



COPPE/UFRJ

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DAS PROPRIEDADES DINÂMICAS DE
ESCOAMENTOS PISTONADOS EM TUBOS VERTICAIS**

Rodrigo Paz de Oliveira

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientadores: Átila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Rio de Janeiro
Setembro de 2009

CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DAS PROPRIEDADES DINÂMICAS DE
ESCOAMENTOS PISTONADOS EM TUBOS VERTICAIS

Rodrigo Paz de Oliveira

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO
LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA
(COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE
DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Aprovada por:

Prof. Átila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.

Dr^a. Juliana Braga Rodrigues Loureiro, D.Sc.

Prof. Gustavo Cesar Rachid Bodstein, Ph.D.

Prof. Alexandre Teixeira de Pinho Alho, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

SETEMBRO DE 2009

Oliveira, Rodrigo Paz de

Caracterização experimental das propriedades dinâmicas de escoamentos pistonados em tubos verticais/Rodrigo Paz de Oliveira. - Rio de Janeiro: COPPE/UFRJ, 2009

X, 135 p.: il., 29,7 cm

Orientadores: Átila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Dissertação (Mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Mecânica, 2009.

Referências Bibliográficas: p. 129-135.

1. Fenômenos de Transporte. I. Freire, Átila Pantaleão Silva *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Mecânica. III. Título.

*“A luz, o sol, o ar livre
envolvem o sonho do engenheiro.
O engenheiro sonha coisas claras:
superfícies, tênis, um copo de água.*

*O lápis, o esquadro, o papel;
o desenho, o projeto, o número:
o engenheiro pensa o mundo justo,
mundo que nenhum véu encobre*

*(Em certas tardes nós subíamos
ao edifício. A cidade diária,
como um jornal que todos liam,
ganhava um pulmão de cimento e
vidro).*

*A água, o vento, a claridade,
de um lado o rio, no alto as nuvens,
situavam na natureza o edifício
crescendo de suas forças simples. ”*

João Cabral de Melo Neto

Dedico este trabalho aos meus queridos pais, Ana e Sérgio; ao meu amigo e irmão, Rafael; e à minha amada noiva e futura mulher, Aline

AGRADECIMENTOS

Aos meus amados pais, Ana e Sérgio, pela imensa dedicação, amizade e amor incondicional que sempre nutriram por mim. Obrigado pelos ensinamentos inesquecíveis, pela convivência amiga durante todos estes intensos anos e pela família linda e unida que somos. Suas palavras de incentivo e confiança foram determinantes para a realização e conclusão deste trabalho. Ao meu amigo e irmão, Rafael, pela sua constante amizade e companhia. Obrigado também pelas suas risadas e por sua alegria de viver. A minha amada noiva, Aline, por sua presença única em minha vida, pelo amor e carinho que tornaram as pausas da realização deste trabalho em momentos de grande felicidade. Fica a minha gratidão por sua compreensão, paciência e apoio durante esta conquista.

Ao meu orientador, Professor Átila Pantaleão Silva Freire, por sua disponibilidade, generosidade e paciência durante todo o curso de mestrado. Seu entusiasmo acadêmico e seu senso empreendedor serviram de grande incentivo para a conclusão deste trabalho. A minha orientadora, Juliana Braga Rodrigues Loureiro, pelo seu imensurável esforço, físico e intelectual, durante as medições realizadas nas instalações do INMETRO. Fica a minha enorme gratidão pelas horas extenuantes de dedicação e de contribuição inestimáveis para a execução desta dissertação de mestrado.

Aos amigos do Laboratório de Mecânica da Turbulência pelos anos de amizade e intensa convivência dentro e fora da Universidade. Agradeço especialmente aos alunos de Iniciação Científica João Gabriel Siqueira e Rafael Corrêa pelo esforço e competência prestados durante a construção e montagem do aparato experimental. O curto período de convivência não foi obstáculo à edificação de uma relação de amizade e confiança, que muito estimo. Agradeço também ao técnico Ricardo Balian pelo auxílio em todos os projetos mecânicos realizados durante toda a minha estada no laboratório. Sua experiência, dedicação e qualificação profissional foram extremamente importantes durante esta jornada.

Agradeço a CAPES pela bolsa de mestrado concedida durante todo o desenvolvimento de minha tese de mestrado.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DAS PROPRIEDADES DINÂMICAS DE ESCOAMENTOS PISTONADOS EM TUBOS VERTICAIS

Rodrigo Paz de Oliveira

Setembro/2009

Orientadores: Átila Pantaleão Silva Freire
Juliana Braga Rodrigues Loureiro.

Programa: Engenharia Mecânica

Este trabalho tem por objetivo a caracterização experimental das propriedades dinâmicas de um padrão de escoamento pistonado através de um tubo vertical de 2,0 m de comprimento e diâmetro interno de 19 mm. O escoamento analisado no presente trabalho possui uma vazão volumétrica de fase líquida de 8 l/min e vazão volumétrica de fase gasosa de 3 l/min. Com o intuito de quantificar as variáveis de interesse (frações de vazio, comprimentos característicos, vazões e velocidades) foram utilizadas, concomitantemente, duas técnicas de medição de escoamento: Velocimetria por Imagem de Partícula (VIP) e *Shadow Sizer*. Os dados experimentais foram comparados com os resultados obtidos teoricamente através do modelo hidrodinâmico de escoamento pistonado proposto por Fernandes, R. C. *et al.*, 1983, “Hydrodynamic Model for Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes”, *Advances in Chemical Engineering*, v. 29, n. 6, pp. 981-989. Neste trabalho ainda são apresentadas uma análise individual das técnicas de medição de escoamento utilizadas, bem como discussões sobre as técnicas usadas para a determinação de cada uma das variáveis de interesse propostas neste modelo. Os resultados previstos pelo modelo apresentaram uma conformidade satisfatória com os dados reduzidos experimentalmente.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF DYNAMICS PROPERTIES OF
SLUG FLOW IN VERTICAL PIPES

Rodrigo Paz de Oliveira

September/2009

Advisors: Átila Pantaleão Silva Freire
Juliana Braga Rodrigues Loureiro.

Department: Mechanical Engineering

This work aims the experimental characterization of dynamic properties of a slug flow through a setup made of a vertical pipe of 2.0 m in length and inside diameter of 19 mm. The flow considered in this study has a flow rate of liquid phase of 8 l/min and flow rate of gas phase of 3 l/min. In order to quantify the variables of interest (void fraction, characteristic lengths, flow rates and velocities) were used, at the same time, two flow measurements techniques, such as: Particle Image Velocimetry (VIP) and Shadow Sizer. The experimental data were compared with the theoretical results with the hydrodynamic model of slug flow proposed by Fernandes, R. C. *et al.*, 1983, "Hydrodynamic Model for Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes", *Advances in Chemical Engineering*, v. 29, n. 6, pp. 981-989. In this work are still performed an individual analysis of the measurement techniques used, as well as discussions on measurement techniques implemented to quantify each of the variables proposed in this model. The results predicted by the model, in general, showed a satisfactory compliance with the data reduced experimentally.

Sumário

1 Introdução	1
1.1 Definição dos padrões de escoamento	1
1.2 Transição entres padrões de escoamento	4
1.3 Objetivo	5
2 Breve Histórico	9
3 Fundamentos Teóricos	14
3.1 Padrões de Escoamentos Bifásicos no Interior de Tubulações.....	14
3.1.1 Padrões de Escoamento Bifásico em Tubulações Verticais	14
3.1.2 Padrões de Escoamento Bifásico em Tubulações Horizontais.....	16
3.2 Modelo básico para caracterização de escoamentos bifásicos.....	18
3.2.1 Conceitos básicos	19
3.2.2 Mecanismos de transição entre padrões de escoamento.....	23
3.2.3 Modelo para padrão de escoamento pistonado em tubulações verticais ..	40
4 Aparato experimental e técnicas de medição	57
4.1 Aparato multifásico ar-água vertical.....	57
4.2 Instrumentação e técnicas de calibração utilizadas.....	59
4.2.1 Rotâmetro de área variável	59
4.2.2 Transdutores de pressão.....	65
4.3 Técnicas de medição de escoamento implementadas	68
4.3.1 Velocimetria por Imagem de Partícula.....	68
4.3.2 <i>Shadow Sizer</i>	86
4.4 Análise de incertezas.....	90
4.4.1 Introdução.....	90
4.4.2 Processos aleatórios estacionários e ergódicos.....	90
4.4.3 Análise estatística do sinal.....	91
4.4.4 Análise estatística do no domínio da amplitude	91
4.4.5 A função densidade de probabilidade.....	92
4.4.6 Avaliação de incertezas	94
4.4.7 Análise estatística no domínio do tempo (função autocorrelação).....	95

5 Resultados	97
5.1 Mapas de padrão de escoamento.....	97
5.2 Resultados fornecidos pelo VIP	98
5.3 Resultados fornecidos pelo <i>Shadow Sizer</i>	108
5.4 Resultado da quantificação das variáveis de interesse.....	114
5.4.1 Medições através das técnicas experimentais.....	114
5.4.2 Comparação dos dados experimentais com os resultados provenientes do modelo de Fernandes <i>et al.</i> (1983)	118
6 Conclusões	126
7 Revisão Bibliográfica	129

Capítulo 1

Introdução

1.1 Definição dos padrões de escoamento

O escoamento bifásico vertical é típico em indústrias químicas, petroquímicas e de produção de petróleo, e pode ocorrer nos circuitos de refrigeração de reatores nucleares. No caso da indústria de petróleo brasileira, é o escoamento com presença mais freqüente na produção e transporte de misturas bifásicas, dadas as características dos campos produtores e dos fluidos produzidos na Bacia de Campos. Em um escoamento bifásico, as fases distribuem-se de maneira muito particular, caracterizando diversos arranjos topológicos, denominados de padrões de escoamento. Estes arranjos topológicos são então estruturas dinâmicas no escoamento, determinadas por propriedades físicas das fases, dimensões do sistema e condições operacionais: viscosidade, tensão superficial, diâmetro, inclinação, vazões, pressão, etc.

O escoamento bifásico de gás-líquido em regime pistonado em tubulações verticais, que é o objeto de estudo desta dissertação, é um padrão de escoamento encontrado facilmente em diversas aplicações industriais e ocorre em equipamentos de unidades de processo (misturadores e absorvedores de líquido-vapor, caldeiras, geradores de vapor, refeedores, reatores químicos de gás-líquido), em tubulações com escoamento bifásico de óleo e gás, particularmente em tubulações flexíveis verticais que interligam poços de petróleo às plataformas marítimas.

Na década de 1980 vários autores trabalharam intensivamente com a identificação e a modelagem preditiva de arranjos topológicos em escoamentos bifásicos líquido-gás. No escoamento vertical ascendente, quatro padrões básicos ganharam aceitação geral (Taitel *et al.*, 1980; Mishima e Ishii, 1984): o escoamento em bolhas dispersas (*bubbly flow*), o escoamento pistonado (*slug flow*), o escoamento intermitente ou agitado (*churn flow*) e o escoamento anular (*anular flow*). Posteriormente, novos padrões intermediários foram propostos: por exemplo, para Costigan e Whalley (1997) há o *plug flow*, uma transição entre o escoamento em bolhas

e o escoamento pistonado propriamente dito; ou o pistonado instável, que ocorre entre o padrão pistonado e o padrão agitado.

Quando o escoamento da mistura composta por gás-líquido ocorre em um tubo, as duas fases podem distribuir-se em uma vasta faixa de padrões de escoamento. Uma classificação dos padrões de escoamento para sistemas bifásicos gás-líquido ascendentes em tubos verticais tem sido proposta por Hewitt e Hall-Taylor (1970), e por Taitel *et al.* (1980). De acordo com Hewitt e Hall-Taylor (1970), segue a descrição de padrões de escoamento básicos encontrados em escoamentos ascendentes:

- a) Escoamento de Bolhas (*Bubbly Flow*): A fase gasosa é, aproximadamente, uniformemente distribuída em forma de bolhas discretas em uma fase líquida contínua.
- b) Escoamento Pistonado (*Slug Flow*): A maior parte da fase gasosa está localizada em largas bolhas no formato de projétil, as quais possuem o diâmetro aproximadamente igual ao da parede interna do tubo. Elas movem-se uniformemente no sentido ascendente e são, às vezes, denominadas “bolhas de Taylor”. Bolhas de Taylor são separadas por pistões contínuos de fase líquida, que percorrem toda a extensão do tubo e contêm pequenas bolhas de gás dispersas. Entre a Bolha de Taylor e a parede interna do tubo, existe um filme delgado de fase líquida que escoam em sentido descendente.
- c) Escoamento Agitado (*Churn Flow*): O escoamento agitado é de certa forma similar ao escoamento pistonado, sendo que, no entanto, aquele é muito mais turbulento. A bolha de Taylor, que tinha o formato de projétil no escoamento pistonado, torna-se mais estreita e o seu formato é distorcido. A continuidade da fase líquida nos pistões de água entre sucessivas bolhas de Taylor é repetidamente destruída por uma por uma concentração local da fase gasosa no pistão de líquido, fazendo com que este escoem no sentido descendente do tubo. Este líquido é acumulado e é elevado novamente pelo movimento ascendente do gás. Uma característica típica do escoamento agitado é o seu caráter oscilatório e alternativo.
- d) Escoamento anular (*Anular Flow*): O escoamento anular é caracterizado pela continuidade da fase gasosa ao longo do núcleo do tubo. A fase líquida move-se no sentido ascendente parcialmente como um filme aquoso superficialmente ondulado e na forma de gotas imersas na fase gasosa que escoam na região central do tubo.

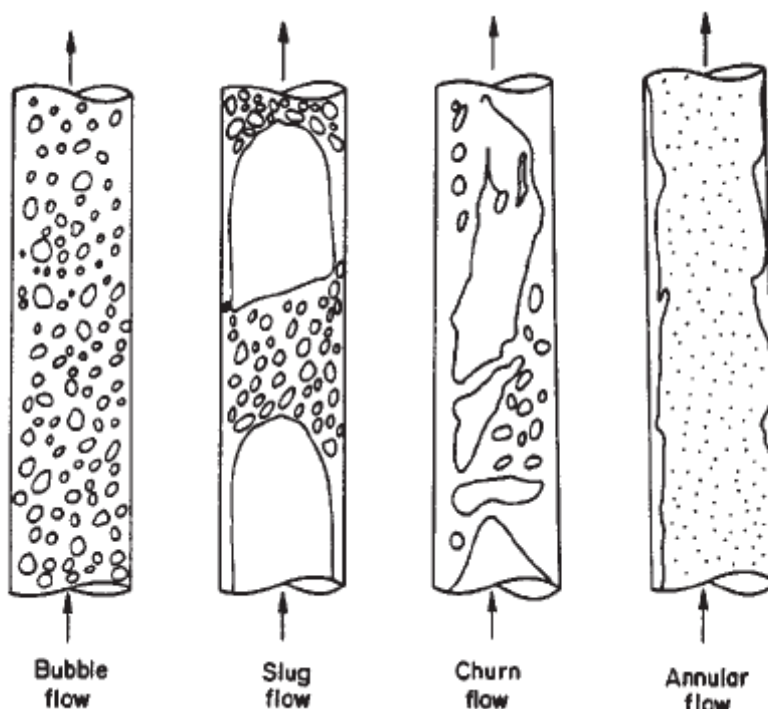


Figura 1.1 – Padrões de escoamento em correntes paralelas para escoamentos gás-líquido verticais ascendentes (Taitel, Barnea, and Dukler, (1980))

O escoamento tipo pistonado é caracterizado pela presença de uma série de largas bolhas axi-simétricas em formato de projétil, ou bolha de Taylor, as quais ocupam a maior parte da seção transversal do tubo e se movimentam uniformemente de forma ascendente. Entre a bolha de Taylor e a parede interna do tubo, há um filme líquido escoando no sentido descendente como um filme delgado. As bolhas de Taylor sucessivas são separadas por regiões de fase líquida contínua e que contêm pequenas bolhas de gás.

Em tubos verticais, as bolhas de Taylor são axi-simétricas e a extremidade de sua região superior possui o formato de uma semi-esfera, enquanto a extremidade da região inferior possui uma forma aproximadamente plana. O filme líquido que circunda a bolha de Taylor escoando em sentido descendente como um filme líquido em queda livre. A velocidade da fase líquida no filme é substancialmente menor do que a velocidade do pistão líquido entre duas bolhas de Taylor consecutivas. Cada pistão líquido “cede” parte de seu volume ao filme de líquido que circunda a bolha de Taylor subsequente. Desta forma, o filme líquido vai de encontro com o pistão líquido como um jato de seção anular, gerando uma zona de elevada intensidade turbulenta na esteira da bolha de Taylor. A região de encontro entre o filme de líquido e o pistão de líquido possui uma

zona turbulenta que possui um formato toroidal. O escoamento se restabelece, gradualmente, à medida que se afasta desta zona de agitação.

O padrão de escoamento pistonado ocorre sobre um vasto intervalo de vazões das fases líquida e gasosa combinadas e é freqüentemente encontrado em situações de interesse industrial, onde é altamente indesejado. Alguns métodos para prever as condições operacionais nas quais o escoamento pistonado ocorre foram apresentados por Taitel *et al.*, (1980), que elaborou modelos físicos para transição de padrões de escoamento durante o regime permanente em escoamentos ascendentes em tubos verticais.

1.2 Transição entres padrões de escoamento

A caracterização de um dado padrão de escoamento depende da vazão das fases, das propriedades dos fluidos e do diâmetro do tubo. Taxas de transferência de calor e massa, perda de quantidade de movimento e distribuição do tempo de residência variam muito com o padrão de escoamento. Dada a existência de um padrão de escoamento qualquer, é possível modelar este escoamento com o objetivo de prever importantes parâmetros de projeto. No entanto, um desafio central é prever qual padrão de escoamento irá ocorrer dada qualquer condição de operação imposta, bem como a vazão das fases gasosa e líquida nas quais a transição entre os padrões de escoamento ocorrem.

Modelos são desenvolvidos com o objetivo de prever o limite da transição entre os quatro padrões de escoamento básicos para escoamentos de gás-líquido em tubos verticais: bolhas, pistonado, agitado, anular. É sugerido que o escoamento agitado é a região de desenvolvimento dos padrões de escoamento pistonado e bolhas em tubos com pequenos diâmetros quando ocorrem vazões de altas magnitudes em ambas as fases, onde as forças de dispersão turbulentas são elevadas. Cada transição representada é dependente da vazão das fases líquida e gasosa, propriedades do fluido e dimensões do tubo, mas a natureza desta dependência é diferente para cada tipo de transição entre os padrões de escoamento, pois diferentes mecanismos de controle atuam nestes.

Prever padrões de escoamento para escoamento ascendente-vertical bifásico em tubos é ainda um problema não resolvido. Uma tentativa típica de obter estes mapas consiste em traçar as observações experimentais registrando o contorno da transição

entre os regimes de escoamento em coordenadas bidimensionais. As coordenadas têm sido escolhidas de forma mais ou menos arbitrária, e a ausência de base física em sua seleção tem limitado sua generalidade e sua precisão. Mapas elaborados a partir dos dados de um único tubo com diâmetro fixo e um fluido com determinadas propriedades não são necessariamente válidos para tubos de outros diâmetros e fluidos com outras propriedades. Além disso, existe pouca concordância entre os mapas publicados.

Parte deste problema resulta da discordância na descrição e na classificação do padrão de escoamento e da subjetividade do observador. O escoamento bifásico é freqüentemente muito caótico e de descrição complexa, o que deixa margem para julgamentos e interpretações pessoais.

Quando as fases gasosa e líquida escoam, misturadas, em sentido ascendente em tubos verticais, estas podem distribuir-se em um determinado número de padrões de escoamento, caracterizados pela distribuição axial e radial de gás e líquido. O escoamento é bastante turbulento e a distribuição das fases é de descrição complexa.

Para interpretar e prever corretamente as condições para transição entre os padrões de escoamento é essencial compreender os mecanismos pelos quais ocorre a transição de um regime para outro. Modelos físicos que descrevem a transição são apresentados e utilizados para desenvolver as equações com bases teóricas, que são utilizadas para construção dos mapas de transição entre padrões de escoamento.

1.3 Objetivo

O presente trabalho tem por objetivo determinar as propriedades dinâmicas do escoamento bifásico ar-água ascendente, de fluidos co-correntes, no regime pistonado em uma tubulação vertical de acrílico de por intermédio das técnicas de VIP (Velocimetria por Imagem de Partículas) e *Shadow Sizer*, bem como a sua comparação com os resultados obtidos por intermédio do modelo hidrodinâmico para padrões de escoamento pistonado proposto por Fernandes *et al.* (1983).

O aparato multifásico ar-água, construído especialmente para os ensaios a serem realizados nesta dissertação, consiste em: um tubo de acrílico com diâmetro de 19 mm e de 2m de comprimento instalado verticalmente, uma bomba centrífuga, um inversor de freqüência para bomba centrífuga, um compressor, um dispositivo de injeção de ar, tanque para recirculação de água, válvulas de controle de vazão de ar (agulha), rotâmetro de ar, rotâmetro de água e transdutor de pressão.

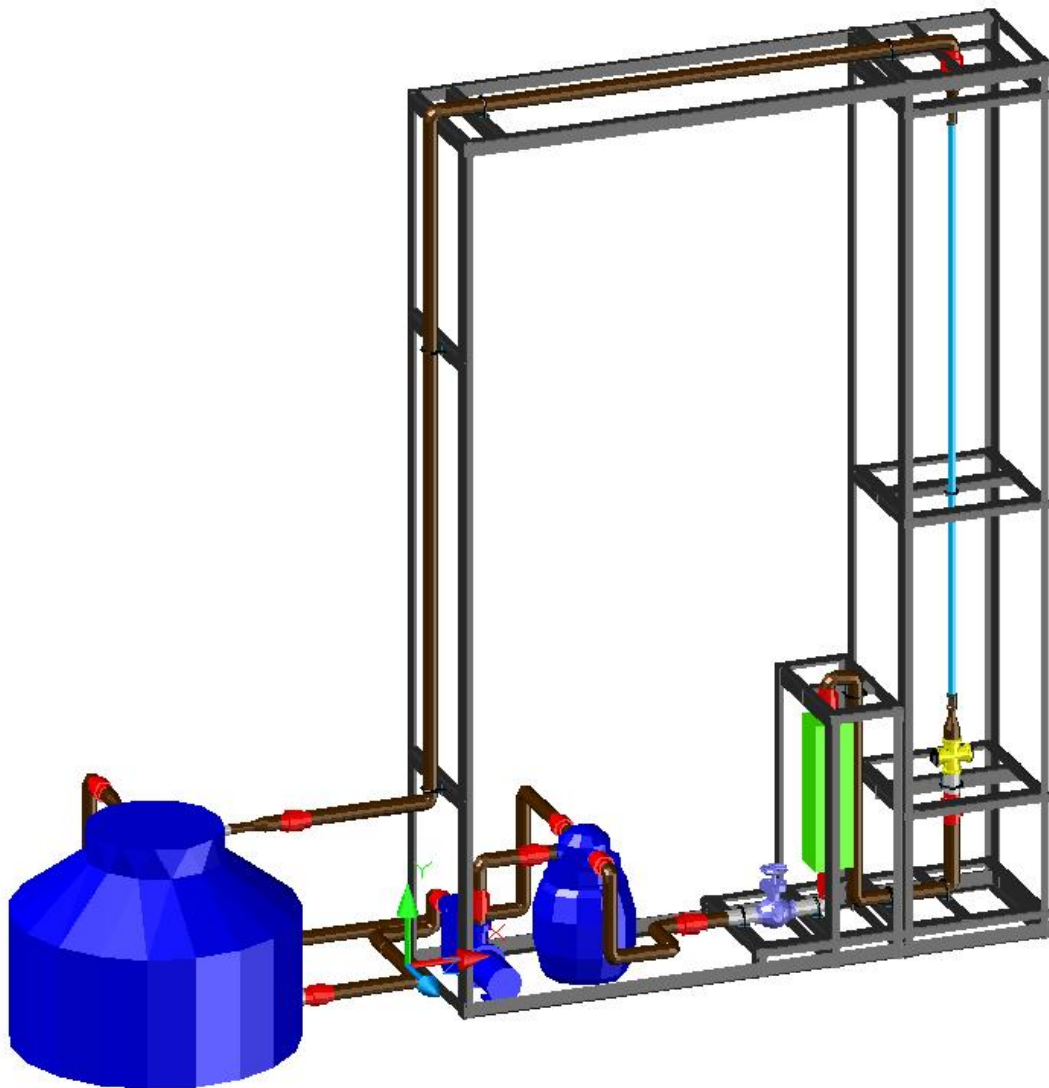


Figura 1.2: Desenho Esquemático do Aparato Multifásico Ar-Água Vertical

A água é introduzida na extremidade inferior do tubo de acrílico através da bomba centrífuga e é recirculada no tanque de água. O ar, oriundo do compressor, também tem seu ponto de injeção na seção inferior do tubo de acrílico, onde, misturando-se com a água que escoar no sentido ascendente, caracteriza o padrão de escoamento pistonado, objeto deste estudo. O escoamento bifásico ar-água em regime pistonado se dá através de determinadas combinações das vazões tanto na fase líquida como na fase gasosa controladas pelo inversor de frequência da bomba centrífuga e a válvula agulha a jusante do compressor, respectivamente. Observa-se que, com a variação das combinações das vazões na fase líquida e na fase gasosa também, há a

ocorrência de outros regimes de escoamento presentes no aparato que não o pistonado, tais como: bolhas e agitado.

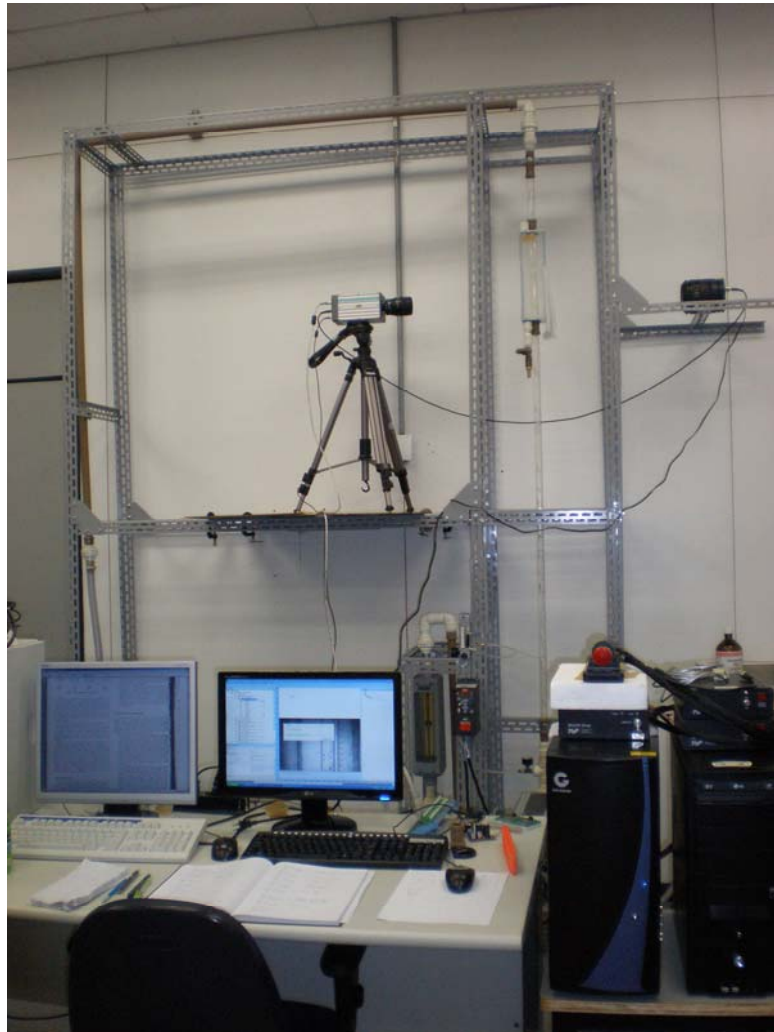


Figura 1.3: Instalação do Aparato Multifásico Ar-Água Vertical

Neste aparato serão obtidos resultados acerca das propriedades dinâmicas do padrão de escoamento pistonado. O modelo hidrodinâmico para padrões de escoamento pistonado proposto por Fernandes *et al.* (1983) requer a determinação de 17 parâmetros de escoamento para sua completa caracterização. As propriedades determinadas experimentalmente foram: comprimento da bolha de Taylor, comprimento do pistão de líquido, comprimento da célula unitária do padrão de escoamento pistonado, fração de vazio da bolha de Taylor, fração de vazio do pistão líquido, fração de vazio na interface entre a região inferior da bolha de Taylor e o pistão líquido, fração de vazio da célula unitária de padrão de escoamento pistonado, velocidade da fase gasosa na bolha de Taylor, velocidade da fase gasosa dispersa no pistão líquido, velocidade do filme

líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, velocidade da fase líquida do pistão líquido e velocidade de translação da bolha de Taylor. Vale ressaltar que todas as velocidades e frações de vazio medidas representam valores médios sobre seus respectivos pontos de medição.

