P_{rot}}{T_{rot}}}$$

2- Cálculo da vazão correspondente à leitura do rotâmetro, nas condições de calibração:

$$Q_{cal} = -0.000119243 Q_{ROT}^2 + 0.414644 Q_{ROT} + 10.6333$$

3- Cálculo da vazão real nas condições standard:

$$Q_{cor} = N Q_{cal}$$

4- Correção para as condições da seção de teste:

$$Q_{tubo} = Q_{cor} \frac{T_{tubo}}{303 \cdot P_{tubo}}$$

Onde:  $Q_{ROT}$  - Leitura do rotâmetro

$Q_{cal}$  - Leitura do rotâmetro corrigida para condições de calibração.

$Q_{cor}$  - Vazão real nas condições de calibração.

$Q_{tubo}$  - Vazão real nas condições do tubo.

$P_{rot}$  - Pressão no rotâmetro.

$T_{rot}$  - Temperatura no rotâmetro.

$P_{tubo}$  - Pressão na seção de teste.

$T_{tubo}$  - Temperatura na seção de teste.

-Estimativa de erro para a determinação de vazões de ar:

O intervalo de confiança é definido por:

$$\Delta Q_{\text{tubo}} = \Delta Q_{\text{cor}} \frac{\partial Q_{\text{tubo}}}{\partial Q_{\text{cor}}} + \Delta T_{\text{tubo}} \frac{\partial Q_{\text{tubo}}}{\partial T_{\text{tubo}}} + \Delta P_{\text{tubo}} \frac{\partial Q_{\text{tubo}}}{\partial P_{\text{tubo}}}$$

Onde:

$$\Delta Q_{\text{cor}} = \Delta Q_{\text{cal}} \frac{\partial Q_{\text{cor}}}{\partial Q_{\text{cal}}} + \Delta P_{\text{ROT}} \frac{\partial Q_{\text{cor}}}{\partial P_{\text{ROT}}} + \Delta T_{\text{ROT}} \frac{\partial Q_{\text{cor}}}{\partial T_{\text{ROT}}}$$

E:

$$\Delta Q_{\text{cal}} = \Delta Q_{\text{ROT}} \frac{\partial Q_{\text{cal}}}{\partial Q_{\text{ROT}}}$$

Sendo as faixas de precisão de leitura dadas pela metade da menor divisão da escala do instrumento:

$$\Delta Q_{\text{ROT}} = 4.1667 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s} \text{ ( 2.5 l/min )}$$

$$\Delta P_{\text{ROT}} = 9.8429 \text{ KPa ( 0.1 Kgf/cm}^2 \text{ )}$$

$$\Delta T_{\text{ROT}} = 2.5 \text{ K}$$

$$\Delta T_{\text{tubo}} = 0.1 \text{ K}$$

$$\Delta P_{\text{tubo}} = 9.843 \text{ KPa ( 0.1 kgf/cm}^2 \text{ )}$$

$$P_{\text{ROT}} \cong 147.6429 \text{ KPa ( 1.5 Kgf/cm}^2 \text{ )}$$

$$T_{\text{ROT}} \cong 293 \text{ K}$$

$$Q_{\text{ROT}} \cong 2.0000 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s} \text{ ( 120 l/min)}$$

$$Q_{\text{cal}} \cong 9.1666 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s} \text{ ( 55 l/min )}$$

Calculando as derivadas e substituindo os valores:

$$\Delta Q_{\text{tubo}} = 2.5870 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$$

-Estimativa de erro para a velocidade superficial do gás:

A velocidade superficial é calculada dividindo-se a vazão volumétrica pela área da seção transversal da seção de teste. A área é calculada a partir da determinação do diâmetro interno da tubulação. O diâmetro foi determinado com um paquímetro cuja metade da menor divisão de escala é igual a 0.0001 m .

$$\text{Como } V_{sg} = \dot{Q}_g/A \Rightarrow \Delta V_{sg} = \Delta \dot{Q} \frac{\partial V_{sg}}{\partial \dot{Q}} + \Delta A \frac{\partial A}{\partial Q}$$

$$\Delta A = \Delta d \frac{\partial A}{\partial d}$$

$$A = 1.9792 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

$$\dot{Q} \cong 9.1667 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s} \quad ( 55 \text{ l/min} )$$

$$d = 0.0502 \text{ m}$$

$$\text{Logo, } \Delta V_{sg} = 0.0130 \text{ m/s}$$

$$\text{Portanto, } V_{sg_{\text{Real}}} = V_{sg_{\text{Medido}}} \pm 0.0130 \text{ m/s}$$

-Estimativa de erro na medição de vazão de líquido:

Realizou-se a medição de vazão de líquido com um medidor do tipo turbina que possui um totalizador de volume, com a menor divisão da escala correspondendo a  $1 \times 10^{-3} \text{ m}^3$  e um ponteiro indicador da vazão instantânea. A medição é realizada dividindo-se o volume de líquido acumulado pelo tempo, determinado com um cronômetro. Admite-se um erro de  $\pm 0.5 \text{ s}$  para o acionamento do cronômetro.

$$\Delta V = 1.0 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$\Delta T = 0.5 \text{ s}$$

A vazão é determinada:

$$\dot{Q}_l = Q_l / T$$

Margem de erro:

$$\Delta \dot{Q}_l = \Delta Q_l \frac{\partial \dot{Q}_l}{\partial V} + \Delta T \frac{\partial \dot{Q}_l}{\partial T}$$

$$Q \cong 30 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$T \cong 60 \text{ s}$$

$$\Rightarrow \Delta \dot{Q}_l = 2.0833 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$$

-Estimativa de erro para a velocidade superficial do líquido.

Similarmente à determinação do erro para a velocidade superficial do gás:

$$\Delta V_{sl} = 0.0108 \text{ m/s}$$

$$\text{Portanto, } V_{sl_{\text{Real}}} = V_{sl_{\text{Medido}}} \pm 0.0108 \text{ m/s}$$

APÊNDICE B

$V_{SL}$ (m/s)	$V_{SG}$ (m/s)	$L_{PL}$ (m)	$L_{BT}$ (m)	$V_N$ (m/s)	Freq. (Hz)
.106700	.171100	.5093	.1989	.7519	1.0175
.153900	.186390	.3929	.1030	.7717	1.5439
.153900	.189130	.5913	.2031	.8894	1.1053
.165400	.281630	.8565	.3087	.9164	.7544
.164300	.390940	.6547	.4867	1.0112	.8772
.164300	.372010	.7835	.6202	1.0482	.7368
.105700	.329040	1.2388	.8322	.8378	.3860
.105700	.278660	.4619	.3126	.7717	.9825
.214000	.243170	1.0725	.3449	1.0112	.6842
.205300	.376210	.4707	.3807	1.0112	1.1754
.218400	.505380	1.0220	.4530	1.1288	.7368
.258800	.246090	1.5216	.2917	1.1740	.6316
.271900	.177660	.8345	.1428	1.1277	1.1403
.257100	.516020	.9095	.6351	1.2216	.7719
.179200	.256630	.8651	.3170	.8377	.6667
.179200	.179930	1.0426	.1726	.8144	.6667
.677900	.466170	1.9215	1.4395	2.0088	.5614
1.094700	.604630	5.6126	1.4162	3.7664	.5263
1.069400	.694510	5.7400	1.1199	3.7664	.5263
1.069400	1.062320	3.5763	1.5342	3.7664	.7193
.522100	.241050	1.2500	.6670	2.0088	1.0351
.362100	.313950	.8044	.6204	1.0390	.7018

Tabela B.1-Dados do escoamento pistonado vertical obtidos por ultra-som.

$V_{SL}$ (m/s)	$V_{SG}$ (m/s)	$\alpha_{PL}$	$\delta$ (m)	$\alpha$	$\beta$
.106700	.171100	.1433	.0025	.3180	.2886
.153900	.186390	.1238	.0032	.2326	.2423
.153900	.189130	.1416	.0030	.2857	.2735
.165400	.281630	.1547	.0027	.3134	.2888
.164300	.390940	.1644	.0027	.4263	.4247
.164300	.372010	.1586	.0028	.4313	.3481
.105700	.329040	.1663	.0029	.4196	.4027
.105700	.278660	.1607	.0030	.3919	.3889
.214000	.243170	.1569	.0033	.2928	.2599
.205300	.376210	.1673	.0032	.4097	.4349
.218400	.505380	.2765	.0029	.4291	.3091
.258800	.246090	.1597	.0030	.2461	.2129
.271900	.177660	.1458	.0044	.2131	.2178
.257100	.516020	.2141	.0034	.4292	.3598
.179200	.256630	.1561	.0027	.3211	.2790
.179200	.179930	.1371	.0031	.2075	.2493
.677900	.466170	.1644	.0019	.4612	.3793
1.094700	.604630	.2004	.0016	.3345	.2374
1.069400	.694510	.1940	.0018	.3044	.1940
1.069400	1.062320	.2178	.0021	.4046	.3029
.522100	.241050	.2063	.0030	.3926	.3564
.362100	.313950	.1946	.0026	.4535	.3996

Tabela B.2-Dados do escoamento pistonado vertical obtidos por ultra-som.