Neste trabalho as velocidades das fases líquida e gasosa foram obtidas experimentalmente através da técnica VIP (Velocimetria por Imagem de Partículas) e *Shadow Sizer*. Outros instrumentos também foram utilizados para a caracterização do escoamento pistonado, tais como rotâmetros de água e de ar. A calibração e a determinação da incerteza destes instrumentos serão abordadas em capítulos posteriores.

Capítulo 2

Breve Histórico

O escoamento pistonado líquido-gás em tubulações verticais tem sido investigado desde os anos 40. Dumitrescu (1943) foi um dos primeiros pesquisadores a estabelecer uma formulação matemática acerca do movimento ascendente de uma bolha de Taylor em um tubo vertical preenchido por um líquido estagnado e o seu modelo é baseado na teoria do escoamento potencial. Tal modelo matemático apresenta excelente concordância com os dados experimentais obtidos por Mao e Dukler (1989). Davies e Taylor (1950) utilizaram uma aproximação similar para estabelecer um modelo matemático que prevê a velocidade de ascensão de uma bolha de Taylor em um tubo vertical.

O escoamento pistonado líquido-gás é um dos padrões de escoamento mais complexos a serem estudados. Em tubos verticais, a maior parte do gás é aprisionada no interior das bolhas de Taylor que sobem em sentido ascendente. Estas são separadas entre si por pistões de líquido contendo pequenas bolhas de gás. Muitos outros autores realizaram diversos estudos acerca do padrão de escoamento pistonado. Tais como Moissis e Griffith (1962), Nicklin *et al.* (1962), Street e Tek (1965), Akagawa *et al.* (1970), Collins *et al.* (1978), Fukano *et al.* (1980), Bendiksen (1985), Nickens e Yannitell (1987), Reinelt (1987), Couët e Strumolo (1987), dentre outros. Mao e Dukler (1991) e Tomiyama *et al.* (1993) desenvolveram um modelo matemático para descrever o padrão de escoamento pistonado em uma tubulação vertical fundamentado nas equações de Navier-Stokes. As condições de contorno de tal modelo não levam em consideração as dimensões da bolha de Taylor. DeJesus *et al.* (1995) apresentou as primeiras medições do perfil de velocidade da fase líquida ao redor de uma bolha de Taylor ascendente que escoar em um tubo vertical através de um líquido em repouso. No entanto, trabalhos que apresentam comparações entre os dados obtidos experimentalmente e os dados inferidos através de modelos matemáticos ainda são bastante escassos.

Existem alguns aspectos acerca do filme de líquido que escoar ao redor de uma bolha de Taylor que necessitam de maiores esclarecimentos para que modelos globais

de padrão de escoamento pistonado atinjam uma maior confiabilidade. Dumitrescu (1943) assumiu que o escoamento do filme líquido é inviscido. Brown (1965) assumiu que o filme líquido era completamente desenvolvido e o escoamento, laminar. Fernandes *et al.* (1983) também fez uso desta hipótese e, além disso, sugeriu que, para em condições de escoamentos turbulentos, fosse utilizado um modelo hidrodinâmico para padrões de escoamento pistonados. Em diversos modelos assumiu-se que o perfil de velocidade em um filme líquido descendente é completamente desenvolvido e que tal filme possui uma espessura constante. De acordo com Fabre e Liné (1992), ao se assumir um perfil de velocidade completamente desenvolvido, a espessura média do filme líquido é subestimada. Este erro é consideravelmente importante em experimentos que levam em conta a medição de filmes líquidos ao redor de bolhas de comprimento reduzido.

Outra questão importante ainda em aberto é o fenômeno de aceleração e coalescência das bolhas de Taylor. Quando duas bolhas de Taylor consecutivas escoam em sentido ascendente, a bolha de Taylor secundária pode sofrer aceleração, alcançar a bolha de Taylor principal e coalescer com esta, dependendo da distância que separa ambas. Moissis e Griffith (1962) desenvolveram uma correlação empírica para a velocidade de ascensão da bolha de Taylor secundária em função de sua distância até a bolha de Taylor principal. No entanto a descrição do mecanismo de aceleração de uma bolha de Taylor ainda não é exata. Dukler *et al.* (1985) e Shemer e Barnea (1987) sugeriram que existe um comprimento mínimo de um pistão de líquido estável que a partir deste valor as bolhas de Taylor (principal e secundária) ascendem com a mesma velocidade e não coalescem. Dukler *et al.* (1985) formulou um critério para o comprimento mínimo do pistão líquido (ou a distância mínima entre duas bolhas de Taylor sucessivas) baseado no crescimento da camada limite após a esteira da bolha de Taylor principal formada no pistão líquido. No entanto esta hipótese ainda não foi verificada experimentalmente.

O desenvolvimento do escoamento pistonado ao longo de uma tubulação vertical é governado pelas interações entre bolhas de Taylor consecutivas (Fabre *et al.*, 1993; van Hout *et al.*, 2001). O primeiro estudo experimental do mecanismo de coalescência entre duas bolhas de Taylor consecutivas foi desenvolvido por Moissis and Griffith (1962). Neste trabalho observou-se que a bolha de Taylor secundária sofre uma aceleração quando há uma queda na distância que a separa da bolha de Taylor principal, e que a região superior daquela oscila de forma bastante acentuada quando tal fenômeno

ocorre. Mais recentemente, Pinto e Campos (1996) e Aladjem Talvy *et al.* (2000) concluíram um estudo acerca da coalescência das bolhas utilizando transdutores de pressão e técnica de processamento de imagem, respectivamente. Em tais experimentos, apenas as velocidades na interface das bolhas de Taylor foram determinadas e não foram inferidas informações acerca do campo de velocidade do pistão de líquido que separa duas bolhas consecutivas.

É assumido que a região superior da bolha de Taylor é afetada pelo campo de velocidade do pistão de líquido localizado acima desta (Shemer and Barnea, 1987; Polonsky *et al.*, 1999). Portanto, a definição das propriedades dinâmicas do campo de velocidade na esteira da bolha de Taylor principal é indispensável para o estudo do movimento da bolha de Taylor secundária.

No entanto, os dados disponíveis na literatura sobre o campo de velocidade ao redor das bolhas de Taylor são bastante escassos. Portanto, as medições das propriedades de escoamento na esteira turbulenta de anteparas sólidas instaladas no interior da tubulação são de grande valia. Taylor e Whitelaw (1984) aplicaram a técnica de VLD (Velocimetria por Laser Doppler) no estudo sobre o efeito da razão de bloqueio e da geometria na velocidade e na pressão de parede em escoamentos turbulentos axi-simétricos. Neste estudo notou-se que o comprimento da esteira e a máxima velocidade axial na linha de centro apresentaram crescimento com a elevação da razão de bloqueio. Observou-se também a ocorrência de picos de intensidade turbulenta na região próxima ao ponto de estagnação na posição radial correspondente, na mesma altura, à borda da antepara.

Collins *et al.* (1978) apresentou um estudo que descreve teoricamente a ascensão de uma bolha de Taylor em um tubo vertical com a fase líquida (água) escoando no mesmo sentido das bolhas. Neste trabalho são apresentadas soluções para escoamentos nos regimes laminar e turbulento. Os resultados obtidos teoricamente e experimentalmente apresentam ótima concordância quando o escoamento encontra-se em regime turbulento. Já no regime laminar, os resultados (teóricos e experimentais) apresentam boa conformidade apenas para baixas velocidades na fase líquida. Segundos os autores, tal discrepância deve-se ao fato do escoamento laminar não estar completamente desenvolvido na seção de medição. Fréchou (1986) confirmou experimentalmente o modelo desenvolvido por Collins *et al.* (1978) para escoamento turbulento e observou que a transição do padrão de escoamento em bolha para o pistonado inicia-se a um número de Reynolds abaixo do esperado. Mao e Dukler (1991)

obtiveram resultados similares. Estes resultados também foram postos em evidência no trabalho desenvolvido por Fabre e Liné (1992).

As condições de contorno ao redor da bolha de Taylor são bastante distintas daquelas supostas para um corpo sólido. Além da ausência da condição de não escorregamento na superfície da bolha, outra condição que se destaca é a oscilação da região inferior da bolha de Taylor. Polonsky *et al.* (1999) desenvolveu um estudo acerca do movimento oscilatório da região inferior de uma bolha de Taylor que ascende em um fluido (água) estagnado e em um fluido (água) que escoava paralelamente à bolha em um tubo vertical com diâmetro interno de 25 mm. A amplitude das oscilações é diretamente proporcional ao comprimento da bolha, enquanto a frequência permanece constante, aproximadamente 4Hz. A oscilação natural da região inferior da bolha de Taylor influencia a esteira formada a partir desta. Tokuhiko *et al.* (1998) mensurou as propriedades de um escoamento turbulento após a passagem por uma bolha de ar oscilante e por um corpo em formato de um elipsóide através da técnica de VIP (Velocimetria por Imagem de Partícula). O resultado deste estudo indicou que as diferenças entre os escoamentos ao redor da bolha e do corpo sólido restringem-se à região próxima à esteira, até $2D$ após a bolha, onde D é equivalente ao diâmetro da bolha. Para bolhas que possuem a interface inferior bastante inclinada, a simetria da esteira é desfeita e, nesta situação, é caracterizada por um vórtice único. Os valores máximos da raiz média quadrática das flutuações de velocidade são localizados a $r/R = 0,5$, tanto para a bolha quanto para o elipsóide. Os valores da raiz média quadrática das flutuações de velocidade são menores para a bolha do que para o sólido.

Kvernfold *et al.* (1984) realizou medições do campo de velocidade em escoamentos pistonados horizontais utilizando a técnica de VLD (Velocimetria por Laser Doppler). O comprimento da região da esteira é diretamente proporcional ao número de *Reynolds* (Re), baseado na velocidade de mistura. Nakoryakov *et al.* (1986, 1989) investigou o campo de velocidade em um escoamento vertical ascendente em regime pistonado fazendo uso de um método eletroquímico. Neste trabalho foram realizadas medições do campo de velocidade e da tensão de parede. O comprimento da esteira da bolha de Taylor foi considerado independente da vazão da fase líquida e, aproximadamente, igual a $2D$ para todos os casos, onde D é o diâmetro interno do tubo. A velocidade axial na linha de centro no pistão líquido apresenta um valor máximo a, aproximadamente, $1D$ a partir da região inferior da bolha de Taylor. Ainda neste estudo, o componente axial da velocidade flutuante é maior do que nos escoamentos de apenas

uma fase. Shemer and Barnea (1987) aplicaram a técnica da bolha de hidrogênio para visualizar o perfil de velocidade instantânea por trás de uma bolha de Taylor escoando no mesmo sentido da água em uma tubulação de 20mm de diâmetro nas direções vertical e horizontal. O perfil de velocidade apresentado neste estudo é bastante distorcido nas proximidades da esteira e parece ser completamente desenvolvido a, aproximadamente, $12D$ a partir da região inferior da bolha de Taylor. Ahmad *et al.* (1998) aplicou a técnica do corante de ativação fotocromática com o intuito de mensurar o perfil de velocidade instantânea nas proximidades da parede interna ao redor de bolhas de Taylor. As medições foram efetuadas em bolhas individuais ou pares de bolhas em coalescência ascendendo em um tubo com diâmetro interno de 25,6mm preenchido de querosene estagnado. A uma distância de aproximadamente $2D$ a partir da região inferior da bolha de Taylor, grandes vórtices apresentam decaimento e o querosene tende a se tornar estagnado novamente. Polonsky *et al.* (1999) determinou o campo de velocidade na região superior de uma bolha de Taylor ascendendo em um fluido estagnado e em um fluido que escoar em sentido ascendente por intermédio da técnica VIP. Não houve a ocorrência de escoamento reverso em pontos do tubo contendo fluido estagnado a uma distância maior do que $10D$ da região superior da bolha de Taylor. Em pontos da mesma tubulação, com uma distância aproximada de $2,5D$ da região superior da bolha de Taylor, foram encontradas velocidades em torno de 1 mm/s (bolhas pequenas), já para pontos da mesma tubulação, com uma distância aproximada de $2,5D$ da região superior da bolha de Taylor, foram encontradas velocidades da ordem de 3mm/s (bolhas alongadas). Este fenômeno deve-se pela expansão das bolhas ao longo do escoamento. Os primeiros indícios de ocorrência de escoamento reverso ocorrem a uma distância de $0,66D$ da região superior da bolha de Taylor, e tal distância é inversamente proporcional à vazão da fase líquida. A velocidade do filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor foi determinada por intermédio da técnica de LDA. Em todos os casos o regime de escoamento do filme líquido era laminar ao longo de todo o comprimento da bolha. R. van Hout *et al.* (2002) apresentou um estudo acerca das características do campo de velocidade em torno de uma bolha de Taylor ascendente em um tubo vertical completamente preenchido por um fluido estagnado (água) utilizando para a inferência dos resultados a técnica VIP. Este estudo abordou também a relação entre o campo de velocidade instantânea e o movimento das bolhas de Taylor.

Capítulo 3

Fundamentos Teóricos

Neste capítulo serão descritos os fundamentos teóricos que regem o escoamento bifásico no interior de tubulações sob uma condição de operação genérica. Serão abordados aqui conceitos sob a morfologia dos padrões de escoamentos bifásicos que ocorrem em tubulações verticais, que é o foco deste trabalho, além dos conceitos fundamentais acerca de escoamento bifásico em tubulações horizontais.

3.1 Padrões de Escoamentos Bifásicos no Interior de Tubulações

Os escoamentos bifásicos e seus diversos padrões são largamente abordados na literatura (COLLIER, 1981). Principalmente em função da dificuldade de prever a distribuição das duas fases ao longo do trecho reto de tubulação e de estimar quantitativamente as propriedades dinâmicas deste escoamento, as descrições encontradas se fixam em geometrias de tubulações de seções circular e quadrada. HUBBARD e DUKLER (1966) sugeriram que muitos destes padrões observados experimentalmente são constituídos de superposições de quatro padrões de escoamento básicos. São eles: escoamento de bolhas, escoamento pistonado, escoamento agitado e escoamento anular. Estes padrões serão descritos a seguir.

3.1.1 Padrões de Escoamento Bifásico em Tubulações Verticais

Os padrões de escoamento bifásico gás-líquido encontrados em um duto circular vertical são ilustrados na Figura 3.1. Os padrões de escoamento são descritos qualitativamente a seguir:

Escoamento de Bolhas (*a – bubbly flow*) – É um regime de escoamento caracterizado por uma fase gasosa dispersa em uma fase contínua líquida. Nesta fase, as bolhas podem aparecer em formas esféricas com pequenos diâmetros ou com um formato mais alongado e de geometria plana na superfície da região inferior da bolha e de geometria na forma de calota esférica na região superior da bolha. O diâmetro das bolhas em tal padrão de escoamento é bem menor do que o diâmetro dos tubos pelos quais as fases escoam simultaneamente.

Escoamento Pistonado (*b – slug flow*) – Neste padrão, as bolhas possuem um formato alongado e estas ocupam, transversalmente, quase a totalidade do diâmetro interno do tubo. Tais bolhas são denominadas, na literatura, bolhas de Taylor. A região superior da bolha de Taylor possui o formato semelhante ao de uma calota esférica e a região superior de tais bolhas possui um formato, aproximadamente, plano. Já a região central da bolha de Taylor é separada da parede interna do tubo por um filme líquido delgado e descendente. Entre duas bolhas de Taylor consecutivas existe uma fração de fase líquida, denominada de *liquid slug* pela literatura (e neste presente trabalho denominada “pistão líquido”), a qual contém pequenas bolhas dispersas que foram desprendidas pela esteira formada pela bolha de Taylor.

Escoamento Agitado (*c – churn flow*) – Este padrão de escoamento é caracterizado pela instabilidade do padrão de escoamento pistonado, quando ocorre a fragmentação das bolhas principais devido ao comportamento altamente turbulento do escoamento. A quebra da bolha de Taylor tem por consequência o rompimento da continuidade do filme de líquido descendente ao redor da bolha e a fragmentação dos pistões líquidos localizados antes e depois desta. A nomenclatura *churn* é devido ao fato deste padrão de escoamento possuir um comportamento caótico e de característica transiente entre o padrão de escoamento pistonado e o anular. Este padrão de escoamento também é denominado na literatura como *slug-annular flow*.

Escoamento Anular (*d – Annular Flow*) – Este padrão de escoamento é caracterizado pela formação de um filme líquido na parede interna do tubo e a região central ocupada pela fase gasosa com a presença de gotículas da fase líquida desprendida do filme. É observada a presença de ondas com largas amplitudes na superfície do filme líquido adjacente à parede interna e o contato da fase gasosa com tal filme acarreta no

desprendimento de pequenas gotas, que são arrastadas para o centro do tubo. A diferença entre o padrão de escoamento anular e o anular com gotas é o aglomerado de gotas gerado por este último.

Escoamento Anular com Gotas (*e - wispy -annular flow*) – Este padrão de escoamento é caracterizado pela presença de um espesso filme de líquido ascendente junto à parede do tubo e por uma considerável porção de líquido que é arrastado para a região central, juntamente com a presença de gás. O líquido é desprendido do filme espesso de líquido e dá origem à formação de pequenas gotas que, aglomeradas, assemelham-se a nuvens com o formato de longos filamentos irregulares.

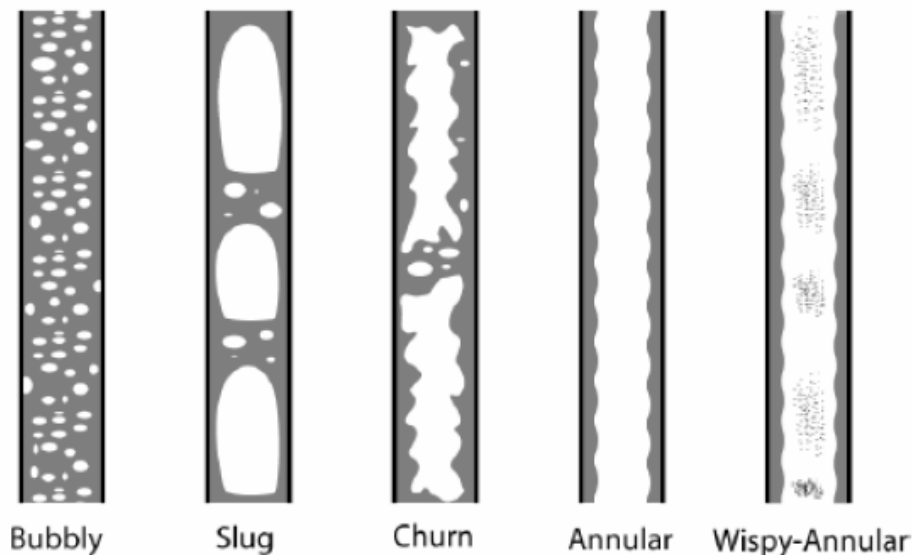


Figura 3.1 - Padrões de escoamentos bifásicos em tubulações verticais. (GHAJAR, 2004)

3.1.2 Padrões de Escoamento Bifásico em Tubulações Horizontais

O prognóstico do escoamento padrão em tubos horizontais é muito mais complexo do que o problema em um tubo vertical. Os padrões de escoamento no interior de tubulações horizontais, diferentemente das tubulações verticais, não são axi-simétricos e isto se deve à diferença entre a massa específica das fases líquida e gasosa. Neste caso, o padrão de escoamento assume peculiaridades bastante específicas e, como

o campo gravitacional atua perpendicularmente à direção do escoamento, ocorre a sua estratificação.

Escoamento Pistonado (*a – plug flow*) – Este padrão de escoamento possui características semelhantes ao pistonado em dutos verticais, e também apresenta uma assimetria devido à ação gravitacional em função do posicionamento do tubo na direção horizontal. As bolhas de gás se concentram na região superior do tubo ao longo do escoamento. Esta condição é mantida independentemente das velocidades das fases do escoamento.

Escoamento Estratificado (*b – stratified flow*) – Este padrão ocorre, geralmente, quando as velocidades das fases de líquido e de gás são baixas. A interface entre as fases é normalmente bem definida. Este regime não é muito usual de ocorrer, sendo mais assíduo o regime ondulado.

Escoamento Ondulado (*c – wavy flow*) – Este padrão é caracterizado pelo surgimento de instabilidades lineares de baixa amplitude na interface entre as fases pelo aumento da velocidade do gás. Desta maneira, o escoamento assume então um comportamento desordenado.

Escoamento Pistonado Severo (*d – slug flow*) – Neste padrão, com o aumento da velocidade do gás no escoamento ondulado, há um aumento na amplitude das ondas e ocorre a formação de volumes de líquido que percorrem o comprimento da tubulação em velocidades elevadas. Estas ondas formam golfadas que são rapidamente deslocadas ao longo do tubo. Na superfície superior da tubulação, após a passagem das ondas, ocorre a concentração de massa de líquido nesta região, que, logo em seguida, é drenada por um filme residual de líquido.

Escoamento de Bolhas Dispersas (*e – dispersed bubbly flow*) – Neste padrão de escoamento, a dispersão das bolhas é semelhante ao caso vertical, mas, devido à assimetria do escoamento, as bolhas dispersas se concentram na região superior do tubo.

Escoamento Anular (*f – annular flow*) – A fase líquida escoar na superfície interna da tubulação, formando um filme com bolhas dispersas, e o gás escoar no centro da tubulação, carregando líquido pulverizado. Devido ao efeito gravitacional, a espessura do filme líquido é maior na parte inferior do tubo. Tal regime ocorre com altas vazões de gás. Na região do núcleo de gás é observada a presença de gotas na forma de *spray* proveniente do filme de líquido.

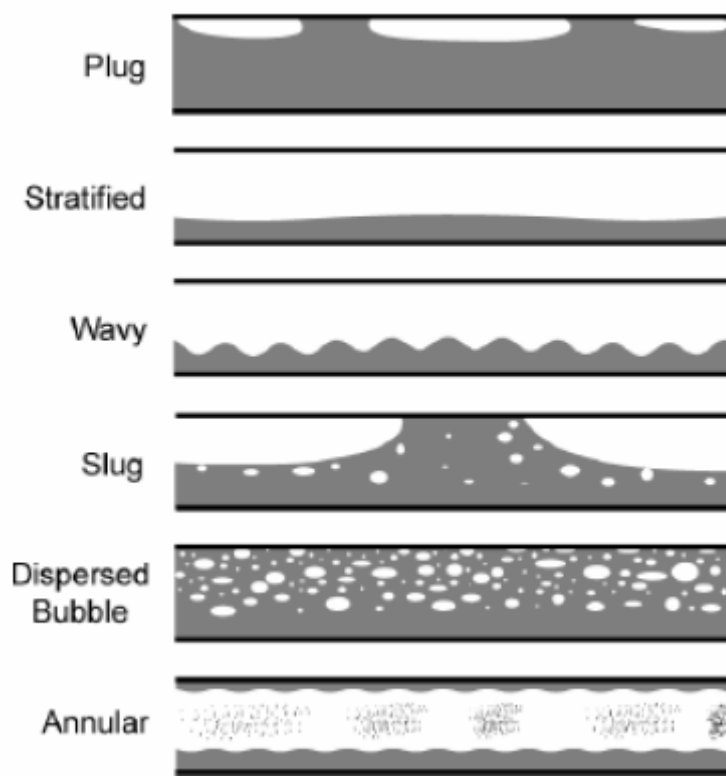


Figura 3.2 - Padrões de escoamentos bifásicos em tubulações horizontais. (GHAJAR, 2004)

3.2 Modelo básico para caracterização de escoamentos bifásicos

Nesta seção os padrões de escoamento bifásico gás-líquido e as características básicas para a sua modelagem são apresentados tendo em vista fornecer elementos básicos para a descrição do modelo proposto por FERNANDES *et al.* (1983) para previsão das propriedades do padrão de escoamento pistonado.

3.2.1 Conceitos básicos

Esta seção introduz as principais variáveis a serem utilizadas ao longo do texto. A notação a ser aqui utilizada será aquela de COLLIER (1981).

Para o escoamento em uma tubulação, área total de sua seção transversal será denotada por A , a área ocupada pela fase gasosa será denotada por A_g e A_l será a área ocupada pela fase líquida. A igualdade $A = A_g + A_l$ é evidente. A razão entre a área ocupada pela fase gasosa e a área total do escoamento é denominada de fração de vazio e é representada por α . Logo,

$$\alpha = \frac{A_g}{A} \quad (3.1)$$

Imediatamente temos que

$$(1 - \alpha) = \frac{A_l}{A} \quad (3.2)$$

A vazão mássica total é fornecida por

$$W = W_l + W_g \quad (3.3)$$

A vazão volumétrica é

$$Q = Q_l + Q_g \quad (3.4)$$

O título x da mistura é definido por:

$$x = \frac{W_g}{W_l + W_g} \quad (3.5)$$

De modo que a seguinte igualdade é observada

$$(1 - x) = \frac{W_l}{W_l + W_g} \quad (3.6)$$

Dividindo a vazão mássica pela área da seção transversal do duto, obtemos a velocidade mássica, G , e a velocidade u .

$$G = \frac{W}{A} = \rho u = \frac{u}{v} \quad (3.7)$$

ou ainda,

$$W_g = GAx \quad W_l = GA(1 - x) \quad (3.8)$$

$$u_g = \frac{W_g}{\rho_g A_g} \quad u_l = \frac{W_l}{\rho_l A_l} \quad (3.9)$$

$$u_g = \frac{Q_g}{A_g} \quad u_l = \frac{Q_l}{A_l} \quad (3.10)$$

$$u_g = \frac{Gx}{\rho_g \alpha} \quad u_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l(1-\alpha)} \quad (3.11)$$

Podemos definir também a titulação volumétrica, β , como:

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (3.12)$$

$$(1-\beta) = \frac{Q_l}{Q_g + Q_l} \quad (3.13)$$

A razão do fluxo volumétrico pela área de escoamento fornece a chamada velocidade superficial do fluido, j :

$$j = \frac{Q}{A} \quad (3.14)$$

ou ainda

$$j_g = \frac{Q_g}{A} \quad j_l = \frac{Q_l}{A} \quad (3.15)$$

Usando as equações (3.1) e (3.6), temos

$$j_g = u_g \alpha = j\beta = \frac{Gx}{\rho_g}, \quad j_l = u_l(1-\alpha) = j(1-\beta) = \frac{G(1-x)}{\rho_l} \quad (3.16)$$

$$G_g = j_g \rho_g = Gx, \quad G_l = j_l \rho_l = G(1-x), \quad G = G_l + G_g \quad (3.17)$$

Podemos também definir a taxa de escorregamento ($K = u_g / u_l$):

$$K = \frac{u_g}{u_l} = \frac{W_g \rho_l A_l}{W_l \rho_g A_g} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \right) \quad (3.18)$$

A quantidade de movimento de fluxo superficial (ρj^2) é expressa em termos da velocidade mássica, G , e da titulação de vapor x como

$$\rho_l j_l^2 = \frac{[G(1-x)]^2}{\rho_l} \quad (3.19)$$

$$\rho_g j_g^2 = \frac{[Gx]^2}{\rho_g} \quad (3.20)$$

A massa específica da mistura é dada por

$$\rho_m = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l \quad (3.21)$$

A massa específica para os modelos homogêneos é calculada por

$$\rho_H = \frac{\rho_g \rho_l}{x \rho_l + (1-x) \rho_g} \quad (3.22)$$

A velocidade de escorregamento (*drift velocity*) toma como referencia a velocidade u_H do pseudo-fluido homogêneo, sendo definida por:

$$u_{ds} = u_g - u_H \quad (3.23)$$

A velocidade relativa entre as fases (*slip velocity*) é dada por:

$$u_R = u_g - u_l \quad (3.24)$$

A velocidade superficial da fase gasosa corresponde à velocidade que o gás teria se ocupasse toda a área de escoamento. Esta velocidade é fornecida por:

$$u_{gs} = \frac{M_g}{A \rho_g} = \frac{G_g}{\rho_g} \quad (3.25)$$

As seguintes relações podem ser escritas (CHISHOLM, 1983):

$$u_g = \frac{M_g}{\alpha A \rho_g} = G \left[x / \rho_g + k(1-x) / \rho_l \right] \quad (3.26)$$

$$u_l = \frac{M_l}{(1-\alpha) A \rho_l} = G \left[x / \rho_g + k(1-x) / \rho_l \right] \quad (3.27)$$

Quando $K = 1$ as velocidades das fases se igualam, tornando-se também igual à velocidade homogênea. Desta forma, temos as seguintes relações:

$$u_H = \frac{G}{\rho_H} \quad (3.28)$$

$$u_g = \frac{u_{go}}{\alpha} \quad (3.29)$$

$$u_l = \frac{u_{lo}}{(1-\alpha)} \quad (3.30)$$

A queda da pressão pode ser expressa como:

$$\Delta P = \Delta P_F + \Delta P_M - \rho_m g \cdot \text{sen}(\theta) \quad (3.31)$$

$$\Delta P_{12} = \int_1^2 \nabla P dz \quad (3.32)$$

onde o primeiro termo refere-se ao atrito, o segundo termo a variação da quantidade de movimento, e o terceiro ao campo gravitacional. ΔP_{12} denota a diferença de pressão entre dois pontos do duto e angulo entre a linha de referencia do duto e a linha horizontal, θ . Definem-se as seguintes quedas de pressão:

- ΔP_{lo} = Escoamento da fase líquida com a velocidade da mistura

- ΔP_{go} = Escoamento da fase gasosa com a velocidade da mistura
- ΔP_l = Apenas fase líquida escoando no duto
- ΔP_g = Apenas fase gasosa escoando no tubo

Utilizando o subscrito F para denotar as diversas fases, podemos escrever

$$-\Delta P_{Flo} = \frac{f_{lo} G^2}{2D\rho_l} \quad (3.33)$$

$$-\Delta P_{Fl} = \frac{f_l (1-x)^2 G^2}{2D\rho_l} \quad (3.34)$$

$$-\Delta P_{Fgo} = \frac{f_{go} G^2}{2D\rho_g} \quad (3.35)$$

$$-\Delta P_{Fg} = \frac{f_g x^2 G^2}{2D\rho_g} \quad (3.36)$$

onde f_{lo} , f_l , f_{go} e f_g são os fatores de atrito, dependentes dos diversos números de Reynolds definidos por:

$$\text{Re}_{lo} = \frac{GD}{\mu_l} \quad (3.37)$$

$$\text{Re}_l = \frac{(1-x)GD}{\mu_l} \quad (3.38)$$

$$\text{Re}_{go} = \frac{GD}{\mu_g} \quad (3.39)$$

$$\text{Re}_g = \frac{xGD}{\mu_g} \quad (3.40)$$

Em uma metodologia desenvolvida por LOCKHART e MARTINELLI (1949) as fases são consideradas segregadas, não existindo efeitos de interação entre elas. Em uma das proposições do método, o gradiente de pressão médio na direção do escoamento devido ao atrito é expresso em função de um multiplicador definido por

$$\phi_{Fl}^2 = \frac{\left| \left(\frac{dP}{dz} \right)_F \right|}{\left| \left(\frac{dP}{dz} \right)_{Fl} \right|} \quad (3.41)$$

O gradiente de pressão monofásico ∇P_{Fl} deve ser obtido através de relações convencionais para o atrito. O multiplicador de fases ϕ_{Fl}^2 , por outro lado, é sempre fornecido por uma relação empírica. Uma grandeza importante para a parametrização de ϕ_{Fl}^2 foi proposta por CHISHOLM (1967), podendo ser escrita como

$$X^2 = \frac{\left| \left(\frac{dP}{dz} \right)_F \right|}{\left| \left(\frac{dP}{dz} \right)_{Fl} \right|} = \frac{f_l (1-x)^2 \rho_g}{f_g x^2 \rho_l} \quad (3.42)$$

Para situações físicas em que parte do líquido escoar disperso em gás define-se a fração de vazão de líquido dispersa e a velocidade do líquido não disperso respectivamente como (considerando novamente que o líquido disperso escoar com a mesma velocidade que o gás):

$$M_g = \omega M_l = (A_{IE} + A_l) u_g \rho_m \quad (3.43)$$

$$\rho_m = \frac{\rho_g [1 + \omega(1-x)/x]}{1 + \omega[(1-x)/x](\rho_g/\rho_l)} \quad (3.44)$$

3.2.2 Mecanismos de transição entre padrões de escoamento

Com o intuito de prever as condições em que a transição entre os padrões de escoamento atua, é de fundamental importância a compreensão dos mecanismos físicos pelos quais tal transição ocorre. Deste modo, a influência das propriedades dos fluidos e da dimensão dos tubos, assim como das vazões das fases presentes no escoamento, são, naturalmente, levadas em consideração nas equações de transição entre os padrões de escoamento. A tarefa de elaborar as curvas de transição de regimes de escoamento ou mapas que contêm estas curvas é frequentemente simples. No entanto, existe uma considerável discordância entre os autores acerca dos mecanismos que atuam nestas transições.

Transição do padrão de escoamento de bolhas para o pistonado

A transição entre o regime de bolha dispersas observado a baixas vazões de gás e o regime pistonado requer um processo de aglomeração ou coalescência. Somente desta maneira as bolhas dispersas podem agrupar-se em bolhas com volume de gás

maior, com diâmetro aproximadamente igual ao do tubo e de comprimento de cerca de 1 a 2 diâmetros. Com o aumento da vazão da fase gasosa, a densidade populacional das bolhas também aumenta. A redução do espaço entre as bolhas resulta no aumento da taxa de coalescência. No entanto, quando a vazão da fase líquida aumenta, as flutuações da turbulência associadas ao escoamento podem provocar a fragmentação das bolhas maiores formadas através do processo de aglomeração. Caso esta fragmentação seja intensa o suficiente para impedir o reagrupamento entre as bolhas, o regime de escoamento de bolhas pode ser preservado. Deste modo, para prever as condições de transição, deve-se determinar quais destes fatores irá dominar o processo.

Quando o gás é introduzido a baixas vazões em um tubo vertical de grande diâmetro (escoando em baixa velocidade), a fase gasosa é distribuída em bolhas discretas. Muitos estudos de movimentação de bolhas demonstraram que, para bolhas muito pequenas, estas assumem um comportamento de esferas rígidas ascendendo verticalmente em movimento retilíneo. No entanto, acima de um diâmetro crítico (cerca de 1,5 mm em escoamento de ar e água a baixas pressões) as bolhas começam a se deformar, e o movimento ascendente das bolhas assume uma trajetória randômica. As bolhas colidem e coalescem aleatoriamente, formando uma quantidade considerável de bolhas individuais com a região superior na forma de calota esférica, semelhantes às bolhas de Taylor do escoamento pistonado, porém com diâmetros menores do que o do tubo. Deste modo, mesmo a baixas vazões de fase líquida e gasosa, o escoamento de bolhas é caracterizado por um conjunto de pequenas bolhas movendo-se aleatoriamente e, ocasionalmente, surgem bolhas de Taylor. No entanto, estas bolhas possuem diâmetro menor do que a seção transversal do tubo, de forma que o escoamento em regime pistonado não ocorre como descrito anteriormente. Ao invés disso, estas se comportam como bolhas em formato de cápsula que ascendem livremente, conforme descrito por Taylor. Com o aumento da vazão da fase gasosa, mantendo a fase líquida a baixas vazões, a densidade populacional das bolhas cresce e chega ao ponto em que as bolhas dispersas se aproximam tanto que ocorrem colisões entre elas e a taxa de aglomeração de bolhas maiores cresce vertiginosamente. Este comportamento resulta na transição para o regime de escoamento pistonado.

Experimentos sugerem que a fração de vazão das bolhas durante a transição está entre 0,25 e 0,30 (Griffith e Synder, 1964). Uma aproximação teórica para este problema foi fornecida por Radovicich e Moissis (1962), considerando um cubo no qual uma bolha está contida. Neste trabalho é postulado que a máxima fração de vazão é

alcançada quando a frequência de colisão é muito alta e isto é obtido quando a fração de vazio está em torno de 0,30.

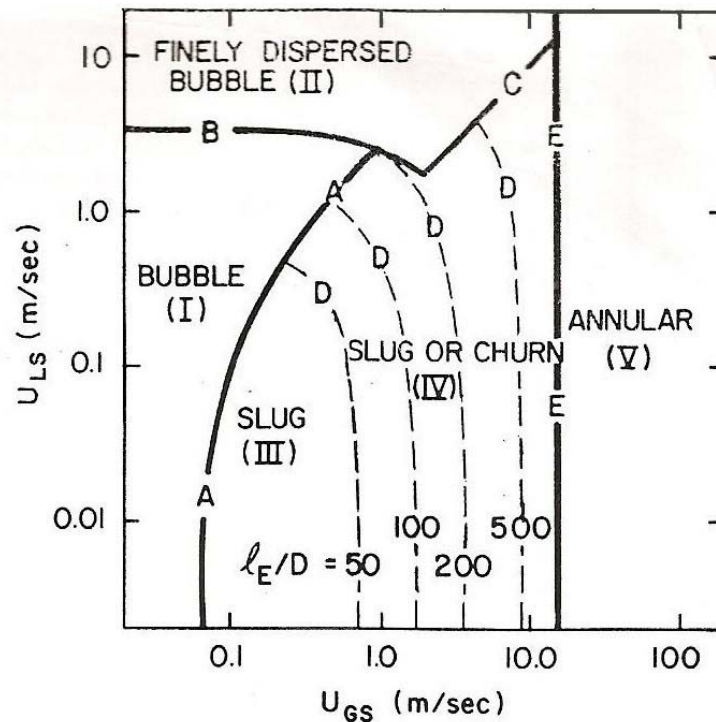


Figura 3.3 – Mapa de padrão de escoamento para tubos verticais com 5,0 cm de diâmetro interno, ar-água, 25°C, 1MPa (Taitel *et al.* (1980))

Uma aproximação alternativa é considerar este problema do ponto de vista da máxima taxa de empacotamento admissível das bolhas. Se considerarmos as bolhas com formato esférico e dispostas em volumes cúbicos, a fração de vazio pode ser, no máximo, 0,52, conforme Taitel *et al.*, (1980). No entanto, como resultado de sua deformação e sua trajetória randômica, a taxa de colisão e coalescência irão crescer acentuadamente a frações de vazio bem abaixo do que àquelas encontradas nos casos onde os efeitos de deformação e coalescência não são predominantes. Portanto, a menor distância entre as bolhas antes da transição será aquela que permite alguma liberdade de movimento de cada bolha. Quando a coalescência começa a crescer acentuadamente, o espaçamento entre as bolhas é, supostamente, metade de seu raio. Apesar desta aproximação não ser uma previsão da fração de vazio na transição, ela serve como uma interpretação razoável dos dados experimentais. Segundo dados publicados, a fração de vazio para padrão de escoamento de bolhas raramente ultrapassa 0,35, enquanto que, para frações de vazio menores que 0,20, raramente ocorre o fenômeno da coalescência

(Griffith e Wallis 1961). Desta forma, para baixas vazões de fase líquida o cisalhamento das bolhas devido à turbulência é pequeno e o critério utilizado para a transição do padrão de escoamento de bolhas para o pistonado é que a fração de vazio atinja valores de 0,25.

Se a bolha de gás ascende com uma velocidade U_G , esta velocidade é relacionada com a velocidade superficial do gás por:

$$U_G = \frac{U_{GS}}{\alpha} \quad (3.45)$$

onde, α é a fração de vazio. Da mesma forma, a velocidade média da fase líquida é dada em termos da velocidade superficial da fase líquida como

$$U_L = \frac{U_{LS}}{1 - \alpha} \quad (3.46)$$

Designando U_0 como a velocidade relativa das bolhas de gás, temos

$$U_{LS} = U_{GS} \frac{1 - \alpha}{\alpha} - (1 - \alpha)U_0 \quad (3.47)$$

Já foi demonstrado por Harmanthy (1960) que a velocidade ascendente de bolhas relativamente grandes, U_0 , não é alterada significativamente pelo tamanho das bolhas e é dada pela equação

$$U_0 = 1,53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (3.48)$$

Substituindo a equação (3.47) na equação (3.48), e considerando que a transição para escoamento pistonado ocorre quando $\alpha = \alpha_T = 0,25$, resulta em uma equação que caracteriza esta transição para condições onde as forças de dispersão não são dominantes.

$$U_{LS} = 3,0U_{GS} - 1,15 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (3.49)$$

Uma vez determinadas as propriedades dos fluidos, a curva teórica de transição pode ser traçada nas coordenadas U_{LS} x U_{GS} e permanecerão inalteradas com as dimensões dos tubos. Tal curva é demonstrada na Figura 3.3 para o sistema ar-água a 25°C e 1 MPa, onde é designado pela curva A. Com a ocorrência de altas vazões das fases líquida e gasosa, onde a velocidade relativa da bolha ascendente em relação à velocidade da fase líquida é desprezível, a curva de transição teórica é linear, com inclinação unitária em coordenada logarítmica. Por outro lado, com a ocorrência de

baixas vazões onde a velocidade da fase líquida é desprezível, o contorno da região ocupada pela bolha é controlado pela velocidade da bolha livre ascendente e é essencialmente independente da vazão da fase líquida.

Este método de previsão da transição do regime de bolhas para o pistonado é similar em princípio àquele apresentado por Griffith e Wallis (1961). Estes usaram $\alpha = 0,18$ como critério para máximo empacotamento e consideraram $U_0 = 0,24$ m/s que é a velocidade ascendente prevista na equação (3.48) para o sistema ar-água. Portanto estes resultados não são gerais para fluidos diferentes de ar-água.

Com a vazão da fase líquida elevada, forças turbulentas agem no sentido de quebrar e dispersar a fase gasosa em pequenas bolhas mesmo quando ocorrem frações de vazão maiores que 0,25. A teoria de cisalhamento de fluidos imiscíveis através de forças turbulentas foi demonstrada por Hinze (1955) e confirmada por Sevik e Park (1973). Hinze determinou que o tamanho característico da dispersão resulta do balanço entre as tensões superficiais e as flutuações turbulentas. Seu estudo originou a seguinte relação para o máximo diâmetro estável para a fase dispersa, d_{\max} .

$$d_{\max} = k \left(\frac{\sigma}{\rho_L} \right)^{3/5} (\varepsilon)^{-2/5} \quad (3.50)$$

onde ε é a energia dissipada por unidade de massa. A investigação de Hinze explorou a dispersão sob condições de não-coalescência que somente pode ser efetuada em concentrações bem reduzidas da fase dispersa. Hinze aplicou sua fórmula aos dados de Clay (1940) para o cisalhamento de gotas em baixas concentrações de fase dispersa e concluiu que $k = 0,725$. Sevik e Park (1973) desenvolveram valores teóricos para k considerando a frequência natural de uma bolha ou de uma gota em seu modo de vibração mais baixo. Assumindo a frequência natural como sendo a razão entre a velocidade de flutuação *RMS* do escoamento turbulento e o diâmetro da bolha ou da gota, estes autores provaram que $k = 0,68$ para gotas (densidade da fase dispersa \gg densidade da fase contínua) e $k = 1,14$ (densidade da fase contínua \gg densidade da fase dispersa). Medições experimentais de cisalhamento de bolhas em um jato de líquido apresentaram notável conformidade experimental utilizando $k = 1,14$.

A energia de dissipação por unidade de massa para escoamento turbulento em tubos, ε , é dada por

$$\varepsilon = \left| \frac{dp}{dz} \right| \frac{U_M}{\rho_M} \quad (3.51)$$

onde

$$\frac{dp}{dz} = \frac{2f}{D} \rho_M U_M^2 \quad (3.52)$$

A substituição da equação (3.52) na equação (3.51) demonstra que o cisalhamento turbulento das bolhas existe para todas as vazões da fase líquida elevadas o suficiente para provocar escoamento turbulento. No entanto, se a dimensão da bolha produzida pelo processo de cisalhamento é grande o suficiente para permitir sua deformação, então para valores aproximados em torno de $\alpha = 0,25$, a bolha de Taylor característica do escoamento pistonado é formada novamente pelo processo de coalescência. Então, o processo de cisalhamento turbulento pode prevenir aglomeração somente se o tamanho das bolhas produzidas for pequeno o suficiente de forma que estas permaneçam esféricas. O tamanho da bolha sob estas condições é dado por Brodkey (1967) como

$$d_{crit} = \left[\frac{0,4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right]^{1/2} \quad (3.53)$$

Para $d_{max} > d_{crit}$ pode-se considerar que a velocidade de ascensão da bolha é independente do tamanho da bolha e é dada pela equação (3.48), mas reduz de forma bastante acentuada para bolhas com diâmetro abaixo de d_{crit} . Uma vez que a flutuação turbulenta é forte o suficiente para cisalhar as bolhas até estas alcançarem seu tamanho crítico, a coalescência é anulada e o padrão de escoamento de bolhas dispersas pode existir mesmo para $\alpha > 0,25$. As condições para esta transição pode ser encontrada através das equações (3.50), (3.51) e (3.53). Note que na região do escoamento com altas vazões da fase líquida e gasosa a velocidade de escorregamento pode ser desprezada e a fração de vazio pode ser determinada simplesmente por

$$\alpha = \frac{U_{GS}}{U_{GS} + U_{LS}} \quad (3.54)$$

O fator de atrito necessário na equação (3.52) pode ser determinado através da equação de Blasius baseada na velocidade superficial de mistura e da viscosidade cinemática da fase líquida, isto é

$$f = C \left(\frac{U_M D}{\nu_L} \right)^{-n} \quad (3.55)$$

onde C e n são 0,046 e 0,2, respectivamente. A combinação da equação (3.51) com a equação (3.54) resulta em uma expressão adimensional que relaciona as vazões das

fases líquida e gasosa, propriedades e dimensão do tubo no qual a dispersão turbulenta induzida está presente.

$$U_{LS} + U_{GS} = 4,0 \left\{ \frac{D^{0,0429} \left(\frac{\sigma}{\rho_L} \right)^{0,089}}{\nu_L^{0,072}} \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L} \right]^{0,446} \right\} \quad (3.56)$$

Uma vez que as propriedades do fluido e o diâmetro do tubo foram definidas, a equação (3.56) define a relação entre os valores de U_{GS} e U_{LS} acima dos quais o escoamento pistonado não pode existir. Para em escoamento bifásico ar-água 25°C e 1 MPa este resultado é demonstrado na Figura 3.3 para um tubo de diâmetro de 5,0 cm e é representado pela curva B. No entanto, desconsiderando o quanto de energia turbulenta está disponível para dispersar a mistura, o escoamento de bolhas não pode existir para frações de vazio acima de 0,52. Então, a curva B delimita o escoamento de bolhas dispersas até a curva C, que relaciona U_{GS} e U_{LS} para $\alpha = 0,52$.

Esta aproximação desconsidera o efeito de crescimento da fração de vazio no processo de coalescência e no tamanho da bolha resultante. Calderblank (1958) investigou a relação do cisalhamento e da coalescência de bolhas na determinação do tamanho destas em uma coluna de ar-água agitada mecanicamente. Naquele trabalho, Calderblank demonstrou que o tamanho da bolha varia com a raiz quadrada da fração de vazio. No entanto, para este estudo, o mecanismo para tal coalescência, isto é, o impelidor provocando o movimento de redemoinho nas bolhas, não está presente. Com o escoamento induzindo movimentos radiais, o efeito da fração de vazio é provavelmente menos pronunciado; no entanto não é possível, neste momento quantificar sua influência.

Então, o padrão de escoamento de bolhas pode existir nas zonas I e II da Figura 3.3. Na zona I (a esquerda da curva A e abaixo da curva B), prevê-se a presença de bolhas deformáveis que se deslocam ascendentemente com o movimento randômico, assim como bolhas de Taylor surgindo, ocasionalmente, na fase líquida. Na zona II (acima da curva B e a esquerda da curva C), observa-se um sistema de bolhas finamente dispersas sem a presença de bolhas de Taylor. Na zona III (a direita da curva A e abaixo das curvas B e C), espera-se a ocorrência de escoamento pistonado.

Existe ainda outro mecanismo de transição presente nos casos de escoamento bifásico em tubos de pequeno diâmetro. Considere a zona I da Figura 3.3 onde se observa a ascensão de bolhas deformáveis em trajetória oscilatória e a presença

ocasional de bolhas de Taylor. A velocidade de ascensão de bolhas deformáveis em relação à fase líquida, U_0 , é dada pela equação (3.48) e depende somente das propriedades do fluido. Já a velocidade de ascensão das bolhas de Taylor em relação à velocidade média da fase líquida é dada por Nicklin (1962)

$$U_G \cong 0,35\sqrt{gD} \quad (3.57)$$

e é uma propriedade independente. Sempre que $U_0 > U_G$, as bolhas ascendentes se aproximam da parte de trás da bolha de Taylor e coalescem com esta, aumentando, desta maneira, seu tamanho. Sob estas condições, o escoamento de bolhas não pode existir na zona I. Por outro lado, quando $U_0 < U_G$ a bolha de Taylor se eleva por entre as bolhas menores distribuídas e o movimento relativo da fase líquida com a parte dianteira da bolha de Taylor afasta as pequenas bolhas ao redor dela e não ocorre a coalescência. As propriedades do escoamento bifásico ar-água para pressões reduzidas são tais que $U_0 \cong U_G$ para $D \approx 5,0$ cm. Então, para tubos com diâmetros menores que 5,0 cm, não pode haver a ocorrência de escoamento de bolhas abaixo da curva B e nas zonas I e III há a predominância do padrão de escoamento pistonado. Somente para vazões elevadas da fase líquida, zona II, o padrão de escoamento de bolhas pode ser identificado em tubos com diâmetros reduzidos onde a dispersão ocorre devido à turbulência. O mapa de padrão de escoamento para tubos com diâmetro de 2,5 cm com sistema ar-água é apresentado na Figura 3.4, onde as zonas I e III estão conjugadas. Um sistema que possui um pequeno diâmetro é aquele que satisfaz o critério abaixo.

$$\left[\frac{\rho_L^2 g D^2}{(\rho_L - \rho_G) \sigma} \right]^{1/4} \leq 4,36 \quad (3.58)$$

É interessante notar que o intervalo de diâmetros utilizados na maioria dos laboratórios em experimentos utilizando sistemas ar-água é de 2,0 – 6,0 cm. Isto explica a diferença nas observações para os diversos diâmetros analisados. Isto também demonstra que para esta transição em particular, os dados experimentais coletados em tubos de diâmetros pequenos não podem ser comparados com aqueles para diâmetros grandes. Somente através da compreensão dos mecanismos discutidos aqui é que conclusões precisas podem ser aplicadas.

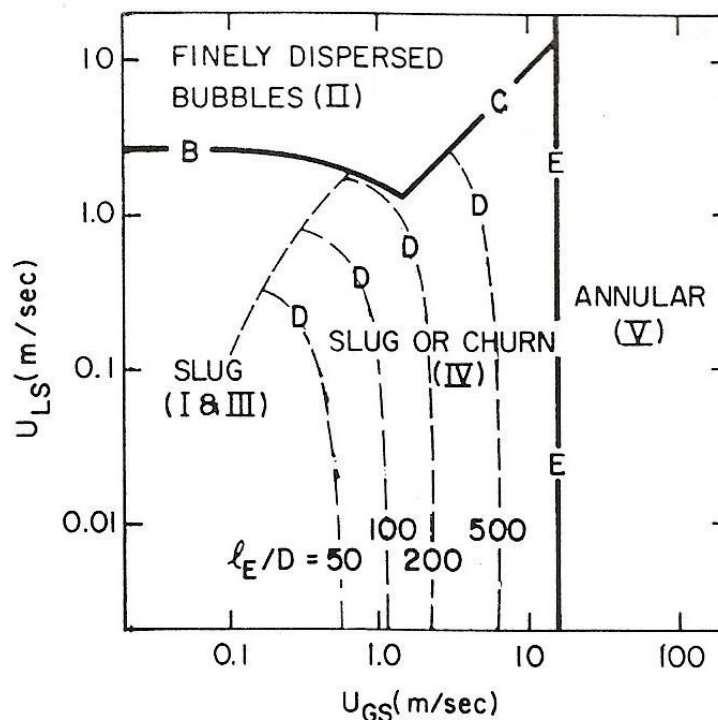


Figura 3.4 – Mapa de padrão de escoamento para tubos verticais com 2,5 cm de diâmetro interno, ar-água, 25°C, 1MPa (Taitel *et al.* (1980))

Transição do padrão de escoamento pistonado para agitado

O regime de escoamento pistonado se desenvolve a partir do regime de escoamento de bolhas quando a vazão da fase gasosa aumenta até determinado limite em que a distância média entre as bolhas decresce e, conseqüentemente, ocorre o fenômeno da coalescência. Neste ponto, as bolhas de Taylor são formadas e ocupam, caso o processo de coalescência se mantenha, quase toda a seção transversal do tubo. Tais bolhas são axialmente separadas por um “pistão” constituído fase líquida com pequenas bolhas dispersas. O líquido confinado entre as bolhas e a parede interna do tubo escoar ao redor das bolhas como um filme descendente.

Quando a vazão da fase gasosa cresce ainda mais, a transição do escoamento pistonado para agitado ocorre. Existe uma considerável dificuldade em identificar corretamente a transição do escoamento pistonado para o agitado devido a uma dificuldade em identificar o escoamento agitado por si só. Alguns identificam o escoamento agitado baseando-se na espuma que aparece dentro da fase gasosa, e estes pesquisadores descrevem este padrão de escoamento como espumante. Outros autores associam o escoamento agitado com a instabilidade do filme líquido adjacente à bolha

de Taylor e ainda outros caracterizam o padrão de escoamento agitado devido à condição de movimento oscilatório da fase líquida em análise. No escoamento pistonado, o pistão líquido entre duas bolhas de Taylor movem-se a velocidade constante, assim como a região traseira e dianteira da bolha de Taylor. No escoamento agitado, o pistão líquido é muito estreito para suportar a ponte líquida estável que se forma entre duas bolhas de Taylor consecutivas. O filme descendente ao redor das bolhas penetra profundamente o pistão líquido entre tais bolhas criando uma mistura aerada fortemente agitada e, em determinado ponto, o pistão líquido se desintegra e se transforma em uma estrutura ainda mais caótica. A região altamente caótica se acumula em um nível inferior na bolha de Taylor subsequente onde a continuidade da fase líquida é restituída e o pistão líquido recupera sua trajetória ascendente. Deste modo, observa-se o movimento oscilatório da fase líquida, que é considerada uma característica do escoamento agitado.

Existem diversos mecanismos propostos para a transição do escoamento agitado. Nicklin e Davidson (1962) sugeriram que a transição para escoamento agitado ocorre quando a velocidade da fase gasosa em relação ao filme de líquido descendente ao redor da bolha de Taylor se aproxima à condição de inundação.

Moissis (1963) atribuiu esta transição à instabilidade de Helmholtz do filme de líquido que contorna a bolha de Taylor. O critério de instabilidade de Helmholtz foi aplicado para uma região de gás com espessura infinitesimal e um filme líquido muito delgado utilizando os resultados obtidos por Feldman (1957) em que o comprimento da onda equivale a 10 vezes à espessura do filme líquido.

Griffith e Wallis (1961) sugeriram que a transição entre o padrão de escoamento pistonado para o anular ocorre quando as bolhas de Taylor, individualmente, se tornam muito longas. Suas previsões de transição para o regime de escoamento anular ocorrem a vazões da fase gasosa bem abaixo do que as indicadas experimentalmente, o que sugere que este mecanismo pode descrever a transição pistonado/agitado como alternativa. Nenhum modelo de previsão foi apresentado e sua curva de transição foi obtida somente através de dados experimentais.

Taitel e Barnea (1980) propuseram um modelo de transição de padrão de escoamento de pistonado para agitado baseado em observações experimentais em tubos de 2,5 e 5,0 cm. Este modelo indica que o padrão de escoamento agitado é um fenômeno que ocorre na região de entrada e está associado com a existência do padrão de escoamento pistonado ao longo da tubulação. Ou seja, sempre que observa-se a

existência do padrão de escoamento pistonado ao longo do tubo, a condição de escoamento próxima à região de entrada parece ser a agitada. Além disso, o comprimento de entrada, ou seja, a distância em que o padrão de escoamento agitado pode ser observado antes da estabilização do padrão de escoamento pistonado, depende das vazões das fases presentes no escoamento e do diâmetro do tubo.

O processo de estabilização do padrão de escoamento pistonado próximo à região de entrada pode ser descrito da seguinte forma: a fase gasosa e a fase líquida formam na entrada do tubo pequenos pistões de fase líquida e pequenas bolhas de Taylor. O pistão de fase líquida de tamanho reduzido é sabidamente instável e, devido a esta instabilidade, experimenta uma queda até o pistão líquido subsequente, com o qual é mesclado, e este novo pistão alcança o dobro do comprimento inicial daqueles que o compõem. Neste processo, a bolha de Taylor que segue o pistão líquido alcança a bolha de Taylor principal e ocorre o fenômeno da coalescência entre elas, enquanto o pistão líquido entre as bolhas é colapsado. Este processo se repete continuamente, e o comprimento do pistão líquido assim como o comprimento das bolhas de Taylor cresce à medida que o escoamento é desenvolvido, até que o pistão líquido atinge um comprimento maior do que o crítico para permanecer contínuo e forma uma ponte líquida entre duas bolhas de Taylor consecutivas. Entre a entrada do tubo e o local onde o pistão estável é formado, o pistão líquido ascende e desce alternadamente e esta é precisamente a condição do padrão de escoamento agitado. Deste modo, pode-se pensar no padrão de escoamento agitado como um fenômeno de entrada. Uma vez que, na prática, todos os tubos possuem comprimentos finitos, pode ser útil prever algumas estimativas de comprimento de entrada sobre as quais o padrão de escoamento agitado é o dominante. Com este objetivo Taitel e Barnea (1980) desenvolveram um método para calcular o comprimento de entrada requerido para que o padrão de escoamento pistonado seja completamente desenvolvido. O padrão de escoamento agitado deve ser observado na região compreendida entre a entrada do tubo e o comprimento de entrada obtido através do método proposto por Taitel e Barnea (1980).

A Figura 3.5 indica um modelo de padrão de escoamento pistonado. Consecutivas bolhas de Taylor elevam-se em um tubo vertical, separadas por pistões de líquido contendo pequenas bolhas. As bolhas de Taylor sobem a uma velocidade designada por U_G . A fase líquida entre as bolhas de Taylor move-se para cima a uma velocidade média U_L . A cavidade da bolha está a uma pressão aproximadamente constante, e o filme de fase líquida adjacente à bolha esco para baixo como um filme

em queda livre a uma velocidade, U_f . Uma vez que o padrão de escoamento pistonado é completamente desenvolvido quando $\alpha = 0,25$, admite-se que o pistão líquido contido entre duas bolhas de Taylor consecutivas contém pequenas bolhas com a mesma fração de vazio. Além disso, supõe-se que as bolhas dispersas estão confinadas na região entre as bolhas de Taylor consecutivas, movendo-se, desta forma, na mesma velocidade da bolha de Taylor, U_G . Apesar de observações demonstrarem que no padrão de escoamento pistonado algumas pequenas bolhas são absorvidas pelo filme líquido ao redor da bolha de Taylor, esta hipótese possui efeito desprezível no resultado final.

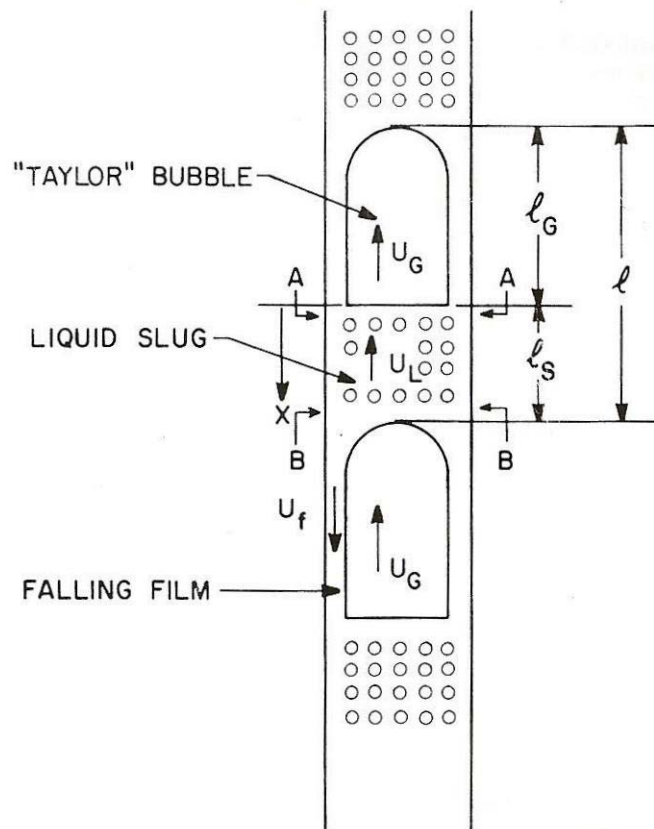


Figura 3.5 – Geometria do padrão de escoamento pistonado (Taitel *et al.* 1980)

A velocidade da bolha de Taylor é dada com bastante precisão pela relação (Nicklin (1962)),

$$U_G = 1,2U_L + 0,35\sqrt{gD} \quad (3.59)$$

Nesta equação o segundo termo do lado direito da equação descreve a velocidade de ascensão de uma bolha de grandes dimensões em um fluido líquido estagnado. Esta expressão foi obtida teoricamente por Davies e Taylor (1949) e por Dumitrescu (1943). O primeiro termo do lado direito da equação adiciona a velocidade

da fase líquida à linha de centro, uma vez que 1,2 é aproximadamente a razão entre a velocidade média na linha de centro e a velocidade de um escoamento turbulento completamente desenvolvido. A vazão volumétrica total do escoamento, Q , é constante ao longo de qualquer seção transversal.

Portanto,

$$Q = U_M A = U_L A(1 - \alpha_T) + U_G A \alpha_T = (U_{GS} + U_{LS}) A \quad (3.60)$$

A velocidade da bolha de Taylor pode ser determinada diretamente ao eliminar o termo U_L das equações (3.59) e (3.60), resultando em

$$U_G = \frac{1,2 \frac{U_M}{1 - \alpha_T} + 0,35 \sqrt{gD}}{1 + 1,2 \frac{\alpha_T}{1 - \alpha_T}} \quad (3.60)$$

Utilizando a equação (3.60) a velocidade da fase líquida é igual a

$$U_L = \frac{U_M - U_G \alpha_T}{1 - \alpha_T} \quad (3.61)$$

Considerando-se duas bolhas de Taylor consecutivas, conforme indica a Figura 3.5, a primeira bolha (acima) se desloca com a velocidade dada pela equação (3.59). Já a segunda bolha (abaixo) se move com a mesma velocidade quando o comprimento do pistão líquido, l_s , é grande o suficiente para que o perfil de velocidade da fase líquida entre as bolhas seja o mesmo que aquele em frente a primeira bolha, isto é, a velocidade média é igual a U_L e a velocidade na linha de centro é igual a $1,2U_L$. Esta é a situação a ser esperada quando os pistões líquidos são longos o suficiente de forma que a distribuição da velocidade turbulenta na fase líquida pode ser completamente restabelecida antes da passagem da próxima bolha de Taylor. Nesta situação, a velocidade de duas bolhas de Taylor consecutivas é a mesma, o comprimento do pistão líquido permanece constante com o tempo e posição na direção do escoamento e pode-se dizer que o padrão de escoamento pistonado é estável.

No entanto, uma vez que o comprimento do pistão líquido é menor na região de escoamento completamente desenvolvido, a distribuição da velocidade na fase líquida pode ser severamente alterada pelo escoamento reverso provocado pelo filme líquido que escorre na parede interna do tubo. Considere a distribuição do perfil de velocidade entre os planos A-A e B-B, abaixo da primeira bolha de Taylor mostrada na Figura 3.5. Caso o pistão líquido tenha o comprimento elevado, além do limite da estabelecido pela

seção B-B, a velocidade torna-se típica do escoamento turbulento. No entanto, na seção A-A o escoamento é descendente na proximidade da parede interna do tubo como resultado do filme líquido que desce ao redor da bolha. Com o efeito de manter a conservação de massa no escoamento, a velocidade na linha de centro se eleva. Uma vez que a velocidade da bolha de Taylor depende da velocidade da linha de centro mais a velocidade sua velocidade de ascensão, é evidente que, para pistões líquidos com comprimentos muito curtos, para restabelecer a distribuição da velocidade turbulenta, a segunda bolha de Taylor terá de alcançar a primeira (Moïssis e Griffith, 1962). Como resultado, as duas bolhas de Taylor irão coalescer, a ponte líquida presente entre as bolhas será dissociada e deslocada até o nível abaixo, formando, a partir do o encontro com o pistão de líquido subsequente, o padrão de escoamento agitado.

Observações experimentais de escoamentos bifásicos ar-água em tubos ascendentes sugerem que a razão entre o comprimento de um pistão líquido estável e o diâmetro do tubo, l_s/D , é constante e independente da vazão da fase líquida e gasosa (Govier e Aziz 1972, Akagawa e Sakaguchi 1966). Taitel e Barnea (1980) realizaram seu experimento em tubos de comprimentos elevados com diâmetros de 2,5 e 5,0 cm e relataram que o valor mínimo de l_s/D é igual a oito e determinaram que o comprimento de um pistão líquido estável se aproxima de $16D$.

As observações anteriores podem ser consideradas como resultado de dois pistões líquidos, ambos com comprimento não instável, $l_s/D = 8$, que se aproximam tão lentamente que não chegariam a coalescer a não ser em tubos de comprimento elevado. Pelo uso do argumento que segue, é possível, segundo Taitel e Barnea (1980), demonstrar que o comprimento estável do pistão líquido, observado para o sistema ar-água, deve ser independente das propriedades do fluido e do diâmetro do tubo.

O líquido que desce ao redor da bolha de Taylor possui uma velocidade média U_f e uma velocidade relativa em relação à fase líquida na seção A-A de $(U_f + U_G)$. Taitel e Barnea (1980) consideraram este filme de líquido como um jato bidimensional que entra em um reservatório de líquido (pistão líquido) estagnado com uma velocidade uniforme de $(U_f + U_G)$. A velocidade axial, U , no líquido induzido pelo jato irá depender, segundo os autores, da distância x na direção do jato e y , a distância normal

da linha de centro do jato. Estudos experimentais e teóricos demonstram que a razão entre $U(x, y)$ e $U_{\max}(0, y)$ pode ser descrita como

$$\frac{U}{U_{\max}} = 1 - \tanh^2\left(\gamma \frac{y}{x}\right) \quad (3.62)$$

onde γ é uma constante universal aproximadamente igual a 7,67 (Schlichting 1968). Um pistão líquido estável é longo o suficiente de forma que: 1) o filme líquido que escoar no sentido descendente seja absorvido por tal pistão e 2) que haja redução de sua velocidade até os valores atingidos pelo filme líquido ao redor da bolha de Taylor. Neste caso, Taitel e Barnea (1980) consideraram que na distância $x = l_s$ ao longo da linha de centro, $y = D/2$, a velocidade é essencialmente constante, ou seja, $U/U_{\max} \leq 0,05$, e, deste modo, a distribuição normal da turbulência na fase líquida não é alterada. A equação (3.62) demonstra esse efeito quando $l_s/D \approx 16$. Esta hipótese, é claro, é apenas uma aproximação, já que o filme líquido que escoar na parede interna do tubo em sentido descendente não é um jato livre e o pistão líquido é um fluido confinado, não um reservatório deste fluido com dimensões infinitas. No entanto, Patel (1971) demonstrou a distribuição de velocidade no filme líquido que escoar na parede interna do tubo em sentido descendente. Uma vez que o filme líquido é muito delgado, a aproximação utilizada anteriormente é bastante razoável.

Comprimento de entrada para o padrão de escoamento agitado

Considerando l_E como o comprimento de entrada requerido em um tubo para estabelecer a partir daí o padrão de escoamento pistonado e, portanto, a região onde pode-se observar o padrão de escoamento agitado. Considere uma coordenada x apontando no sentido descendente a partir da esteira na primeira bolha de Taylor, conforme demonstrado na Figura 3.5. A velocidade no centro do tubo, U_c , varia de U_G em $x = 0$ até $1,2 U_L$ em $x = l_s$. Assumindo a variação exponencial ao longo do eixo x como

$$U_c = U_G e^{-\beta x/l_s} + 1,2 U_L (1 - e^{-\beta x/l_s}) \quad (3.63)$$

A constante β representa a taxa de decaimento e é igual a $\ln(100) = 4,6$ de modo que a $x = l_s$ o decaimento será 1%. Os resultados finais obtidos por Taitel e Barnea (1980) não são sensíveis à escolha particular de β , ou ao perfil particular quando se assumiu que $U_c(x = 0) = U_G$ e $U_c(x = l_s) = 1,2 U_L$. Nomeando a primeira bolha como

sendo a principal e a segunda como sendo a secundária e utilizando a equação (3.59) para calcular a velocidade de duas bolhas consecutivas, Taitel e Barnea (1980) obtiveram uma aproximação da velocidade entre as duas bolhas, $- \dot{x}$, como sendo

$$- \dot{x} = U_{G2} - U_{G1} = (U_G - 1,2U_L) e^{-\beta x/l_s} = 0,35\sqrt{gD} e^{-\beta x/l_s} \quad (3.64)$$

É interessante comparar este resultado com aquele obtido por Moissis e Griffith (1962), os quais determinaram as velocidades das bolhas de Taylor principal e secundária e as correlacionaram empiricamente pela expressão

$$\frac{U_{G2}}{U_{G1}} = 1 + 8e^{-1,06x/D} \quad (3.65)$$

Utilizando as equações (3.64) e (3.60), os resultados de Taitel e Barnea (1980) para $\alpha_T = 0$, assim como no caso avaliado por Moissis e Griffith (1962), podem ser expressos por

$$\frac{U_{G2}}{U_{G1}} = 1 + \frac{0,35}{1,2U_M / \sqrt{gD} + 0,35} e^{-0,2875x/D} \quad (3.66)$$

Enquanto a forma e as constantes no segundo termo da equação (3.66) são bastante distintas da equação (3.65), a conformidade na relação U_{G2} / U_{G1} é excelente para $x/D > 3$. Para $x/D < 3$, a previsão de Taitel e Barnea (1980) diverge bastante daquela estipulada pela literatura, provavelmente porque para esta condição as duas bolhas estão muito próximas e prestes a colapsar. No entanto, a determinação da velocidade de aproximação das bolhas separadas por uma distância da ordem de D não é importante para o cálculo do comprimento de entrada. O fato do modelo proposto por Taitel e Barnea (1980), elaborado sem a presença de dados experimentais, estar de acordo com os dados obtidos por Moissis e Griffith (1962), lhe confere confiabilidade para ser utilizado em fluidos de diferentes propriedades e tubos de diversos diâmetros do que àqueles empregados originalmente.

No cálculo do comprimento de entrada ou comprimento do padrão de escoamento agitado, assume-se que próximo à entrada do tubo a coalescência é instantânea e pequenas bolhas de Taylor assim como pequenos pistões líquidos são formados. A fusão de bolhas de Taylor com pequenas bolhas e grandes pistões de líquido ocorre quando a bolha de Taylor secundária alcança a bolha de Taylor principal. Tanto o volume como o comprimento das bolhas de Taylor são duplicados quando estas coalescem. Desta forma, o pistão de líquido localizado atrás da bolha principal escoar em sentido descendente e se funde com aquele localizado atrás da bolha secundária,

formando um pistão líquido duas vezes maior. Aproximadamente ao mesmo tempo, a terceira e quarta bolhas de Taylor irão combinar-se e gerar uma nova bolha de Taylor e um novo pistão líquido. Esse processo continuará, e pares de bolhas de Taylor irão coalescer à medida que se movem em sentido ascendente, duplicando seu comprimento e volume até a formação de um pistão líquido estável de comprimento de $l_s/D \approx 16$. O termo l_s representa o comprimento de um pistão líquido estável enquanto l_L representa o comprimento do pistão líquido formado durante o período de coalescência. Por causa da última fusão entre dois pistões de líquido de comprimento $l_L \approx 8D$ ser bastante lenta, Taitel e Barnea (1980) consideraram que o comprimento de entrada do padrão de escoamento pistonado (ou região de padrão de escoamento agitado) existe até o ponto onde $l_L \approx 8D$ (ou $l_L = l_s/2$). Integrando a equação (3.64), estes autores obtiveram o tempo requerido para cada fusão como função da distância, l_{Li} , entre duas bolhas de Taylor consecutivas através da equação

$$t_i = \frac{l_s}{0,35\beta\sqrt{gD}} \left(e^{\beta l_{Li}/l_s} - 1 \right) \quad (3.67)$$

onde i assume valores sucessivos de 0, 1, 2, 3... Permitindo que seja atribuído a l_{Li} a seqüência de 0 até $l_s/4$, isto é, $l_{Li} = l_s/4, l_s/8, l_s/16...$ *zero* resulta em uma série infinita para t_i a qual multiplicada por U_G fornece uma estimativa do comprimento de entrada l_E .

$$l_E = \frac{l_s U_G}{0,35\beta\sqrt{gD}} \sum_{n=2}^{\infty} \left(e^{2^n} - 1 \right) \quad (3.68)$$

Considerando $\beta = 4,6$ e $l_s = 16D$, tem-se

$$\frac{l_E}{D} = 35,5 \frac{U_G}{\sqrt{gD}} \quad (3.69)$$

Substituindo a equação (3.60) na equação (3.69) para $\alpha_T = 0,25$, tem-se

$$\frac{l_E}{D} = 40,6 \left(\frac{U_M}{\sqrt{gD}} + 0,22 \right) \quad (3.70)$$

onde $U_M = U_{GS} + U_{LS}$. Isto demonstra que o comprimento de entrada adimensional para padrão de escoamento agitado depende apenas de um parâmetro, ou seja, U_M / \sqrt{gD} . A solução para esta equação em um sistema ar-água a baixa pressão para diversos valores de l_E/D é demonstrada na Figura 3.3 e 3.4 para tubos com diâmetros de 50 e 25 mm, onde estas curvas são designadas como “D”.

A Figura 3.3 mostra tendência típica para tubos com diâmetros maiores do que o requerido para satisfazer a equação (3.58), isto é, tubos com diâmetros onde a

ocorrência do padrão de escoamento de bolhas é esperada. Nota-se que a curva “D”, que delimita a transição entre o padrão de escoamento pistonado e agitado, termina na curva “A”. A curva “A” representa o conjunto de pontos no plano $U_{LS} \times U_{GS}$ onde $\alpha = 0,25$ e para valores de $\alpha < 0,25$ apenas o padrão de escoamento de bolhas pode existir.

Por outro lado, para tubos de diâmetros menores representados na Figura 3.4 apenas o padrão de escoamento pistonado pode ser observado, mesmo para valores de $\alpha < 0,25$. No entanto, o padrão de escoamento agitado pode ser esperado somente quando a fração de vazio assume valores de $\alpha > 0,25$. Deste modo, os pontos marcados no plano $U_{LS} \times U_{GS}$ para valores de $\alpha = 0,25$ são descritos através de linhas tracejadas na Figura 3.4 e ainda representa o término da curva D.

De acordo com as observações acima (Taitel e Barnea (1980)) é possível prever se o padrão de escoamento agitado pode ser encontrado ao longo de qualquer posição de um tubo vertical. Assumiu-se que o ponto de observação está a 200 diâmetros acima da entrada do tubo. De acordo com a Figura 3.3 haverá a ocorrência de padrão de escoamento pistonado para pares de vazões da fase líquida e gasosa compreendidos na região entre a curva $l_E/D = 200$ e a curva A. Já na região a direita da curva $l_E/D = 200$, haverá a ocorrência do padrão de escoamento agitado, desde que as vazões não sejam muito altas, de forma que não ocorra o padrão de escoamento anular. Apesar do padrão de escoamento agitado ser considerado um fenômeno na região de entrada, pode-se demonstrar que este padrão de escoamento pode ocorrer ao longo do comprimento do tubo.

3.2.3 Modelo para padrão de escoamento pistonado em tubulações verticais

Breve explanação acerca do modelo proposto por Fernandes *et al.*, (1983)

O modelo físico desenvolvido por Fernandes *et al.*, (1983) é baseado em um escoamento bifásico (ar-água) ascendente vertical, isotérmico, em equilíbrio e a baixa pressão. O escoamento bifásico é considerado também axi-simétrico, unidimensional e em regime permanente. Apesar de haver diferença nas dimensões e nas velocidades entre sucessivos pistões de fase líquida e bolhas de Taylor, estas grandezas são

consideradas desprezíveis e o modelo desenvolvido é completamente determinístico. Os resultados podem ser obtidos quando se fornecem os dados relativos ao tempo médio ou ao tempo médio de conjunto. Sob condições de escoamento completamente desenvolvido, as bolhas de Taylor e pistões líquido ascendem em regime permanente e seguem adjacentes em uma sucessão regular sem a ocorrência de velocidade relativa entre elas (Nicklin *et al.*, 1962; Stewart e Davidson *et al.*, 1967; Jones e Zuber *et al.*, 1975). Uma vez que as características do escoamento, em qualquer seção transversal, variam com o tempo devido à natureza intermitente do padrão de escoamento pistonado, uma estratégia de modelagem conveniente é considerar uma célula unitária contendo a bolha de Taylor e o filme líquido que a circunda, somado ao pistão de fase líquida adjacente. Um modelo esquemático da célula unitária do padrão de escoamento pistonado é demonstrado na Figura 3.6.

Estas longas bolhas de formato cilíndrico possuem a parte posterior esférica e a parte traseira plana. Seu comprimento, l_{TB} , permanece constante ao longo da direção axial desde que os efeitos da expansão sejam pequenos, isto é, para colunas relativamente curtas e/ou para sistemas de alta pressão onde a densidade do gás não varie significativamente à medida que a bolha de Taylor ascende. Uma vez que, em geral, a massa específica e a viscosidade da fase gasosa é bem menor do que a massa específica e a viscosidade da fase líquida, a queda de pressão experimentada pela bolha de Taylor é bem reduzida. Desta forma, a pressão no interior da bolha de Taylor pode ser considerada constante, a tensão de cisalhamento entre as fases é desprezível e o filme líquido que escoar ao redor da bolha de Taylor no sentido descendente pode ser considerado como um filme em queda livre. A bolha de Taylor é seguida por um pistão de fase líquida que contém quantidades significativas de pequenas bolhas de ar, similares em tamanho e movimento àquelas observadas no padrão de escoamento de bolhas (Griffith e Wallis, 1961; Akagawa e Sakaguchi, 1966; Govier e Aziz, 1972; Taitel *et al.* 1980). As bolhas pequenas são distribuídas quase uniformemente ao longo do comprimento do pistão de líquido, com exceção da região localizada logo atrás da esteira da bolha de Taylor onde a fração de vazio, α_H , é considerada maior do que a fração de vazio, α_{LS} , do restante do pistão de líquido. Esta alta concentração de bolhas é resultado do entranhamento de gás na esteira da bolha de Taylor provocado pela queda do filme líquido que escoar ao redor desta.

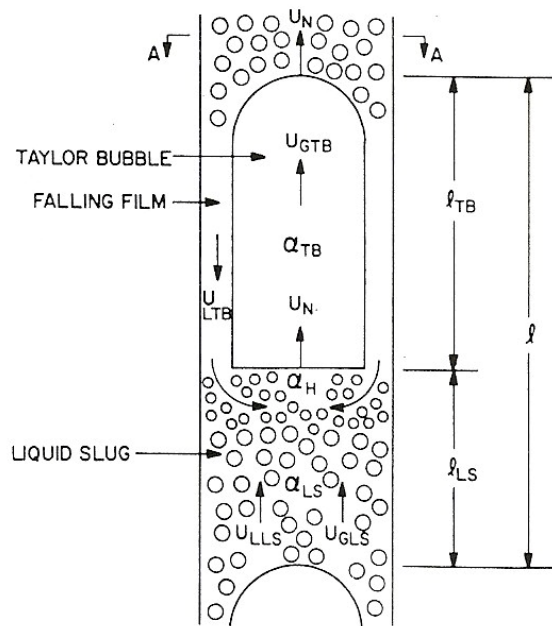


Figura 3.6 – Célula unitária de *slug* (FERNANDES, 1983)

Em padrões de escoamento pistonados estáveis, o comprimento do pistão de líquido, l_{LS} , permanece constante à medida que este atravessa o tubo vertical em sentido ascendente, pois a vazão da fase líquida adicionada por meio do filme líquido que chega ao pistão de líquido (esteira da bolha de Taylor principal) é igual à vazão da fase líquida que o deixa (parte dianteira da bolha de Taylor secundária). Neste contexto, o pistão líquido mantém seu comprimento exatamente da mesma forma que a observada por Dukler e Hubbard (1975) para padrões de escoamento pistonado horizontal.

À medida que a fase líquida é vertida da região inferior do pistão de líquido para se transformar no filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, tal filme é livre da presença das pequenas bolhas dispersas na fase líquida. Este filme líquido está livre da presença de bolhas devido ao fato de que as bolhas distribuídas no pistão líquido possuem diâmetro maior do que a espessura de tal filme. Desta forma, à medida que as pequenas bolhas são carregadas com o filme líquido que escoar em sentido descendente, estas coalescem com a bolha de Taylor. Este filme líquido descendente forma uma região de vorticidade na região superior do pistão de líquido com elevada concentração de gás.

A Figura 3.6 identifica as variáveis de interesse, onde

l_{TB} = comprimento da bolha de Taylor

l_{LS} = comprimento do pistão de líquido

l = comprimento da célula unitária do padrão de escoamento pistonado

α_{TB} = fração de vazio da bolha de Taylor

α_{LS} = fração de vazio do pistão de líquido

α_H = fração de vazio na região da esteira da bolha de Taylor

U_{GTB} = velocidade do gás na bolha de Taylor

U_{GLS} = velocidade do gás no pistão de líquido

U_{LTB} = velocidade do filme de líquido ao redor da bolha de Taylor

U_{LLS} = velocidade do filme de líquido do pistão líquido

U_N = velocidade de translação da bolha de Taylor

Todas as velocidades e frações de vazio representam valores médios em termos da área na qual os fluidos escoam. O objetivo do trabalho apresentado por Fernandes *et al.*, (1983) foi desenvolver um modelo que possibilitasse a previsão das propriedades descritas acima, assim como a fração de vazio média de volume da célula unitária do padrão de escoamento pistonado.

Fração de vazio média da célula unitária do padrão de escoamento pistonado

A fração de vazio média da célula unitária do padrão de escoamento pistonado, α_{SU} , é definida como

$$\alpha_{SU} = \frac{V_G}{V_{SU}} \quad (3.71)$$

onde V_G representa o volume de gás na célula unitária de pistão e o volume da célula unitária de pistão é representado por $V_{SU} = lA = (l_{TB} + l_{LS})A$.

$$V_G = V_{GTB} + V_{GLS} \quad (3.72)$$

onde V_{GTB} é o volume de gás na bolha de Taylor, V_{GLS} é o volume de gás no pistão de líquido e A é a área da seção transversal no tubo.

Assumindo uma distribuição axial uniforme da fase gasosa tanto na bolha de Taylor como no pistão líquido, a Equação (3.72) pode ser escrita como

$$V_G = l_{TB} A_{GTB} + l_{LS} A_{GLS}$$

onde A_{GTB} representa a área da seção transversal da seção cilíndrica da bolha de Taylor, e A_{GLS} é a área efetiva da seção transversal ocupada pela fase gasosa no pistão de líquido. Portanto,

$$\alpha_{SU} = \beta\alpha_{TB} + (1 - \beta)\alpha_{LS} \quad (3.73)$$

onde

$$\alpha_{TB} = \frac{A_{GTB}}{A}, \quad \alpha_{LS} = \frac{A_{GLS}}{A}, \quad \beta = \frac{l_{TB}}{l} \quad (3.74)$$

De acordo com a Equação (3.73), para determinar a fração de vazio média da célula unitária do padrão de escoamento pistonado, α_{SU} , é preciso obter previamente β , α_{TB} e α_{LS} .

Balço Global de Massa

O escoamento da fase gasosa em uma célula unitária de pistão é considerado incompressível, desta forma a conservação da massa e do volume são equivalentes. Considere o escoamento de uma célula unitária de pistão através da seção transversal de um tubo vertical, seção A-A, localizada em uma posição onde ocorre o escoamento completamente desenvolvido do padrão de escoamento pistonado, conforme Figura 3.6. O intervalo Δt_{TB} no qual a bolha de Taylor atravessa a seção A-A é definido por

$$\Delta t_{TB} = \frac{l_{TB}}{U_N} \quad (3.75)$$

Durante este intervalo, o volume de gás que é carregado pela bolha de Taylor, quando atravessa o plano A-A, é

$$V_{GTB} = U_{GTB} A \alpha_{TB} \Delta t_{TB} = l_{TB} A \alpha_{TB} \frac{U_{GTB}}{U_N} \quad (3.76)$$

O volume da fase gasosa, V_{GLS} , carregado pelo pistão de líquido que atravessa a seção A-A durante um intervalo, Δt_{LS}

$$\Delta t_{LS} = \frac{l_{LS}}{U_N} \quad (3.77)$$

é igual a

$$V_{GLS} = U_{GLS} A \alpha_{LS} \Delta t_{LS} = l_{LS} A \alpha_{LS} \frac{U_{GLS}}{U_N} \quad (3.78)$$

Durante o tempo correspondente a passagem de uma célula unitária de pistão através da seção A-A, $\Delta t = \Delta t_{TB} + \Delta t_{LS}$, o volume de gás que acrescentado à seção teste corresponde a

$$Q_G(\Delta t_{TB} + \Delta t_{LS}) = U_{SG} A \left(\frac{l_{TB} + l_{LS}}{U_N} \right) \quad (3.79)$$

onde Q_G é a vazão volumétrica de injeção de gás e U_{SG} é a velocidade superficial do gás. De acordo com o princípio de conservação de massa, o volume de gás fornecido ao escoamento deve ser igual ao somatório do volume de gás que é carregado pela bolha de Taylor e pelo pistão líquido. Desta forma,

$$U_{SG} A \left(\frac{l}{U_N} \right) = l_{TB} A \alpha_{TB} \frac{U_{GTB}}{U_N} + l_{LS} A \alpha_{LS} \frac{U_{GLS}}{U_N}$$

ou

$$U_{SG} = \beta \alpha_{TB} U_{GTB} + (1 - \beta) \alpha_{LS} U_{GLS} \quad (3.80)$$

Da mesma forma que o balanço de massa foi obtido para a fase gasosa, pode-se, similarmente, determinar balanço de massa para a fase líquida que compõe uma célula unitária de pistão. No entanto, durante o intervalo Δt_{TB} há um escoamento descendente da fase líquida (um filme anular ao redor da bolha de Taylor) que passa através da seção A-A. Desta forma,

$$U_{SL} = (1 - \beta)(1 - \alpha_{LS}) U_{LLS} - \beta(1 - \alpha_{TB}) U_{LTB} \quad (3.81)$$

onde U_{SL} é a velocidade superficial da fase líquida.

Escoamento relativo à região superior da bolha de Taylor

A bolha de Taylor atravessa o pistão de líquido, composto por pequenas bolhas imersas em uma fase líquida contínua, apresenta uma velocidade de translação, U_N , maior do que àquelas alcançadas tanto na fase líquida como na fase gasosa do pistão líquido. Desta maneira, equações de continuidade independentes podem ser desenvolvidas considerando o escoamento relativo à região dianteira da bolha de Taylor. Para a fase líquida obtêm-se

$$(U_N - U_{LLS})(1 - \alpha_{LS}) = (U_N + U_{LTB})(1 - \alpha_{TB}) \quad (3.82)$$

A equação (3.82) estabelece que em um sistema de coordenadas que se desloca na direção ascendente com uma velocidade constante, U_N , a vazão da fase líquida que se

aproxima da região dianteira da bolha de Taylor é igual a que é incorporada ao filme líquido. Aplicando-se o mesmo procedimento à fase gasosa resulta em

$$(U_N - U_{GLS})\alpha_{LS} = (U_N - U_{GTB})\alpha_{TB} \quad (3.83)$$

Velocidade de translação das bolhas de Taylor

A velocidade de ascensão de uma bolha de Taylor, U_R , não deformável, através de um líquido estagnado foi obtida teórica e experimentalmente (Dumitrescu (1943), Davies e Taylor (1950) e Nicklin *et al.*, (1962)) pela expressão

$$U_R = 0,35\sqrt{gD} \quad (3.84)$$

onde D é o diâmetro do tubo. Para o caso de uma bolha de Taylor em uma coluna de líquido, o qual escoar em regime turbulento, Nicklin *et al.* (1962) sugeriu a seguinte relação

$$U_N = 1,2(U_{SG} + U_{SL}) + 0,35\sqrt{gD} \quad (3.85)$$

onde o coeficiente 1,2 é descrito como a razão entre a velocidade na linha de centro no padrão de escoamento pistonado e a sua velocidade média. Fernandes *et al.* (1983) sugeriu uma ligeira modificação, através de argumentos experimentais, da Equação (3.85) e obteve

$$U_N = 1,29(U_{SG} + U_{SL}) + 0,35\sqrt{gD} \quad (3.86)$$

A diferença entre os resultados fornecidos pelas Equações (3.85) e (3.86) deve-se pelo fato de Fernandes *et al.* (1983) ter utilizado tubos de maior diâmetro, bem como ter considerado eventuais efeitos de expansão no sistema e possíveis interações entre sucessivas bolhas de Taylor.

Velocidade de ascensão das bolhas no pistão líquido

Exceto pelo fato de serem localizadas imediatamente atrás da bolha de Taylor, as fases líquida e gasosa do pistão líquido apresentam comportamento similar ao identificado no padrão de escoamento de bolhas, o qual é contínuo na direção axial. Considerando que a velocidade das bolhas distribuídas na fase líquida pode ser relacionada aos valores médios desta grandeza obtidos na seção transversal do tubo, é possível afirmar que

$$U_{GLS} = U_{LLS} + U_O \quad (3.87)$$

onde U_O é a velocidade de ascensão das bolhas devido ao efeito do empuxo. Tal velocidade é independente do tamanho da bolha, variando apenas com as propriedades dos fluidos (ar-água). Zuber e Hench (1962) modificaram a expressão apresentada por Harmanthy (1960) para uma única bolha com o intuito de obter uma expressão para a velocidade de ascensão de uma bolha, levando em conta a presença de outras e determinaram que

$$U_O = 1,53 \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} (1 - \alpha)^{1/2} \quad (3.88)$$

Desta maneira, para um pistão de líquido

$$U_{GLS} = U_{LLS} + 1,53 \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} (1 - \alpha)^{1/2} \quad (3.89)$$

Filme líquido

O filme anular ao redor da bolha de Taylor se comporta como uma película de líquido descendente sem a presença de tensões superficiais. A espessura e a vazão do filme líquido na região inferior da bolha de Taylor são consideradas idênticas àquelas encontradas na superfície de placas ou tubos cilíndricos. Tal hipótese é válida caso o comprimento da região de entrada para desenvolver o perfil de velocidade seja menor do que o comprimento do filme líquido. Sabe-se que este comprimento de entrada está na ordem de 100 vezes a espessura média do filme líquido. A espessura do filme líquido foi teoricamente relacionada por Dukler (1959) à vazão e a tensão superficial. Brötz (1954) propôs uma correlação empírica para a espessura de um filme líquido em queda livre a partir de uma análise para filmes de água, pentadecano e óleo refrigerante em escoamentos turbulentos, dentro de um tubo vertical de variados diâmetros. A correlação obtida por Brötz (1954), na forma adimensional, é

$$\delta_L \left(\frac{g}{\nu_L^2} \right)^{1/3} = \left(\frac{3 \text{Re}_F^2}{590} \right)^{1/3} \quad (3.90)$$

onde Re_F é o número de Reynolds para filme líquido e é definido por

$$\text{Re}_F = \frac{\delta_L U_{LTB}}{\nu_L} \quad (3.91)$$

e δ_L é a espessura média do filme líquido e ν_L é a viscosidade cinemática do líquido e g é a aceleração da gravidade. Comparações entre as equações obtidas por Brötz e as previsões teóricas de Dukler apresentam excelente conformidade (Drew *et al.*, 1964). Portanto, a utilização desta equação pode ser considerada apenas um ajuste na teoria desenvolvida por Dukler, que apresentou conformidade com os dados obtidos a partir de uma ampla faixa de números de Reynolds.

Substituindo a equação (3.91) na equação (3.90), obtêm-se

$$U_{LTB}^2 = 196,7 g \delta_L \quad (3.92)$$

A espessura média do filme líquido, δ_L , pode ser relacionada com a fração de vazio média das bolhas de Taylor, α_{TB}

$$\delta_L = \frac{D}{2} (1 - \sqrt{\alpha_{TB}}) \quad (3.93)$$

Substituindo a Equação (3.93) na equação (3.92), tem-se

$$U_{LTB} = 9,916 [gD(1 - \sqrt{\alpha_{TB}})]^{1/2} \quad (3.94)$$

Vazão de gás através da bolha de Taylor

O comprimento da bolha de Taylor permanece constante à medida que esta percorre o tubo vertical. Portanto, a vazão de gás que entra e a que sai da bolha de Taylor devem ser iguais. Como a fase líquida do pistão escoar ao redor da região superior da bolha de Taylor, forma-se um filme líquido muito delgado de forma que as pequenas bolhas imersas não podem ser carregadas por este fluido. Desta maneira, as pequenas bolhas coalescem com a bolha de Taylor com uma vazão de entrada Q_A , conforme Figura 3.7. Fotografias do padrão de escoamento pistonado demonstram, de fato, que não há ocorrência de bolhas na região inferior do filme líquido.

Ainda há outras duas contribuições de vazão de gás que compõem o balanço de massa em questão. O filme líquido carrega gás a uma vazão de Q_C na região inferior da bolha de Taylor quando se mistura ao pistão de líquido logo abaixo desta, formando uma região de alta concentração de gás, α_H . Parte deste gás retorna para bolha de Taylor pelo seu plano inferior a uma vazão Q_B . Pelo balanço de massa da fase gasosa que entra e que sai da bolha de Taylor, tem-se que

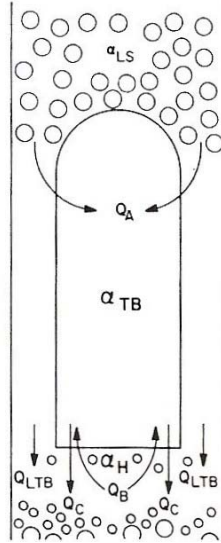


Figura 3.7 – Escoamento de gás ao redor da bolha de Taylor (FERNANDES *et al.*, 1983)

$$Q_A + Q_B = Q_C \quad (3.95)$$

Uma modelagem para cada um dos termos da equação (3.95) é desenvolvida abaixo.

Quando a bolha de Taylor alcança as pequenas bolhas imersas no pistão líquido, a vazão volumétrica de gás capturado pela bolha de Taylor pode ser descrita por

$$Q_A = \frac{\pi}{4} D^2 \alpha_{LS} (U_N - U_{GLS}) \quad (3.96)$$

A Figura 3.8 indica o processo de carreamento de gás para dentro do pistão líquido localizado logo abaixo de uma bolha de Taylor. A velocidade média do filme de líquido descendente de espessura δ_L é igual a U_{LTB} . A velocidade local do filme líquido varia de zero (na parede interna do tubo) até \hat{U}_L (na interface com a bolha de Taylor). Para um filme líquido turbulento que escoar nestas condições, Portalski (1964) determinou que $\hat{U}_{LS} \cong 1,15U_{LTB}$. A fase gasosa no interior da bolha de Taylor possui uma distribuição de velocidade $\hat{u}_G(y)$ que varia desde $-\hat{U}_{LS}$ na interface com o filme líquido até valores maiores do que U_N na linha de centro do tubo. A região superior do pistão de líquido que segue a bolha de Taylor possui uma velocidade U_N . Todos os pontos na fase gasosa onde a velocidade local é menor que U_N são ultrapassados pela fase líquida. Sendo assim, a fase gasosa é capturada e incorporada ao pistão de líquido. Define-se δ_G como a distância radial compreendida entre a interface das fases até o ponto, no interior da bolha de Taylor, onde $\hat{u}_G = U_N$. Então,

$$Q_C = 2\pi \int_{\delta_L}^{(\delta_L + \delta_G)} \left(\frac{D}{2} - y \right) \hat{u}_r dy \quad (3.97)$$

onde $\hat{u}_r = U_N - \hat{u}_G$ e y é a coordenada medida a partir da parede. As condições de contorno auxiliares são

$$y = \delta_L \quad \rightarrow \quad \hat{u}_r = 1,15U_{LTB} + U_N \quad (3.98)$$

$$y = \delta_L + \delta_G \quad \rightarrow \quad \hat{u}_r = 0 \quad (3.99)$$

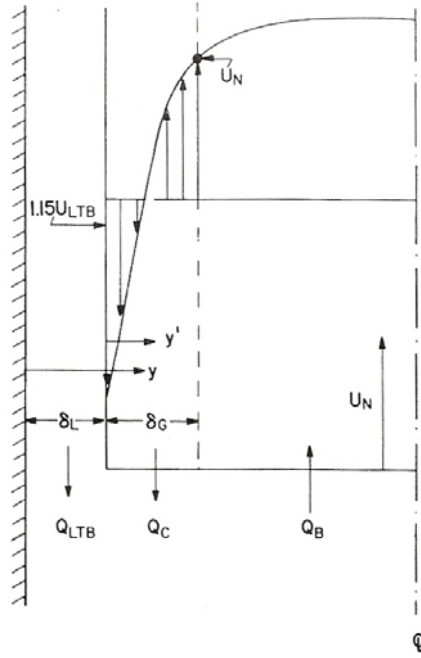


Figura 3.8 – O processo de entranhamento do gás na região superior do pistão de líquido (FERNANDES *et al.*, 1983)

Definindo as variáveis

$$\hat{u}' = \hat{u}_G + 1,15U_{LTB} = -\hat{u}_r + 1,15U_{LTB} + U_N \quad (3.100)$$

e

$$y' = y - \delta_L \quad (3.101)$$

as condições de contorno auxiliares são definidas como

$$y' = 0 \quad \rightarrow \quad \hat{u}' = 0 \quad (3.102)$$

$$y' = \delta_G \quad \rightarrow \quad \hat{u}' = 1,15U_{LTB} + U_N \quad (3.103)$$

Aplicando as condições de contorno auxiliares (3.102) e (3.103) na Equação (3.97), obtêm-se

$$Q_C = \pi\delta_G(1,15U_{LTB} + U_N)(D - 2\delta_L - \delta_G) - 2\pi \int_0^{\delta_G} \left(\frac{D}{2} - \delta_L - y' \right) \hat{u}' dy' \quad (3.104)$$

Na maioria dos casos práticos o escoamento da fase gasosa é turbulento e é possível utilizar o perfil de velocidade para escoamento turbulento para ser empregado na integral da Equação (3.104). Introduzindo as variáveis adimensionais características da distribuição universal de velocidade

$$u^+ = \frac{\hat{u}'}{U_*} \quad y^+ = \frac{y'U_*}{\nu_G} \quad (3.105)$$

$$\delta_G^+ = \frac{\delta_G U_*}{\nu_G} \quad \frac{D^+}{2} = \left(\frac{D}{2} - \delta_L \right) \frac{U_*}{\nu_G} \quad (3.106)$$

onde ν_G é a viscosidade cinemática da fase gasosa e U_* é a velocidade de fricção.

Substituindo as condições de contorno auxiliares (3.105) e (3.106) na Equação (3.104), obtêm-se

$$Q_C = \pi \delta_G (1,15U_{LTB} + U_N) (D - 2\delta_L - \delta_G) - \frac{2\pi\nu_G^2}{U_*} \int_0^{\delta_G^+} \left(\frac{D^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ \quad (3.107)$$

Para definir a grandeza Q_C , ainda resta estabelecer as relações para δ_G e U_* .

A espessura da camada de gás, δ_G , pode ser obtida a partir da condição que, a $y' = \delta_G$,

$$u^+ (@ y^+ = \delta_G^+) = \frac{1,15U_{LTB} + U_N}{U_*} \quad (3.108)$$

A mesma distribuição universal de velocidade pode ser integrada a partir da interface entre as fases líquida e gasosa até a linha de centro do tubo para calcular a vazão volumétrica média do gás que é transportado no interior da bolha de Taylor,

$$Q_{GTB} = 2\pi \int_{\delta_L}^{D/2} \left(\frac{D}{2} - y \right) \hat{u} dy = \pi \left(\frac{D}{2} - \delta_L \right)^2 U_{GTB} \quad (3.109)$$

Realizando as mesmas transformações aplicadas para a fase gasosa, \hat{u}' , medidas relativamente à interface entre as fases e depois em função das coordenadas adimensionais, tem-se

$$\int_0^{D^+/2} \left(\frac{D^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ = \frac{\left(\frac{D}{2} - \delta_L \right)^2}{2\nu_G^2} U_* (1,15U_{LTB} + U_{GTB}) \quad (3.110)$$

As equações (3.108) e (3.110) fornecem duas expressões para as duas novas incógnitas δ_G e U_* , introduzidas na equação (3.107). As integrais das equações (3.107) e (3.110) podem ser solucionadas utilizando uma forma conveniente das três equações para a distribuição a seguir.

$$\begin{aligned}
u^+ &= y^+ & 0 \leq y^+ \leq 5 \\
u^+ &= 5,0 \ln y^+ - 3,05 & 5 \leq y^+ \leq 30 \\
u^+ &= 2,5 \ln y^+ + 5,5 & 30 \leq y^+
\end{aligned} \tag{3.111}$$

Considerando I como a integral

$$I = \int_0^{M^+} \left(\frac{D^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ \tag{3.112}$$

O resultado da integral, para os casos onde $M^+ \geq 30$, é

$$I = 573,202 - 63,895 \left(\frac{D^+}{2} \right) + [2,5m^+ \ln(m^+) + 3,0m^+] \left(\frac{D^+}{2} \right) - 1,25(m^+)^2 \ln(m^+) - 2,125(m^+)^2 \tag{3.113}$$

Um modelo para Q_B pode ser desenvolvido considerando uma região com fração de vazio elevada formada na parte inferior da bolha de Taylor, α_H , quando o filme líquido descendente e a fase gasosa se misturam no pistão de líquido logo abaixo.

A elevada fração de vazio, α_H , que ocorre nesta região pode ser estimada através de

$$\alpha_H = \frac{Q_C}{Q_C + Q_{LTB}} \tag{3.114}$$

onde Q_C é determinado pela Equação (3.104) e Q_{LTB} , a vazão volumétrica do filme líquido, pode ser calculada pela expressão

$$Q_{LTB} = \frac{\pi}{4} D^2 (1 - \alpha_{TB})(U_{LTB} + U_N) \tag{3.115}$$

A região superior do pistão de líquido é altamente turbulenta devido à mistura do jato de líquido, que consiste em um filme líquido descendente, com a fase líquida do pistão que sobe logo atrás da bolha de Taylor. Conseqüentemente, há um aumento da intensidade turbulenta e estas elevadas flutuações da velocidade axial resultam no transporte de bolhas da região de alta fração de vazio em direção à interface entre região superior do pistão líquido e a parte inferior da bolha de Taylor, gerando a vazão Q_B . Observações experimentais apontam claramente para a migração das bolhas e seu entranhamento da região superior do pistão de líquido para a região inferior da bolha de Taylor.

A partir deste argumento, pode-se determinar que

$$Q_B = \frac{\pi}{4} [D - 2(\delta_L + \delta_G)]^2 \alpha_H U_{RMS} \quad (3.116)$$

onde U_{RMS} é a intensidade turbulenta.

O filme líquido pode ser considerado como um jato que escoar sobre uma parede vertical com uma velocidade ($U_{LTB} + U_N$) de em sentido descendente em direção a um reservatório de fase líquida em repouso. Bradshaw (1971), Hinze (1975) e Schlichting (1979) observaram a intensidade turbulenta associada à mistura de um jato livre que escoar na direção de um reservatório estacionário de um mesmo fluido. A razão entre as intensidades turbulentas na borda do jato livre e as velocidades máximas do jato varia entre 0,2 e 0,3. Apesar do filme líquido não ser um jato livre, os estudos de Schlichting (1979) e de outros autores sugerem que a superfície livre ou externa do jato que escoar sobre uma parede vertical em sentido descendente se comporta como um jato livre. Desta forma, para a proposição deste modelo, assume-se

$$\frac{U_{RMS}}{1,15U_{LTB} + U_N} = 0,25 \quad (3.117)$$

Substituindo a Equação (3.117) na Equação (3.116), tem-se

$$Q_B = \frac{\pi}{16} [D - 2(\delta_L + \delta_G)]^2 \alpha_H [1,15U_{LTB} + U_N] \quad (3.118)$$

O modelo de escoamento da fase gasosa através da bolha de Taylor apresentado por Fernandes *et al.* (1983) é embasado pelos estudos de Harrison *et al.* (1961), Filla *et al.* (1976) e Davidson *et al.* (1979). Estes pesquisadores observaram a ocorrência de uma vorticidade toroidal na região inferior da bolha de Taylor, o que é esperado se a fase gasosa que se encaminha para penetrar a parte central desta região (Q_B) mudar de sentido e deixar a seção periférica da bolha da região inferior da Taylor em sentido descendente para ser misturada ao pistão líquido (Q_C).

Sumário do Sistema de Equações

O sistema de equações disponível para solucionar este problema é descrito na Tabela 1. O sistema dispõe de 17 equações independentes para determinar as 17 variáveis, que são apresentadas a seguir

$$\alpha_{SU}, \alpha_{TB}, \alpha_{LS}, \alpha_H, \beta, U_{GTB}, U_{GLS}, U_{LLS}, U_{LTB}, U_N, U^*, \delta_L, \delta_G, Q_A, Q_B, \\ Q_C, Q_{LTB}$$

O sistema de equações é, portanto, capaz de fornecer uma solução fechada para o problema. Fernandes (1981) desenvolveu um programa em linguagem Fortran, através do método da bissecção, para solucionar o problema proposto.

Definição de eventuais variáveis de interesse

A solução do conjunto de equações e o cálculo de variáveis hidrodinâmicas ainda permitem a determinação de grandezas físicas de interesse, tais como:

- **Frequência de “pistonamento”:**

$$v_s = \frac{U_N}{l} = \frac{U_N(1-\beta)}{l_{LS}} \quad (3.119)$$

Taitel *et al.* (1980) especulou, em termos teóricos, que pistões líquidos estáveis possuem um comprimento de $l_{LS} \approx 20D$. Medições em fotografias realizadas durante tal estudo confirmam esta hipótese. Desta forma, a frequência de pistonamento pode ser obtida uma vez que β é determinado a partir do conjunto de equações da Tabela 3.1.

$$v_s = \frac{U_N}{l} = \frac{[1,29(U_{SG} + U_{SL}) + 0,35\sqrt{gD}](1-\beta)}{20D} \quad (3.120)$$

- **Queda de pressão no pistão de líquido:**

Além do gradiente de pressão hidrostática no pistão de líquido, os gradientes de pressão devido à aceleração e ao atrito também podem ser determinados. Por exemplo, o filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor tem sua direção invertida e sofre aceleração até U_{LLS} . O gradiente de pressão associado a esta aceleração é estimado em

$$\Delta P_A = \frac{\rho_L Q_{LTB}}{A} (U_{LTB} + U_{LLS}) = \rho_L U_{LTB} (1 - \alpha_{TB}) (U_{LTB} + U_{LLS}) \quad (3.121)$$

O gradiente de pressão devido ao atrito pode ser calculado utilizando as equações de similaridade para escoamento com escorregamento, conforme determinado por Dukler *et al.* (1964).

$$\Delta P_f = \frac{2f_{TP}\rho_{TP}U_{LLS}}{D}l_{LS} = 40f_{TP}\rho_{TP}U_{LLS}^2 \quad (3.122)$$

onde f_{TP} e ρ_{TP} podem ser determinados uma vez que α_{LS} , U_{LLS} e U_{GLS} são calculados a partir do modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983).

Tabela 3.1 – Sistema de equações utilizadas no modelo proposto por FERNANDES *et al.*, 1983

Fração de Vazio Média na Célula de pistão Unitária	$\alpha_{SU} = \beta\alpha_{TB} + (1 - \beta)\alpha_{LS} \quad (3.73)$
Balanco de Massa da Fase Gasosa	$U_{SG} = \beta\alpha_{TB}U_{GTB} + (1 - \beta)\alpha_{LS}U_{GLS} \quad (3.80)$
Balanco de Massa da Fase Líquida	$U_{SL} = (1 - \beta)(1 - \alpha_{LS})U_{LLS} - \beta(1 - \alpha_{TB})U_{LTB} \quad (3.81)$
Escoamento relativo à região superior da bolha de Taylor (Fase Gasosa)	$(U_N - U_{GLS})\alpha_{LS} = (U_N - U_{GTB})\alpha_{TB} \quad (3.83)$
Escoamento relativo à região superior da bolha de Taylor (Fase Líquida)	$(U_N - U_{LLS})(1 - \alpha_{LS}) = (U_N + U_{LTB})(1 - \alpha_{TB}) \quad (3.82)$
Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor	$U_N = 1,29(U_{SG} + U_{SL}) + 0,35\sqrt{gD} \quad (3.86)$
Velocidade de ascensão das bolhas no pistão líquido	$U_{GLS} = U_{LLS} + 1,53 \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} (1 - \alpha)^{1/2} \quad (3.89)$
Relação entre a Vazão Volumétrica e Espessura do Filme Líquido Descendente	$U_{LTB} = 9,916 [gD(1 - \sqrt{\alpha_{TB}})]^{1/2} \quad (3.94)$
Relação entre a Espessura e a Fração de Vazio do Filme Líquido Descendente	$\delta_L = \frac{D}{2} (1 - \sqrt{\alpha_{TB}}) \quad (3.93)$

Condição de contorno auxiliar na interface gás-líquido	$u^+ (@ y^+ = \delta_G^+) = \frac{1,15U_{LTB} + U_N}{U_*} \quad (3.108)$
Vazão da Fase Gasosa na Bolha de Taylor	$\int_0^{D^+/2} \left(\frac{D^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ = \frac{\left(\frac{D}{2} - \delta_L \right)^2}{2\nu_G^2} U_* (1,15U_{LTB} + U_{GTB}) \quad (3.110)$
Vazão de Gás na Região Superior da Bolha de Taylor	$Q_A = \frac{\pi}{4} D^2 \alpha_{LS} (U_N - U_{GLS}) \quad (3.96)$
Vazão de Gás na Região Inferior da Bolha de Taylor	$Q_B = \frac{\pi}{16} [D - 2(\delta_L + \delta_G)]^2 \alpha_H [1,15U_{LTB} + U_N] \quad (3.118)$
Vazão de gás arrastado da Bolha de Taylor para o pistão Líquido	$Q_C = \pi \delta_G (1,15U_{LTB} + U_N) (D - 2\delta_L - \delta_G) - \frac{2\pi\nu_G^2}{U_*} \int_0^{\delta_G^+} \left(\frac{D^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ \quad (3.107)$
Vazão do Filme Líquido Descendente	$Q_{LTB} = \frac{\pi}{4} D^2 (1 - \alpha_{TB}) (U_{LTB} + U_N) \quad (3.115)$
Fração de Vazio na Região da Esteira da Bolha de Taylor	$\alpha_H = \frac{Q_C}{Q_C + Q_{LTB}} \quad (3.114)$
Balço da Fase Gasosa Através da Bolha de Taylor	$Q_A + Q_B = Q_C \quad (3.95)$

Capítulo 4

Aparato experimental e técnicas de medição

O presente capítulo abordará o funcionamento do aparato experimental desenvolvido para o estudo de um escoamento bifásico vertical ascendente, bem como os instrumentos e técnicas de calibração a serem utilizados para a inferência dos resultados. Logo em seguida serão descritas as técnicas de medição utilizadas nesta dissertação. Por fim, serão descritos os fundamentos para análise de incerteza dos resultados.

4.1 Aparato multifásico ar-água vertical

Nesta seção será apresentada uma descrição acerca do funcionamento do aparato experimental a ser utilizado para inferência das medições. Tal aparato consiste em um tubo de acrílico instalado verticalmente com 2 metros de comprimento e com 19 mm de diâmetro interno, uma caixa de acrílico, preenchida por glicerina, que pode ser deslocada ao longo do tubo, um misturador ar-água localizado na seção inferior do tubo, uma bomba centrífuga, um compressor, um rotâmetro de água, um rotâmetro de ar, um tanque para recirculação de água. O desenho esquemático do aparato é representado na Figura 4.1.

Um fluido de fase líquida (água) e outro de fase gasosa (ar) são injetados na extremidade inferior deste tubo por intermédio de uma bomba centrífuga e um compressor, respectivamente, e escoam em sentido ascendente. O ar é injetado à corrente de água por intermédio de um misturador ar-água constituído por um tubo de latão perfurado inserido no interior do tubo de acrílico. As vazões de ambas as fases são controladas por intermédio de rotâmetros de água e ar que são calibrados conforme procedimento a ser descrito nas seções posteriores. De acordo com a combinação das vazões das fases líquida e gasosa podem-se obter diversos padrões de escoamento no aparato multifásico, dentre eles: bolhas, pistonado, agitado e anular. O local onde o aparato experimental foi instalado está presente na Figura 4.2.

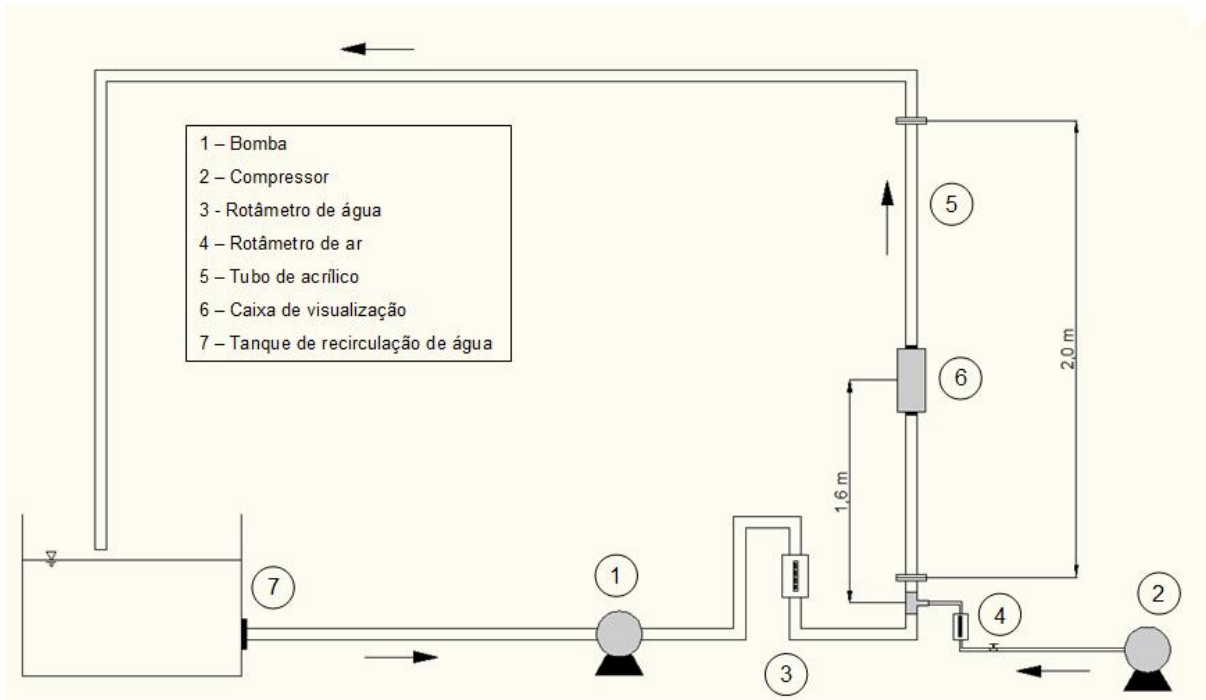


Figura 4.1 – Desenho esquemático do aparato experimental

Neste aparato a água as medições das propriedades dinâmicas do escoamento são realizadas por intermédio dos seguintes instrumentos:

- Transdutor de pressão.
- Rotâmetro de ar.
- Rotâmetro de água

O Transdutor de pressão é utilizado com o intuito de realizar a medição da pressão ao longo do tubo vertical. Já os rotâmetros de ar e de água controlam a vazão volumétrica da fase líquida e gasosa, respectivamente.

As propriedades a serem medidas através do aparato multifásico vertical são:

l_{TB} = comprimento da bolha de Taylor

l_{LS} = comprimento do pistão de líquido

l = comprimento da célula unitária de padrão de escoamento pistonado

α_{TB} = fração de vazio da bolha de Taylor

α_{LS} = fração de vazio do pistão de líquido

α_H = fração de vazio na região da esteira da bolha de Taylor

U_{GTB} = velocidade do gás na bolha de Taylor

U_{GLS} = velocidade do gás no pistão de líquido

U_{LTB} = velocidade do filme de líquido ao redor da bolha de Taylor

U_{LLS} = velocidade do fase da líquida do pistão líquido

U_N = velocidade de translação da bolha de Taylor

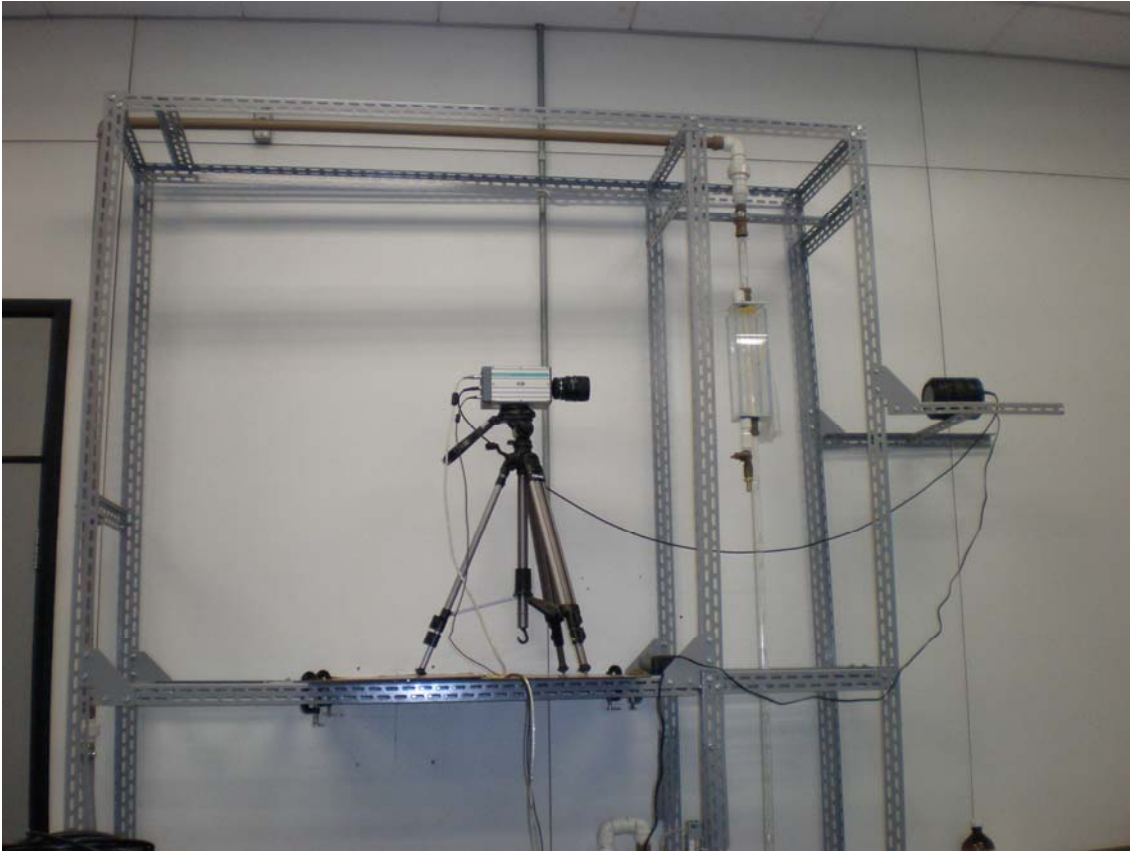


Figura 4.2 – Instalação física do aparato experimental

4.2 Instrumentação e técnicas de calibração utilizadas

4.2.1 Rotâmetro de área variável

Princípios de operação

O medidor de vazão com área variável, também chamado de *Rotâmetro* ou *Rotâmetro de Área Variável* é um medidor que utiliza a energia do processo para posicionar um flutuador em um tubo de área variável com escala calibrada. No medidor de vazão com geração de pressão diferencial, a área da restrição é mantida constante e acarreta em uma diferença de pressão que é proporcional ao quadrado da vazão. No medidor de vazão com área variável, a pressão diferencial através do medidor é mantida constante e a área anular varia linearmente com a vazão.

O rotâmetro consiste de um tubo cônico de medição calibrado e um flutuador que tem liberdade de se mover para cima e para baixo do tubo. O tubo de medição é montado verticalmente, com a extremidade de diâmetro menor para baixo. O fluido a ser medido entra na parte inferior do tubo, passa por toda seção cônica e sai pela extremidade superior do tubo.

Quando a vazão é zero, o flutuador repousa na parte inferior do tubo medidor, onde o diâmetro mínimo do flutuador é aproximadamente igual ao diâmetro interno do tubo. Quando o fluido entra no tubo medidor há o deslocamento do flutuador, mas como este possui uma massa específica maior do que a do fluido em questão, este efeito não é suficiente para levá-lo. Neste estado, há uma pequena abertura anular entre o flutuador e as paredes internas do tubo. O diferencial de pressão através do flutuador o eleva, aumentando desta forma a área entre o flutuador e o tubo, até que as forças de arraste que atuam para cima sejam balanceadas com o seu peso. O flutuador de medição fica estagnado em um determinado ponto do tubo de seção transversal variável. A localização do flutuador depende, portanto, da vazão do fluido e da área anular entre o flutuador e o tubo. O flutuador atinge uma posição estável no tubo quando as forças devido ao escoamento ao seu redor e devido ao seu peso estão em equilíbrio. Com o movimento do flutuador na direção da extremidade superior do cone, a área da seção transversal anular entre o tubo e o flutuador aumenta. Quando isto ocorre, a pressão diferencial nas extremidades do flutuador diminui. Qualquer aumento adicional na vazão acarreta em um movimento ascendente do flutuador, já a redução da vazão implica no movimento descendente do flutuador. Cada posição do flutuador corresponde a uma determinada vazão do fluido, com dada massa específica e viscosidade. Simplesmente se acrescenta uma escala de calibração ou de leitura no tubo e a vazão pode ser determinada pela observação direta da posição do flutuador no tubo medidor.

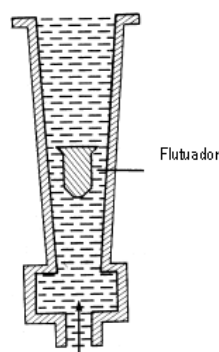


Figura 4.3 - Rotâmetro com área variável

O tubo com escala calibrada é geralmente de vidro, de modo que a posição do flutuador possa ser identificada externamente. Em determinados modelos de rotâmetro de área variável o lado interno do tubo medidor é provido de ranhuras para guiar o flutuador. Os tubos de medição de metal são usados em aplicações onde aplicação do vidro não é permitida (ex.: escoamento com pressão elevada). Neste caso, a posição do flutuador deve ser determinada indiretamente ou por técnicas magnéticas ou elétricas. O uso de sensores da posição indireta do flutuador também fornece a função de transmissão, para manipulação remota do sinal. São disponíveis rotâmetros de área variável com transmissão pneumática, eletrônica ou de pulsos, para as funções de registro, totalização e controle.

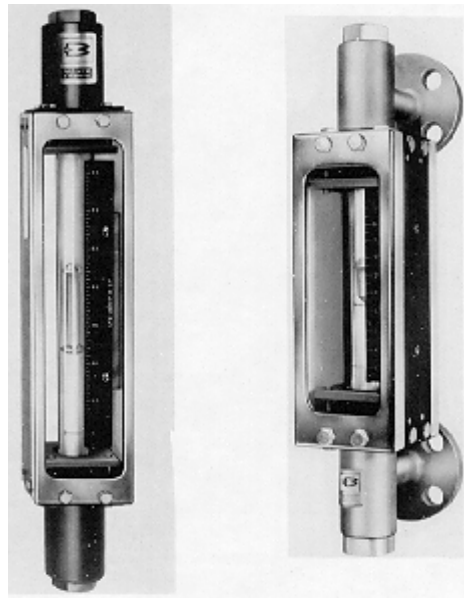


Figura 4.4 - Vista geral de rotâmetro de área variável

Princípios físicos

A força de arraste do flutuador do medidor de área variável depende da massa específica do fluido, da massa específica do material do flutuador, do volume do flutuador e da velocidade média do fluido na restrição. O medidor possui também um coeficiente de arraste, que é função de sua geometria.

O coeficiente de arraste depende do número de Reynolds, ou seja, da viscosidade. Assim, se considerarmos o efeito devido à variação da viscosidade

desprezível, o medidor independe da viscosidade. Isto pode ser obtido considerando-se o coeficiente de arraste constante, através do projeto adequado do flutuador.

Em equilíbrio, tem-se

$$F_a/g + \rho_1 V = \rho_2 V \quad (4.1)$$

onde:

- F_a é a força de arraste.
- V é o volume do flutuador.
- ρ_1 é a massa específica do fluido.
- ρ_2 é a massa específica do flutuador.
- g é a aceleração da gravidade.

A força de arraste é também dada por:

$$F_a = C_a A_1 \frac{\rho_1 v_1^2}{2} \quad (4.2)$$

onde:

- C_a é o coeficiente de arraste.
- A_1 é a área efetiva do flutuador (área frontal).
- v_1 é a velocidade média do fluido na restrição anular.

A partir da geometria do sistema tem-se a relação,

$$D = d + \alpha h \quad (4.3)$$

onde:

- D é o diâmetro do tubo.
- h é a altura do flutuador, a partir da entrada.
- d é o diâmetro interno da extremidade inferior do tubo.
- α é uma constante indicando o ângulo de conicidade do tubo medidor, também chamado de fator de comprimento da escala.

A partir da geometria do medidor, fazendo-se algumas simplificações ao desprezar alguns parâmetros e considerando outros constantes, pode-se mostrar que a relação final básica do rotâmetro de área variável entre a vazão volumétrica e a posição do flutuador é linear, ou seja:

$$Q = \frac{\pi \alpha h}{\sqrt{C_a}} \sqrt{\frac{g V d^2}{2 A_2} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1 \right)} \quad (4.4)$$

e como na equação todas as grandezas são constantes, a vazão volumétrica é:

$$Q = const \times h \quad (4.5)$$

A vazão mássica W é dada por:

$$W = Q\rho_1 = const \times \sqrt{(\rho_2 - \rho_1)\rho_1} \quad (4.6)$$

Se a indicação do rotâmetro deve ser independente da massa específica do fluido, $dW/d\rho_1$ deve ser zero. Logo, pela equação (4.6), obtêm-se

$$\rho_2 = 2\rho_1 \quad (4.7)$$

ou seja, quando a massa específica do flutuador for o dobro da massa específica do fluido, a indicação independe da massa específica do fluido, ou em outras palavras, obtêm-se um medidor de vazão mássica. Quando a massa específica do fluido se eleva, a força de empuxo aumenta, forçando o flutuador para cima, embora a vazão permaneça a mesma. Porém, quando a massa específica do flutuador for muito maior que a do fluido ($\rho_2 \gg \rho_1$), a vazão volumétrica praticamente fica independente da massa específica do fluido.

Também, através da relação da vazão mássica, deve-se observar que a razão W/h , conhecida como a relação R de medição, deve ser constante. Quando esta relação não é constante, há a ocorrência de erros na medição. Com uma variação de 10% da massa específica, por exemplo, a variação na relação do medidor é de apenas 0,5%.

Calibração

Os rotâmetros de ar e de água foram calibrados de forma independente. Estes instrumentos são calibrados, geralmente, a pressão atmosférica. No presente trabalho, no entanto, a pressão de saída é diferente da atmosférica devido à pressão da coluna que comporta o escoamento bifásico. O procedimento experimental utilizado para a calibração dos rotâmetros de ar foi o Método de Deslocamento (Ismail (1982)). Como a operação de trabalho do rotâmetro ocorre em condições distintas em relação a sua calibração, a vazão real deve ser multiplicada por fatores de correção, conforme apresentados abaixo.

- **Fator 1:**

$$F_1 = \sqrt{\frac{P_{1abs}}{P_{0abs}}} \quad (4.8)$$

onde:

P_{0abs} = pressão absoluta do gás nas condições de calibração.

P_{1abs} = pressão absoluta do gás nas condições de operação.

- **Fator 2:**

$$F_2 = \sqrt{\frac{T_{1abs}}{T_{0abs}}} \quad (4.9)$$

onde:

T_{0abs} = temperatura absoluta do gás nas condições de calibração.

T_{1abs} = temperatura absoluta do gás nas condições de operação.

- **Fator 3:**

$$F_3 = \sqrt{\frac{\gamma_{1abs}}{\gamma_{0abs}}} \quad (4.10)$$

onde:

γ_{0c} = peso específico do gás (em relação ao ar) nas condições de calibração.

γ_{1c} = peso específico do gás (em relação ao ar) nas condições de operação.

Desta forma a vazão real pode ser definida como:

$$Q_{real} = Q_{oper.} \times F_1 \times F_2 \times F_3 \quad (4.11)$$

O rotâmetro de água (OMEL Modelo “N”) possui certificado de calibração e sua precisão, segundo fabricante, é de $\pm 2\%$ no fundo de escala, conforme ISA RP 16.1.2.3, especificação 2.S.1.0.



Figura 4.5: Rotâmetro de água OMEL Modelo “N”

4.2.2 Transdutores de pressão

Características gerais:

Estes transdutores baseiam-se na propriedade do cristal de quartzo, que se deforma elasticamente, produzindo um potencial elétrico em seus terminais através de certo plano cristalográfico.

Os transdutores de pressão piezoelétrico possuem alta dureza, apresentando estruturas elétricas que transformam a deflexão causada pela força em sinais elétricos que são processados posteriormente. A ação da pressão num diagrama de fluxo cria a força. O elemento sensível piezoelétrico gera sinais de carga que são convertidos em tensões e amplificados pelo condicionador de sinais.

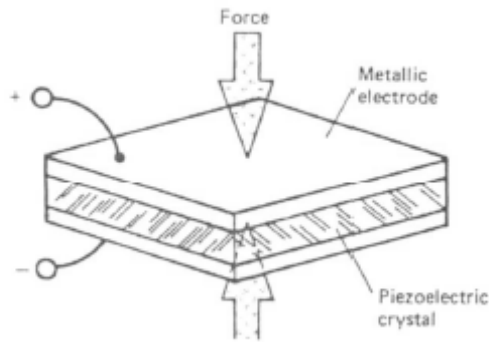


Figura 4.6: Sensor piezoelétrico

Os sensores de pressão piezoelétrica respondem a pressão pulsante e transitória. Eles medem pressão relativa a um nível inicial, média ou conhecida em algum ponto do processo. Eles não podem medir pressões estáticas por mais de alguns segundos, exceto sobre controle cuidadoso, temperaturas constantes e condições de laboratório.

Alguns modelos de campo de frequência mais alta utilizando cristal de quartzo ou turmalina podem ser calibrados estaticamente pelos métodos convencionais. Operando sobre um campo de frequência dinâmico mais extenso do que 10000:1, o transdutor de pressão piezoelétrico abrange o equivalente de vários campos de frequência ordinários. Em função dos componentes, que automaticamente eliminam sinais estáticos, os sensores piezoelétrico medem minúsculas variações na pressão em qualquer nível.

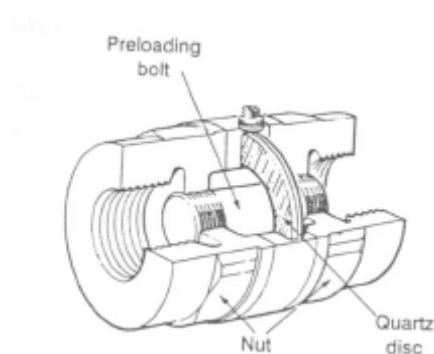


Figura 4.7: Aspectos construtivos

Utilizando uma variedade de ambos os cristais, naturais e artificiais, os transdutores de pressão piezoelétricos são fabricados em diversos formatos e dimensões.

Muitos adaptadores padrões e especiais de montagem facilitam a instalação e isolam o elemento sensível do ambiente intenso.

Especificações

A maioria dos sensores de pressão piezoelétrico utiliza elemento sensível de quartzo cristalino, por causa da sensibilidade dos mesmos a baixas temperaturas e respostas estáticas em curto tempo. Alguns possuem uma camisa de parede fina que armazena e comprime os elementos de cristal de quartzo. Versátil, os cristais artificiais rapidamente se adaptam às formas especiais e reduzem significativamente os custos de fabricação.

Medição da distribuição de pressão

Para se obter os valores de pressão, foi utilizado um transdutor de pressão do tipo PTX- 7217 (Figura 4.8) de aço inoxidável conectado ao longo de diversas tomadas de pressão na seção de teste. A disposição interna dos furos nas tomadas de pressão ficou arranjada de modo que os pequenos orifícios de 1 mm de diâmetro não influenciassem os seus valores obtidos. Este cuidado, juntamente com a drenagem de líquido para remoção de possíveis bolhas de ar na mangueira, foram cuidadosamente avaliados, pois a existência de pequenas bolhas nas mangueiras de tomada de pressão interferem bastante nos resultados.



Figura 4.8: Transdutor de pressão do tipo PTX- 7217

O transdutor foi ligado diretamente a uma placa de aquisição de dados para que os dados medidos fossem tratados e convertidos em valores de pressão. O transdutor de pressão foi calibrado através de valores de pressão obtidos em uma coluna d'água instalada no mesmo aparato experimental e conferidos com a curva de calibração fornecida pelo fabricante.

4.3 Técnicas de medição de escoamento implementadas

4.3.1 Velocimetria por Imagem de Partícula

Visão Geral

A Velocimetria por Imagem de Partícula é uma técnica de medição não intrusiva empregada para a obtenção de um campo de velocidade instantânea. Tal técnica é baseada na seguinte equação

$$velocidade = \frac{\Delta L}{\Delta t} \quad (4.12)$$

de forma que a velocidade de um fluido que escoar é determinada medindo-se a distância, ΔL , entre as imagens registradas de um traçador que se desloca em um intervalo de tempo, Δt , conhecido.

A propriedade a ser medida através da técnica VIP, de fato, é a distância percorrida por uma partícula, dado um dado escoamento, ao longo de um determinado intervalo de tempo. Tais partículas são adicionadas ao escoamento e são conhecidas como partículas traçadoras. Diferentes tipos de partículas traçadoras são utilizados, dependendo da natureza do escoamento a ser investigado. Na água utiliza-se, normalmente, a rodamina, uma partícula fluorescente que reflete a luz em um comprimento de onda diferente ao do laser, o que possibilita o uso de filtros polarizados na lente do CCD, impedindo a passagem do comprimento de onda do laser. Tal atitude é válida, pois a elevada intensidade do laser, que incide nas superfícies sobre as quais o fluido escoar, satura a imagem obtida e impede que o *software* reconheça a diferença entre partícula e reflexo. O tipo de partícula traçadora é definido de maneira que possa acompanhar o escoamento e, para que seu movimento possa ser mapeado, uma área do

campo de escoamento é iluminada por um feixe luminoso. O feixe luminoso, que é gerado por um laser e um sistema de componentes ópticos, não é contínuo, mas pulsado, de forma a produzir um efeito estroboscópico, registrando o movimento das partículas traçadoras. O intervalo de tempo registrado entre dois pulsos consecutivos é o denominador da equação acima.

Com o intuito de identificar a posição das partículas traçadoras iluminadas pelo feixe de laser, um grupo de capacitores foto sensíveis, também conhecidos como câmera de CCD (*charge-couple-device*), é instalado perpendicularmente aos planos e a posição das partículas é identificada como pontos luminosos destacados em um fundo escuro em cada fotografia obtida pela câmera de CCD.

O feixe de laser e a câmera de CCD são sincronizados de forma que a posição das partículas traçadoras no instante em que se dispara o primeiro pulso luminoso é registrada no quadro 1 da câmera e as partículas traçadoras do segundo pulso luminoso é registrada no quadro 2 da câmera.

As imagens das câmeras são divididas em regiões retangulares denominadas janelas de interrogação (Figura 4.9), e, para cada janela de interrogação, as imagens do primeiro e do segundo pulso luminoso são correlacionadas de forma que gerem um vetor instantâneo de deslocamento. Executando tal tarefa para todas as janelas de interrogações geradas durante o experimento obtêm-se um campo vetorial instantâneo de deslocamento das partículas. Ao dividi-lo pelo tempo registrado entre dois quadros consecutivos, o campo vetorial instantânea de deslocamento é convertido em um campo vetorial instantânea preliminar de velocidade.

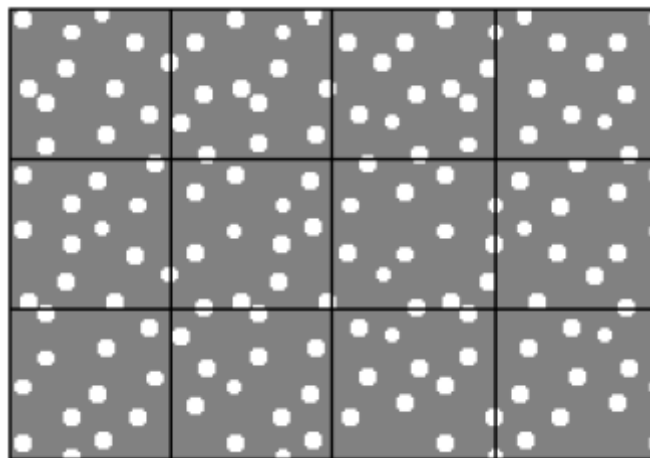


Figura 4.9 - Janela de Interrogação

Com o intuito de tornar o processo de cálculo das correlações mais eficiente, utiliza-se o método da Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform – FFT*). É importante destacar que sempre se deve avaliar a validade dos resultados obtidos através do método da Transformada Rápida de Fourier. Uma vez que a VIP é uma técnica de medição instantânea, ou seja, todas as informações acerca dos campos vetoriais são coletadas simultaneamente, existe uma probabilidade de algumas regiões amostradas não apresentarem resultados relevantes. Na etapa de validação os algoritmos são aplicados ao campo vetorial preliminar e os desvios são identificados e eliminados. Daí a importância de validar o campo vetorial preliminar obtido através da técnica de VIP.

O sistema VIP é composto de diversos subsistemas: fonte de luz, partículas reflexivas, câmera para capturar as imagens, sistema de lentes, sincronizador, e software para processamento das imagens. A Figura 4.10 mostra um esquema típico de um sistema VIP. Vale ressaltar que o fluido de processo deve ser transparente ao comprimento de onda da luz utilizada.

Os principais tópicos a serem abordados neste capítulo são:

- Partículas Traçadoras
- Iluminação
- Câmeras
- Sincronização
- Correlação
- Validação e pós-processamento

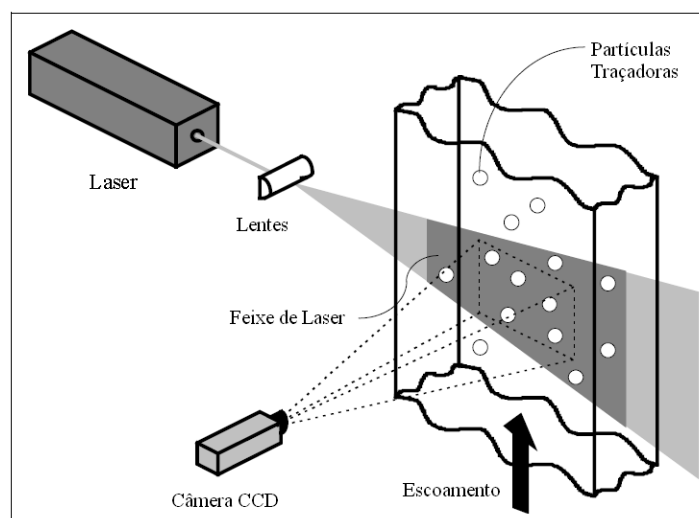


Figura 4.10 – Esquema típico de um sistema VIP

Antes de abordarmos mais detalhadamente a técnica VIP, é conveniente ressaltar alguns aspectos gerais da técnica:

- **Medição não intrusiva de velocidade:** O sistema VIP é uma técnica óptica, portanto não intrusiva ao escoamento. Sua utilização é ideal para investigação de escoamento em equipamentos de pequenas dimensões onde a presença física de uma sonda poderia modificar significativamente o campo de escoamento.
- **Medição indireta da velocidade:** A técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula mede a velocidade do fluido através de partículas traçadoras. Por isso a massa específica das partículas deve ser a mesma do fluido para que elas acompanhem fielmente o escoamento.
- **Técnica do campo completo:** O VIP é uma técnica que permite, em uma tomada, a visualização de uma grande área do escoamento. Outras técnicas permitem a medição de velocidade somente em um ponto, contudo com uma alta resolução temporal. O VIP tem alta resolução espacial, todavia a resolução temporal é limitada devido às restrições técnicas. Sistemas tradicionais trabalham com taxa de aquisição de cerca de 5 Hz. Atualmente sistemas VIP de alta velocidade estão disponíveis proporcionando alta resolução temporal de até 15 kHz.
- **Escorregamento:** O emprego de partículas traçadoras para a medição da velocidade do escoamento, requer um estudo cuidadoso sobre qual partícula deve-se selecionar para minimizar o escorregamento em relação ao fluido. Se a massa específica da partícula não for exatamente a mesma do fluido, suas dimensões devem ser as mais reduzidas possíveis, uma vez que o escorregamento é também minimizado para partículas pequenas ($<20\mu\text{m}$).
- **Iluminação:** Deve-se utilizar partículas grandes para se obter um melhor espalhamento da luz. Isto está em contradição com a necessidade de utilização de partículas cada vez menores para evitar o escorregamento. Portanto deve-se sempre procurar um tamanho de partícula que proporcione uma solução de compromisso entre as necessidades de iluminação e do escoamento.
- **Duração do pulso:** A duração do pulso de iluminação deve ser a menor possível de modo que as partículas apresentem nitidez durante o tempo de exposição.

- **Intervalo de tempo entre os dois pulsos:** O intervalo entre os pulsos de luz deve ser grande o suficiente para que seja possível determinar o deslocamento entre duas imagens e pequeno o suficiente para evitar que partículas saiam da janela de interrogação entre um pulso e outro.
- **Distribuição de partículas traçadoras:** Uma distribuição homogênea de partículas é desejada para uma boa resolução do sistema VIP. É importante notar que uma boa resolução significa que não há formação de aglomerados de partículas, ou seja, elas estão distribuídas de forma homogênea no fluido.
- **Concentração das partículas traçadoras:** A Figura 4.11 mostra, de forma qualitativa, três tipos de imagens formadas com concentrações diferentes de partículas. Na Figura 4.11a vemos pouca concentração de partículas o que acarretará em erro no cálculo dos vetores velocidade, pois quando a área a ser investigada for dividida nas janelas de interrogação, haverá regiões sem partículas. No caso da Figura 4.11b temos a situação ideal para determinação da velocidade do escoamento. Na prática, para obtermos bons resultados, devemos ter pelo menos 10 partículas em cada janela de interrogação. Quando se obtêm uma alta concentração de partículas, como mostra a Figura 4.11c, não é possível identificar cada partícula em separado, pois elas se sobrepõem.

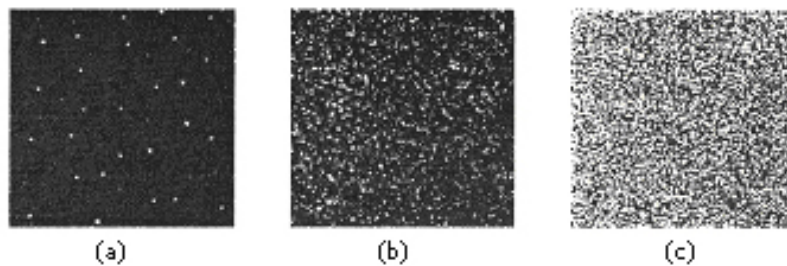


Figura 4.11 – Concentração de Partículas: (a) baixa, (b) média e (c) alta

- **Número de iluminação por gravação:** Existem dois modos de gravarmos as imagens: os dois pulsos de luz são gravados no mesmo quadro, nesse usamos a técnica de auto-correlação para o cálculo dos vetores velocidade; ou gravamos cada pulso de luz em cada quadro, que é o método de correlação cruzada.
- **Número de componentes do vetor velocidade:** Devido à iluminação ocorrer em um plano do escoamento, duas componentes de velocidade são determinadas no sistema VIP padrão. Porém métodos modernos como o sistema

estéreooscópico permitem a medição da terceira componente da velocidade: perpendicular ao plano iluminado.

- **Janela de interrogação:** O tamanho da janela de interrogação deve ser pequeno o suficiente para que gradientes de velocidade não tenham influência significativa no resultado.
- **Repetibilidade do cálculo:** No sistema VIP todas as informações do escoamento são registradas na sua forma bruta. Essa é uma característica interessante do sistema, pois permite que o cálculo e o pós-processamento da imagem possam ser realizados utilizando diferentes técnicas, sem necessidade de repetir o experimento.

Principais componentes do sistema VIP

- **Partículas traçadoras**

A técnica VIP é baseada na medição indireta do escoamento uma vez que a grandeza a ser obtida é a velocidade da partícula que está no fluido, e não a velocidade do fluido. Portanto, é extremamente necessário levar em consideração as propriedades das partículas para minimizar os problemas de escorregamento partícula / fluido.

Um item muito importante é a escolha do diâmetro da partícula. Dependendo da natureza do escoamento, as partículas traçadoras utilizadas nas medições realizadas através da técnica VIP possuem diâmetros que variam na faixa de 0,1 a 50 μ m. Tais dimensões são da ordem do comprimento de onda do feixe de laser, ou seja, 532nm. A luz espalhada por uma superfície esférica é proporcional ao quadrado do seu diâmetro. De acordo com a teoria de Mie (Raffel *et al.*, (1998)), o espalhamento de luz depende do tamanho da partícula esférica, embora, na prática, o formato da partícula e a sua orientação em relação ao feixe de laser são variáveis que possuem maior efeito no espalhamento do feixe.

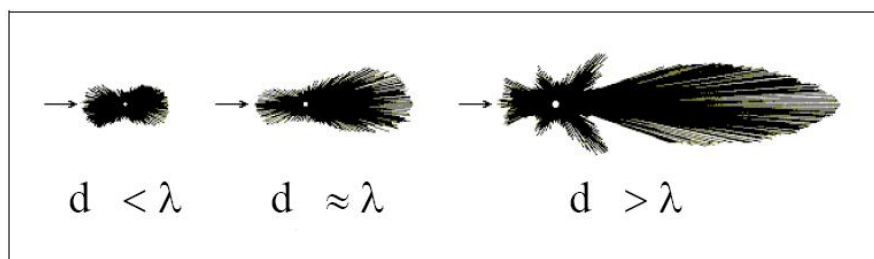


Figura 4.12 – Espalhamento de luz em partículas esféricas de diferentes diâmetros

Em geral, partículas com diâmetros maiores apresentam maior espalhamento de luz do que partículas com diâmetros menores. Além disso, as dimensões das partículas também afetam a distribuição espacial do espalhamento de luz. A razão do espalhamento de luz entre as faces frontal e traseira de uma partícula com elevado diâmetro é da ordem de 10^2 a 10^3 , enquanto que para partículas com diâmetros menores, esta razão é da ordem de 1, conforme pode ser observado na Figura 4.12.

As partículas devem ser pequenas o suficiente para acompanhar o fluido e grande o bastante para promover um espalhamento de luz adequado. Idealmente, as partículas deveriam ser indiferentes ao efeito de empuxo do fluido, ou seja, deveriam possuir a mesma massa específica do fluido em questão.

As partículas traçadoras utilizadas na técnica VIP devem possuir as seguintes características:

- Ser capaz de acompanhar o fluido
- Bom espalhamento de luz
- Baixo custo
- Não tóxica
- Não corrosiva
- Não-volátil
- Quimicamente inativa

A tabela 4.1 mostra os principais tipos de partículas para aplicação em líquidos.

Tabela 4.1 – Partículas traçadoras utilizadas em líquidos

TIPO	MATERIAL	DIÂMETRO MÉDIO (μm)
Sólido	Poliestireno	10 – 100
	Alumínio	2 – 7
	Esperas de vidro	10 – 100
	Grãos com cobertura sintética	10 – 500
Líquido	Gotas de óleo	50 – 500
Gasoso	Bolhas de oxigênio	50 – 1000

- **Fonte de luz e sistema óptico**

A técnica VIP requer iluminação de uma fonte de energia de alta intensidade em curtos intervalos de tempo, ou seja, apenas nos intervalos em que câmera CCD irá

capturar as imagens. Tal fato indica que se deve utilizar fontes de laser do tipo Nd:YAG, que concentram a intensidade de energia disponível em pulsos de pequenos intervalos.

O laser é bastante utilizado no sistema VIP devido a sua capacidade de emitir uma luz monocromática com alta concentração de energia, que pode ser transformado em um fino plano de luz capaz de iluminar as partículas sem gerar aberrações cromáticas.

O mais importante laser para o sistema VIP, conforme dito anteriormente, é o Nd:YAG, com comprimento de onda 532nm. O Nd:YAG (neodymium-doped yttrium aluminium garnet; $\text{Nd:Y}_3\text{A}_{15}\text{O}_{12}$) é o cristal responsável por convergir toda a energia proveniente da lâmpada (*flash lump*) que produz o feixe de laser utilizado nos experimentos. O feixe é gerado por íons Nd^{3+} (neodímio) que são incorporados ao material YAG (ítrio – alumínio – granada).

O laser é construído com duas cavidades emissoras para que o tempo de disparo entre os dois feixes possa ser ajustado facilmente, conforme é indicado na Figura 4.13. A luz proveniente das duas cavidades é direcionada, através de espelhos, para um *beam combiner*, de forma a garantir que os dois feixes de lasers sejam emitidos em um mesmo plano. O laser que deixa o cristal Nd:YAG possui um comprimento de onda de 1064 nm (campo infra-vermelho). No entanto, como a maior parte das câmeras CCD é mais sensível aos espectros verdes e azuis, a frequência do laser é duplicada por um equipamento chamado de *harmonic generator*, que tem por objetivo transferir o feixe de laser para o espectro visível. Deste modo, dobra-se a frequência de emissão e, conseqüentemente, o comprimento de onda é reduzido pela metade, ou seja, 532 nm (campo visível). Ainda assim é necessário utilizar um componente que separe o restante da luz infra-vermelha, chamado *harmonic separator*, devido ao fato do *harmonic generator* não ser 100% eficaz. A luz infra-vermelha remanescente no feixe de laser é então desviada para o IR-Dump.

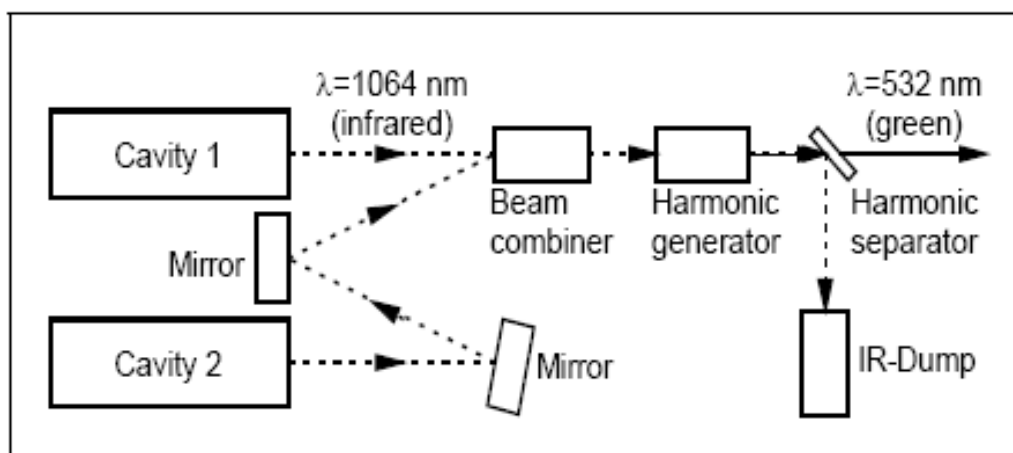


Figura 4.13 – Fonte de laser tipo Nd:YAG

O sistema óptico inclui lentes esféricas e cilíndricas. A lente cilíndrica faz com o feixe fique divergente, gerando um plano de luz. A lente esférica controla a espessura desse plano. Para a maioria das aplicações um plano de luz com 1 mm de espessura é desejado.

- **Sincronizador**

Para garantir que os pulsos de lasers sejam disparados em sincronia com o tempo de aquisição do CCD, o VIP utiliza um mecanismo chamado Q-switch que rapidamente abre e fecha a cavidade onde se encontra o cristal Nd:YAG, permitindo assim que este possa armazenar a energia entre um disparo e outro. Tanto o Q-switch quanto a câmera são ligados em um sincronizador de tal forma que o software possa controlar ambos simultaneamente.

Ao invés do cristal Nd:YAG emitir o feixe de laser durante todo o tempo de aquisição das imagens, a cavidade é obstruída a maior parte do tempo e sua abertura somente é permitida durante um breve intervalo. O mecanismo que opera instantaneamente a abertura e o fechamento desta cavidade é denominado *Q-switch*. Este dispositivo permite que o cristal de Nd:YAG armazene a uma grande quantidade de energia que será liberada através de um pulso.

A energia liberada pelo laser Nd:YAG é da ordem de 10-400 mJ por pulso e a duração deste pulso está na ordem de 5-10 ns. Existe um atraso entre o acendimento da lâmpada de *flash* e o acionamento do disparo do *Q-switch* da ordem de 150-200 ns. Estes dados podem ser observados na Figura 4.14.

A grande vantagem do *Q-switch* é que toda a energia é gerada em um pulso de grande intensidade e, uma vez que a duração de tal pulso é muito curta, as partículas traçadoras não se deslocam muito durante o disparo.

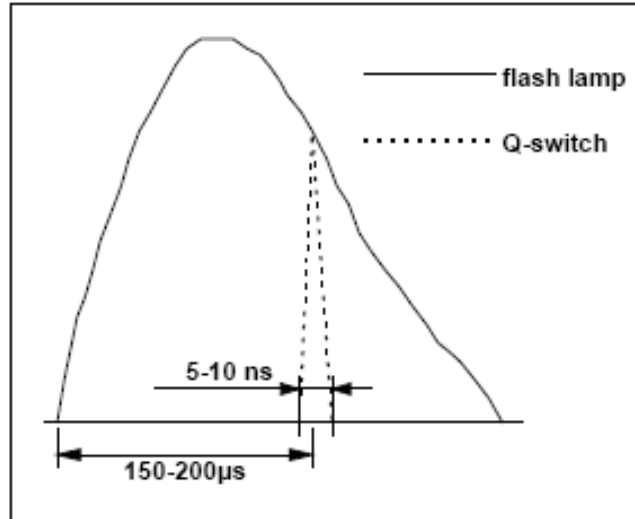


Figura 4.14 – Q-switch

Para obter a imagem no sistema VIP, o pulso de laser e a câmera devem ser disparados em seqüência e de forma síncrona, em um tempo adequado às condições do escoamento a ser investigado.

- **Câmeras CCD**

O objetivo da câmera CCD é capturar as posições inicial e final das partículas traçadoras no campo de escoamento e a partir da correlação destas imagens o campo vetorial de deslocamento pode ser gerado. Como já foi mencionado anteriormente, a câmera é disposta perpendicularmente ao feixe de laser. As partículas traçadoras refletem a luz emitida pelo primeiro feixe de laser e o espalhamento é detectado como um ponto luminoso sobre um fundo escuro. Assim, a câmera CCD realiza o mapeamento da posição inicial das partículas traçadoras no quadro 1. Posteriormente, o feixe de laser é cessado pelo *Q-switch* e as partículas traçadoras são deslocadas pelo escoamento a ser investigado. Em seguida, o segundo feixe de laser é disparado e o espalhamento de luz das partículas traçadoras é registrado no quadro 2.

O CCD é um sensor eletrônico que converte fótons em carga elétrica. Normalmente quando se refere a um sensor CCD, temos em mente uma matriz desses

sensores. Cada elemento individual da matriz é chamado de *pixel* (*picture element*) e suas dimensões típicas são da ordem de $10 \times 10 \mu\text{m}$.

O funcionamento desse dispositivo pode ser compreendido observando a Figura 4.15. O CCD é construído sobre um material semiconductor, tipicamente sílica, com metal condutor em sua superfície, uma camada isolante, uma camada-n (anodo) e uma camada-p (catodo) abaixo. Uma pequena voltagem aplicada entre o metal condutor e a camada-p gera um campo elétrico no semiconductor. O campo elétrico que é formado abaixo do centro do pixel está associado com a diferença de potencial gerada pela migração de elétrons da camada-n para a camada-p. Quando um fóton de um comprimento de onda adequado entra na junção p-n do semiconductor, um par do elétron é gerado. Isto é conhecido como efeito fotoelétrico. Enquanto este par, considerado como carga positiva, é absorvido na camada-p, o elétron gerado migra em direção ao “poço potencial” onde é armazenado. Os elétrons continuam a se acumular durante a exposição do pixel a luz. Contudo, a capacidade de armazenamento do pixel é limitada e valores típicos variam de 10^4 a 10^5 elétrons por pixel. Quando a exposição for excessiva e este número for excedido, os elétrons adicionais migram para os pixels vizinhos deixando a imagem com certa florescência. Este efeito é reduzido nos modernos CCD através de dispositivo anti-florescente.

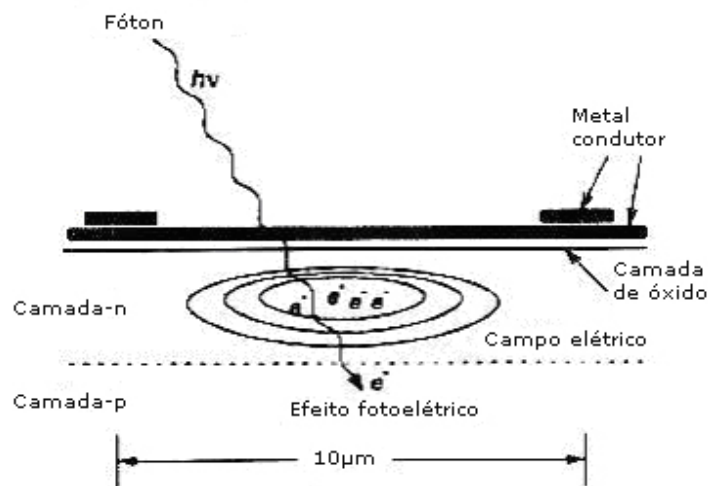


Figura 4.15 – Modelo simplificado de um pixel

Um cuidado adicional é requerido no manuseio de uma câmera CCD, no que diz respeito à quantidade de luz incidente. O CCD é extremamente sensível à luz e intensidades luminosas muito altas podem danificar alguns *pixels* do CCD. Os programas computacionais comerciais do sistema VIP utilizam um recurso que

identifica o excesso de iluminação, que é identificado pela formação de áreas vermelhas na imagem capturada. Por isso, no início de cada experimento, deve-se começar com uma baixa potência da fonte luminosa (Raffel *et al.* – 1998).

Imagem das partículas

Uma imagem de boa qualidade é fundamental para a validação da amostra obtida. O erro na medição de velocidade, através da técnica VIP, é fortemente dependente do diâmetro da partícula. Tal erro pode ser minimizado ao reduzir o tamanho da imagem.

O tamanho da imagem da partícula (d_τ) formada no CCD é a combinação do tamanho da imagem (d_p) com o fator de magnificação (M).

Para uma lente limitada por difração, temos:

$$d_{diff} = 2,44 f_{\#} (1 + M) \lambda \quad (4.13)$$

onde $f_{\#}$ é definido como a razão entre a distância focal e o diâmetro de abertura, λ é o comprimento de onda do laser (532 nm) e M é o fator de magnificação. Revisando alguns conceitos da óptica:

$$\frac{1}{z_0} + \frac{1}{Z_0} = \frac{1}{f} \quad (4.14)$$

onde z_0 é definido como a distância da imagem a lente, Z_0 é a distância do objeto à lente e f é a distância focal. O fator de magnificação é definido como:

$$M = \frac{z_0}{Z_0} \quad (4.15)$$

O diâmetro da imagem da partícula será dado pela equação:

$$d_\tau = \sqrt{M^2 d_p^2 + d_{diff}^2} \quad (4.16)$$

A escolha das partículas deve levar em conta a conciliação de dois fatores: o diâmetro das partículas deve ser o menor possível para que ela acompanhe o escoamento por outro lado, deve ser grande o suficiente para que espalhe a luz necessária para sensibilizar o sensor da câmera.

- **Profundidade de campo**

A profundidade de campo é a região onde a lente consegue manter o foco dos objetos. Se um determinado objeto estiver contido dentro dessa região, ele estará focado. Portanto, é de grande interesse que o feixe de laser esteja contido na profundidade de campo da lente, fazendo com que toda a imagem fique focada, podendo aceitar até mesmo pequenos desalinhamentos entre o plano de laser e a câmera.

A profundidade de campo, para uma dada lente, é a distância em que dois objetos de interesse estão afastados e, ainda assim, formarem imagens adequadamente focadas. No sistema VIP, uma vez que é preciso capturar imagens de partículas muito pequenas, elas precisam estar bem focadas para produzir um resultado válido. Altos fatores de magnificação e grandes aberturas de lente reduzem a profundidade de campo, mas são requeridos, na maioria dos casos, para se assegurar luminosidade suficiente para a captação da imagem.

Quanto maior a abertura da lente menor é a profundidade de campo, contudo, as imagens do VIP devem ser capturadas com a máxima abertura de lente possível para que a câmera fique mais sensível à luz espalhada pela partícula. Por outro lado deve-se ter uma profundidade de campo adequada para que as partículas mantenham-se focadas.

Para se obter a profundidade de campo é definido um valor limite para o desvio da imagem. Para as câmeras CCD esse valor limite é função do tamanho do *pixel*. A fórmula para a profundidade de campo é:

$$PDC = \frac{2D^2 \beta}{A} \quad (4.17)$$

onde

PDC = profundidade de campo;

D = distância da câmera até o objeto

A = abertura do obturador lente (mm)

β = desvio da imagem angular (B/ImgD)

B = desvio máximo aceitável para a imagem de um ponto

ImgD = distância entre a lente e o CCD

Esta equação mostra que a profundidade de campo é inversamente proporcional à abertura do obturador e proporcional ao número-f da lente. A Figura 4.16 mostra um esquema da profundidade de campo.

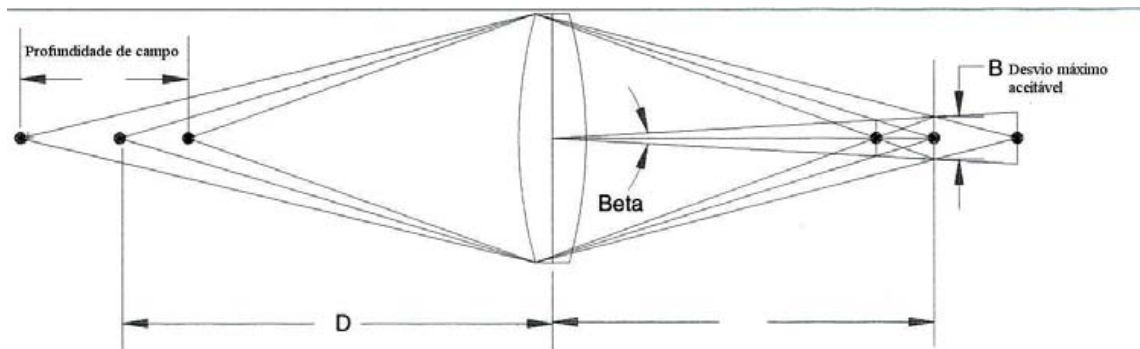


Figura 4.16 – Profundidade de campo

Correlação das imagens

- **Auto-correlação**

As câmeras CCDs eram limitadas pela sua taxa de transferência de dados quando a técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula surgiu. Isto não permitia a aquisição de duas imagens com um intervalo de tempo na ordem de μs entre elas. Portanto, a exposição de apenas uma imagem aos dois pulsos de lasers foi a solução vislumbrada para capturar grupos de partículas em intervalos de tempos diferentes. Como resultado obtem-se o conjunto de partícula do tempo t e do tempo $t + \Delta t$ na mesma imagem.

O problema desta solução é a dificuldade de identificação do sentido do escoamento, já que não é possível discernir o instante de tempo em que cada grupo de partícula foi capturado. Desta maneira, o software reconhece mais de um escoamento com sentidos diferentes.

O método de cálculo da auto-correlação é muito similar ao da correlação cruzada. Na auto-correlação existe apenas uma imagem com os dados do tempo inicial e final, diferentemente da correlação cruzada, na qual o quadro 1 é deslocado e sobreposto sobre o quadro 2. A auto-correlação multiplica a função f por ela mesma defasada de um pequeno deslocamento.

$$\phi_{CC}(m, n) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} f(k, l) \cdot f(k + m, l + n) \quad (4.18)$$

O resultado de uma auto-correlação, devido à sobreposição de duas imagens idênticas, irá sempre gerar um pico central correspondente a um deslocamento teórico

nulo que, em geral, é ignorado pelo software. O pico central ocorre devido à sobreposição das mesmas partículas quando k e l , os deslocamentos da imagem no sistema de coordenadas, são iguais a zero.

Assim como a correlação cruzada, a auto-correlação também utiliza a Transformada Rápida de Fourier para tornar o processamento mais eficaz. Por ser um cálculo ligeiramente mais simples do que o da correlação cruzada, o tempo de processamento é um pouco menor.

- **Correlação Cruzada**

A correlação cruzada é o método mais utilizado para a análise das imagens. Duas imagens são capturadas em quadros diferentes: a primeira é referente ao primeiro pulso do laser e a segunda imagem, referente ao segundo pulso de laser. Cada quadro é dividido em pequenas regiões chamadas de “janelas de interrogação”. A correlação cruzada entre essas áreas determina o vetor deslocamento. A direção do vetor deslocamento é dada do primeiro para o segundo quadro.

As vantagens desse método são:

- Não é necessária nenhuma informação adicional sobre a direção do deslocamento.
- Melhor relação sinal x ruído quando comparado com o método de auto-correlação.

É possível observar o deslocamento das partículas no interior da janela de interrogação quando se compara o quadro 1 (tempo t) e o quadro 2 (tempo $t + \Delta t$). Esse deslocamento pode ser representado por uma função bem simples exemplificada na Figura 4.17. A função $f(m,n)$ descreve a intensidade luminosa presente em cada pixel de uma determinada janela de interrogação no tempo t , enquanto a função $g(m,n)$ se refere a janela de interrogação do tempo $t + \Delta t$.

Os valores das duas funções variam entre 0 e 1, onde 0 é o valor dado ao pixel quando há total ausência de luz e 1 é o valor dado ao pixel para o pixel completamente saturado. A função $g(m,n)$ pode ser considerada a saída de uma função de transferência $s(m,n)$ que possui como entrada a função $f(m,n)$, onde é adicionado uma função de ruído $d(m,n)$ que representa a entrada e saída de partículas dentro da janela de interrogação.

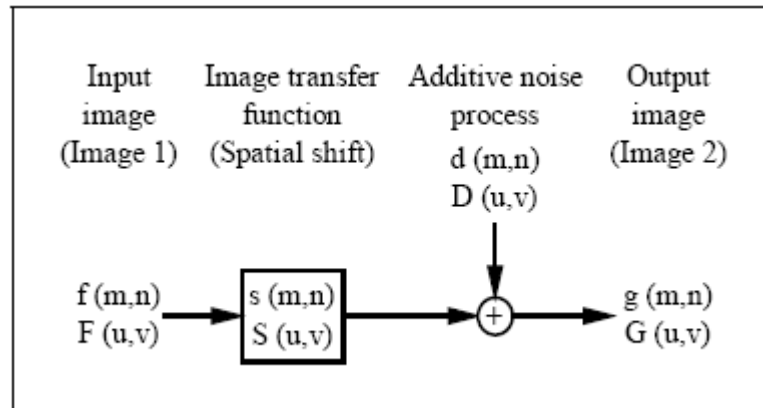


Figura 4.17 – Função de deslocamento

A função de transferência $s(m,n)$ é a função deslocamento que se deseja calcular. Uma dos métodos utilizados para estimar seu valor é a técnica estatística de correlação cruzada, cuja função é representada por $\phi_{CC}(m,n)$, Equação 4.20. Com a janela de interrogação transformada em um campo de intensidade luminosa, a função gera uma série de deslocamentos para a primeira imagem e às sobrepõe com a segunda imagem. A sobreposição, que é exatamente a função ϕ_{CC} , é feita multiplicando-se o valor da intensidade luminosa das funções f e g . O melhor resultado obtido com a sobreposição gera um pico de correlação que está diretamente relacionado com o deslocamento médio das partículas presentes naquela janela de interrogação (Figura 4.18).

Além da calibração, outro fator que possui grande influência na qualidade dos resultados é a determinação do deslocamento máximo, em pixels, que a partícula irá sofrer dentro da janela de interrogação. Segundo o critério de amostragem de Nyquist, associado à Transformada de Fourier, o máximo deslocamento recuperável seria de 50% da janela de interrogação em todas as direções. Mesmo assim, a relação sinal ruído se mostrou ainda muito alta. Por causa disso, o deslocamento ideal estipulado para as partículas é de 25% da janela de interrogação. Com um grande número de partículas traçadoras, o valor de 25% pode ser ligeiramente ultrapassado sem comprometer, no entanto, a medição. Essa condição deve ser verificada após a calibração. Tendo uma estimativa da velocidade que será utilizada no experimento, calcula-se o número de pixels que uma partícula qualquer irá transladar. Caso esse número seja muito superior ou inferior aos 25% da janela de interrogação, o tempo de disparo entre os dois lasers deve ser modificado.

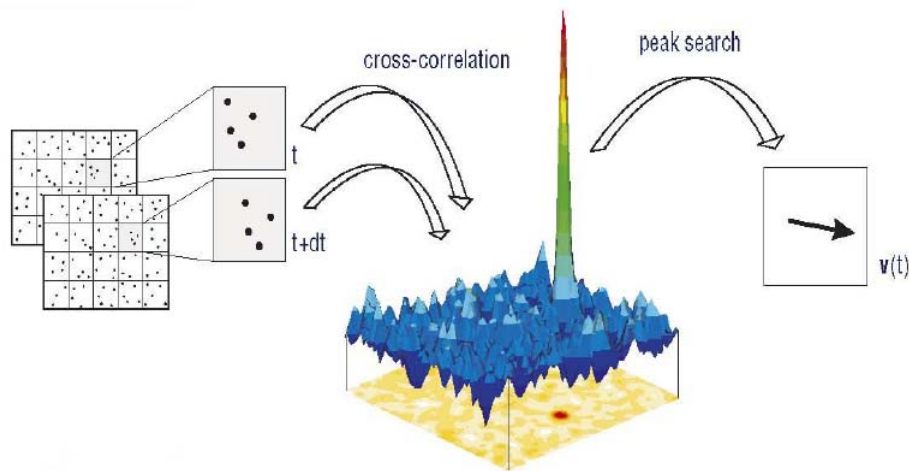


Figura 4.18 – Pico de Correlação

O objetivo da correlação cruzada é determinar a distância que a partícula percorre no intervalo entre duas imagens e então calcular a velocidade. A relação entre a velocidade U e o deslocamento d é simples:

$$U = \frac{d}{M\Delta t} \quad (4.19)$$

onde M é o fator de magnificação e Δt é o tempo entre as imagens.

Como já mencionado o método de correlação cruzada utiliza pequenas áreas denominadas janelas de interrogação. Um vetor velocidade é calculado para cada janela de interrogação. A Figura 4.19 exemplifica a técnica de correlação cruzada.

Para tornar o processo de cálculo mais eficiente, o software do VIP faz uso de uma Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform - FFT*), que dão origem às funções de letras maiúsculas. Na prática, para processar de forma mais eficaz as imagens capturadas, emprega-se a Transformada Rápida de Fourier. A justificativa para o uso da Transformada Rápida de Fourier é que a imagem da câmera pode ser considerada como um campo de sinal bi-dimensional análogo a uma série temporal de apenas uma dimensão. Muitas técnicas para processamento de sinal unidimensional podem ser empregadas para tratamento de séries bi-dimensionais, e, neste caso, a Transformada Rápida de Fourier é aplicada para acelerar o processo de correlação cruzada.

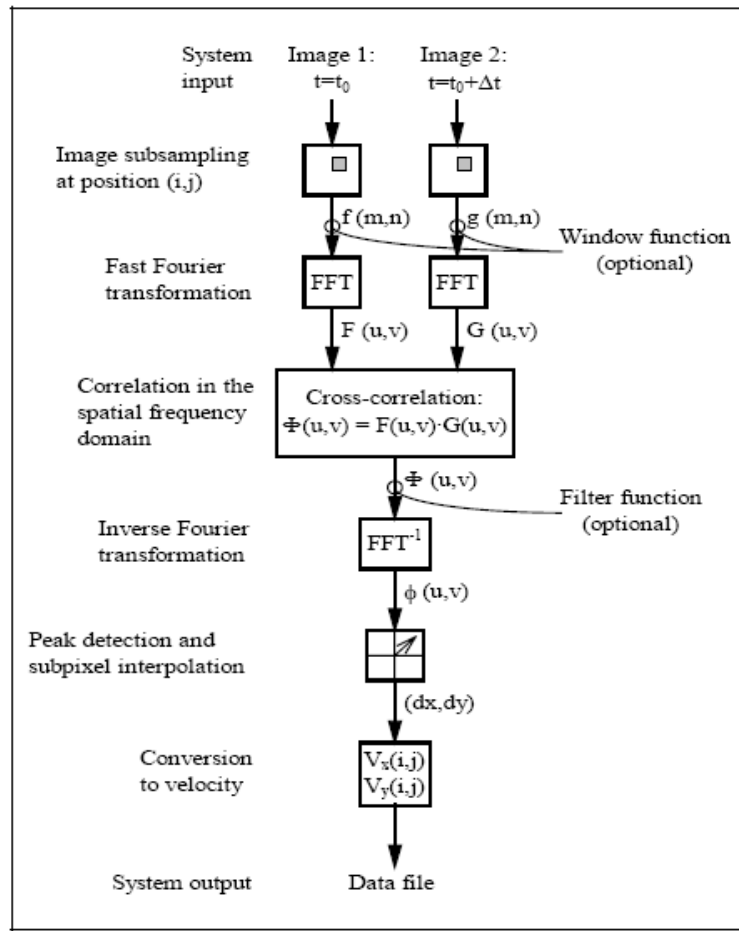


Figura 4.19 – Cálculos realizados pelo VIP

Ao invés de somar todos os elementos da região amostrada, esta operação pode ser reduzida para uma multiplicação de conjugados complexos de cada par correspondente de coeficiente de Fourier. Na Transformada Rápida de Fourier, (u,v) são coordenadas no campo de frequência. Ao término do processo, os resultados são multiplicados pelo inverso da Transformada (FFT^{-1}), obtendo assim a função de correlação cruzada ϕ_{CC} , conforme se pode observar na Figura 4.19.

$$\phi_{CC}(m,n) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} f(k,l) \cdot g(k+m,l+n) \quad (4.20)$$

A transformada de Fourier é uma transformação linear do espaço ou do tempo no domínio da frequência. Em vez de indicar os dados na maneira em que foram medidos, após a aplicação da transformada de Fourier, eles são vistos como intensidades do sinal de determinadas frequências. Uma vez que as funções base da transformada de Fourier são ortogonais e completas, nenhuma informação é perdida na transformação. Aplicar a transformação inversa de Fourier recuperará os dados originais

outra vez. A transformada de Fourier (FT) é definida usando integrais em tipos contínuos de dados. Por outro lado, computadores armazenam valores digitalizados em intervalos regulares no espaço. Aqui, a transformada discreta de Fourier (DFT), definida como a soma de valores discretos, deve ser usada. Finalmente, a transformada rápida de Fourier (FFT) é um algoritmo utilizado para processar a DFT, o que reduz bastante o tempo de cálculo. A FFT tornou-se uma ferramenta extensamente utilizada para tratamento de dados em diversas aplicações.

Para um conjunto de N dados, por exemplo, são necessários $N \cdot N$ cálculos numéricos usando a DFT. Usando a FFT isto é reduzido a $N \log_2(N)$. A aplicação principal de FFTs é na execução de técnicas de filtragem, uma vez que no espaço da frequência muitos filtros podem ser feitos por uma simples multiplicação. Na maioria das vezes um filtro passa-baixo é usado para eliminar o ruído de alta frequência, ou um filtro passa-alto pode suprimir mudanças lentas não desejadas. O uso da técnica FFT trata os dados como se fossem periódicos. A periodicidade pode levar a um erro conhecido como “*aliasing*” que é causado pela perturbação de dados periódicos adjacentes. Isto ocorre quando as partículas se movimentam uma distância maior que a metade da janela de interrogação. A solução para evitar este problema é aumentar a janela de interrogação ou diminuir o intervalo de tempo entre as imagens. Outro erro que pode ocorrer com o uso da FFT é chamado erro de tendência (*bias error*). Um dos erros mais significativos desse grupo é o “*peak locking*” que é a tendência dos valores de deslocamento das partículas serem estimados em valores inteiros de pixels.

4.3.2 *Shadow Sizer*

Princípio

O sistema *Shadow Sizer* é uma técnica de medição óptica que, por intermédio de uma câmera de alta velocidade e de alta resolução temporal e de uma fonte de luz difusa, fornece resultados tais como tamanho e formato de um objeto. As bolhas de ar que ascendem na tubulação vertical são iluminadas em uma anteparo posicionada em uma das faces de acrílico da caixa de visualização e as sombras geradas por sua passagem são registradas por intermédio da câmera digital. Com o auxílio de um algoritmo, que tem por finalidade analisar e processar as imagens adquiridas pela câmera, pode-se detectar objetos individuais nas imagens, bem como delinear seu

contorno. A determinação das propriedades das bolhas (dimensão, área, orientação, fator de forma, etc.) é baseada na definição de seu contorno por tal algoritmo. Através da comparação entre dois quadros consecutivos capturados pela câmera de alta definição, pode-se também definir a velocidade e a deformação das bolhas neste escoamento. O tratamento dedicado das imagens permite ainda a quantificação de grandezas adicionais. As principais propriedades dos objetos identificados a serem determinadas através desta técnica são:

- Posição
- Velocidade
- Diâmetro equivalente
- Orientação
- Excentricidade
- Fator de forma
- Perímetro
- Momentos de inércia

Adicionalmente, pode-se implementar análises estatísticas na forma de histogramas e distribuição espacial de pontos. As variáveis disponíveis para serem plotadas nos histogramas fornecidos por esta técnica são:

- Diâmetro equivalente
- Área média
- Perímetro médio
- Orientação média
- Excentricidade média
- Fator de forma médio
- Velocidades (longitudinal e radial) médias

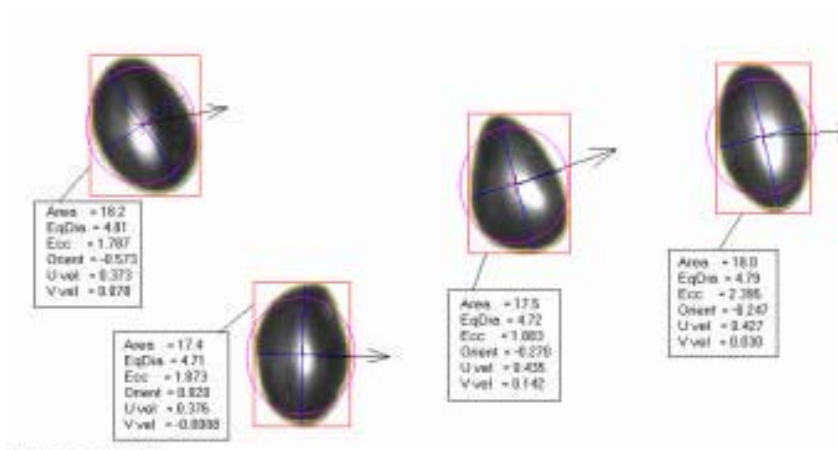


Figura 4.20 – Propriedades mensuradas pela técnica de *Shadow Sizer*.

O mapeamento das dimensões das gotas e partículas é um dos mais importantes parâmetros de medição em escoamentos industriais com geração de partículas dispersas. O *FlowMap Shadow Sizer*, ou *Shadow Sizer*, é um programa desenvolvido pela *Dantec Dynamics*, cuja o conceito de medição das propriedades de partículas é baseado no princípio de iluminação por meio de uma fonte de laser ou um estroboscópio luminoso.

Os objetos (bolhas) a serem medidos através desta técnica devem ser posicionados entre a fonte de luz difusa e a câmera digital, que são dispostas frontalmente, e as imagens adquiridas serão posteriormente processadas através de um programa computacional, conforme pode observar na Figura 4.21. A iluminação do objeto por meio da fonte de luz difusa e a projeção de sua sombra na câmera digital são os princípios básicos desta técnica.

As imagens capturadas pela câmera de CCD são filtradas e analisadas para que haja a correta determinação da geometria das partículas e outras propriedades de interesse. Nesta fase, um algoritmo de detecção de imagens permite que as partículas sejam devidamente identificadas e validadas.

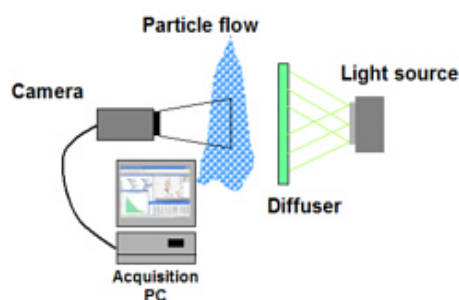


Figura 4.21 – Componentes básicos da técnica de *Shadow Sizer* (*Dantec Dynamics*)

Processamento de imagens

O objetivo do algoritmo de processamento é reconhecer objetos individuais nas imagens e determinar seus contornos. Após a identificação do contorno de um determinado objeto, tais imagens são pós-processadas para que as propriedades intrínsecas ao objeto e ao escoamento possam ser determinadas. O início do processamento se dá com o uso dos dados pré-processados para corrigir a iluminação desigual nas imagens capturadas e com a otimização dos dados da imagem para a adequada detecção das bolhas de ar. A identificação de um objeto individual é baseada na escala de cinza da imagem e no contraste entre o objeto e o fundo da imagem, conforme observado na Figura 4.22. O programa determina também se o objeto detectado está dentro ou fora de foco, uma vez que somente objetos com contornos bem definidos e dentro do foco são considerados para o pós-processamento. Quando há uma grande densidade de bolhas no escoamento, o programa separa objetos sobrepostos através de técnicas específicas.

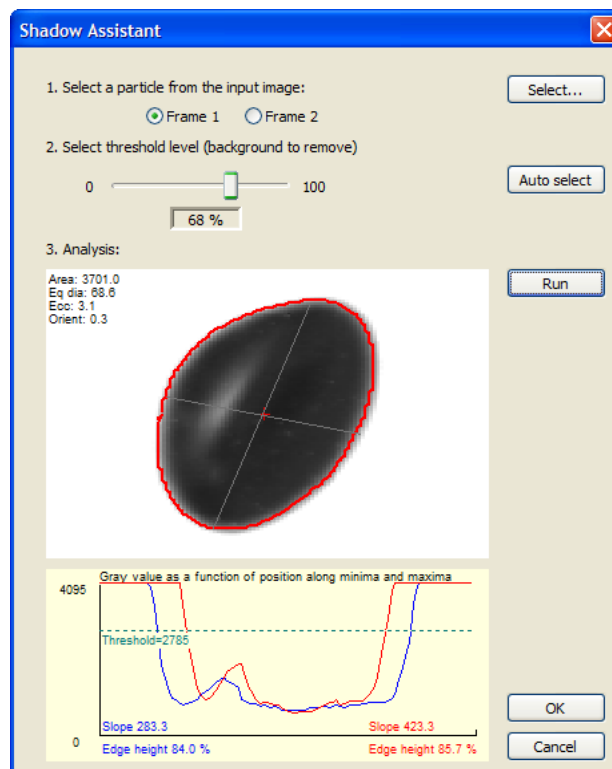


Figura 4.22 – Avaliação da escala de cinza de um objeto identificado

4.4 Análise de incertezas

4.4.1 Introdução

Os sinais que representam os fenômenos naturais podem ser classificados em determinísticos e aleatórios. Os fenômenos denominados determinísticos podem ser representados através de uma relação matemática explícita. Os fenômenos aleatórios, ou randômicos, não podem ser descritos explicitamente por não existirem meios para a previsão de um valor exato para uma grandeza relacionada ao fenômeno em um determinado instante no tempo.

Chamamos de amostra cada uma das diversas observações possíveis da variação de uma determinada grandeza ao longo do tempo. O conjunto de todas as amostras geradas por um fenômeno aleatório é denominado processo estocástico.

Os processos aleatórios podem ser estacionários ou não estacionários. Os processos estacionários são classificados como ergódicos ou não-ergódicos. Processos aleatórios não-estacionários possuem classificações diferenciadas, baseadas em características de sua não-estacionaridade.

4.4.2 Processos aleatórios estacionários e ergódicos

Seja um conjunto de amostras que formam o processo de certo fenômeno físico. O valor médio deste processo em um dado instante t_l pode ser computado através da soma dos valores instantâneos de cada amostra no instante t_l dividida pela quantidade de amostras. Da mesma forma, a correlação entre valores do processo aleatório em dois instantes distintos (função de auto-correlação) pode ser calculada através da média do produto dos valores da função nos instantes de tempo $t_l + \tau$. Assim, para o processo aleatório $\{X(t)\}$, onde o símbolo $\{\}$ denota um conjunto de amostras, o valor médio, $\mu_x(t_l)$, e a função autocorrelação, $R_x(t_l, t_l + \tau)$, são:

$$\mu_x(t_l) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X_k(t_l) \quad (4.21)$$

$$R_x(t_l, t_l + \tau) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X_k(t_l) X_k(t_l + \tau) \quad (4.22)$$

Para o caso geral quando $\mu_x(t_1)$ e $R_x(t_1, t_1 + \tau)$ variam com t_1 , o processo aleatório $\{X(t)\}$ é dito não estacionário. Para o caso em particular em que todos os momentos e correlações são invariantes em relação ao tempo, o processo aleatório $\{X(t)\}$ é dito estacionário. Logo, $\mu_x(t_1) = \mu_x$ e $R_x(t_1, t_1 + \tau) = R_x(\tau)$.

Na maior parte dos casos, é possível descrever as propriedades de um processo aleatório estacionário através do cálculo de médias temporais de amostras específicas no conjunto. Por exemplo, seja a k -ésima amostra de um determinado processo, o valor médio $\mu_x(k)$ e a função autocorrelação $R_x(t, k)$ desta amostra são representadas por:

$$\mu_x(k) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T X_k(t) dt \quad (4.23)$$

$$R_x(\tau, k) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T X_k(t) X_k(t + \tau) dt \quad (4.24)$$

Se um processo aleatório $\{X(t)\}$ é estacionário, $\mu_x(k)$ e $R_x(t, k)$ não diferem quando computados através de diferentes amostras e o fenômeno é dito ergódico. Para processos aleatórios ergódicos, o valor médio é a função autocorrelação, e todos os outros momentos e correlações calculados por média temporal não diferem dos calculados por diferentes amostras de conjuntos. Então, $\mu_x(k) = \mu_x$ e $R_x(t, k) = R_x(\tau)$.

Vale aqui ressaltar que somente processos estacionários podem ser ergódicos. A maior parte dos fenômenos físicos, incluindo a mecânica dos fluidos, produz sinais ergódicos. Com isso, as propriedades destes fenômenos podem ser medidas adequadamente a partir de uma amostra ao longo de um intervalo de tempo.

4.4.3 Análise estatística do sinal

No texto a seguir será adotada a hipótese de decomposição do sinal em uma parte média e a outra flutuante. Logo, para um sinal qualquer, $X(t)$,

$$X(t) = \overline{X}(t) + x'(t) \quad (4.25)$$

4.4.4 Análise estatística do no domínio da amplitude

Neste caso, os parâmetros calculados estão relacionados à distribuição de amplitude de sinal, sem fornecer qualquer informação relacionada quanto às

características do sinal no domínio do tempo. Para a determinação dos parâmetros associados à amplitude, pode ser definida uma frequência ótima de aquisição, baseada na escala de tempo integral relacionada ao fenômeno a ser estudado.

No caso de uma amostra simples $X(t)$, pode-se definir: valor médio, $\overline{X}(t)$, a média quadrática, $\overline{X^2}$, os momentos de ordem superior, $\overline{X^m}$, e a função de probabilidade $p(X)$.

4.4.5 A função densidade de probabilidade

Seja o sinal estacionário $X(t)$. Para cada instante de tempo, a probabilidade de que a faixa da amplitude do sinal se encontre na faixa compreendida entre (X) e $(X + \Delta X)$ é T_x/T , onde T_x é o montante de tempo, somado ao longo do tempo total de observação do sinal T , em que a amplitude do sinal esteja compreendida naquela faixa. Para intervalos ΔX infinitesimais, a função de probabilidade, $p(X)$, é:

$$p(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{T_x}{\Delta X \cdot T} \right] \quad (4.26)$$

Para um determinado período de observação, T , $p(X)$ descreve exatamente estatística do sinal no domínio da amplitude.

Na análise do sinal, o sinal contínuo $X(t)$, $0 < t < T$ é substituído pelo sinal discreto $X(n)$, $n = 1, 2, 3, \dots, N$; onde T é o tempo total de aquisição e N é o número de elementos da amostra digitalizada. N e T relacionam-se através da taxa de aquisição, SR , na forma,

$$N = (SR) \cdot (T) \quad (4.27)$$

e o intervalo de tempo, Δt , entre os momentos é

$$\Delta t = \frac{1}{SR} = \frac{T}{N} \quad (4.28)$$

desta forma o equivalente digital de $p(X)$ é:

$$\hat{p}(X) = \frac{N_x}{\Delta X \cdot N} \quad (4.29)$$

onde N_x é o número de elementos (de um total N) cuja amplitude encontra-se na faixa delimitada por $(X - \Delta X/2)$ e $(X + \Delta X/2)$. O acento circunflexo designa uma grandeza medida ou estimada.

O valor médio e a média quadrática são definidos em termos da função densidade de probabilidade por:

$$\bar{X} = \int_{-\infty}^{+\infty} Xp(X)dX \quad (4.30)$$

$$\overline{x^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} X^2 p(X)dX \quad (4.31)$$

ou seja, \bar{X} e $\overline{x^2}$ são o primeiro e o segundo momento de distribuição $p(X)$, respectivamente. Uma vez que $\overline{X^2}$ é a média quadrática do sinal, este é geralmente caracterizado como a energia total contida no mesmo. Em alguns casos, onde se deseja considerar apenas a energia contida na parte flutuante do sinal, costuma-se definir

$$\sigma^2 = \overline{x^2} - \bar{X}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (X - \bar{X})^2 p(X)dX \quad (4.32)$$

como a variância do sinal. O símbolo σ representa o desvio padrão, ou seja, um parâmetro que caracteriza a largura da função de densidade de probabilidade.

Caso seja possível comprovar a ergodicidade do sinal, é possível obter os valores da média e da variância do mesmo a partir do cálculo do primeiro e segundo momento no domínio do tempo. Assim, para uma amostra infinitamente longa, $X(t)$, o valor médio, \bar{X} , e a variância, σ^2 , são

$$\bar{X} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T X(t)dt \quad (4.33)$$

$$\sigma^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [X(t) - \bar{X}]^2 dt \quad (4.34)$$

Na forma digital, uma estimativa para o valor médio de uma amostra é expressa como,

$$\hat{\bar{X}} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N X(n) \quad (4.35)$$

onde $\hat{\bar{X}}$ é uma estimativa não tendenciosa para a variância, σ^2 , que na forma digital é descrita por

$$\frac{\hat{\sigma}^2}{x^2} = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N [X(n) - \hat{\bar{X}}]^2 \quad (4.36)$$

4.4.6 Avaliação de incertezas

A descrição estatística completa de \hat{X} somente pode ser realizada se a função densidade de probabilidade for conhecida ou, num caso limite, $N \rightarrow \infty$. No presente contexto, mesmo que, freqüentemente, $p(X)$ não seja conhecida, invariavelmente $N \gg 1$. Desta forma, o teorema do limite central enuncia que se \hat{X} é o valor médio (estimativa) de uma amostra de um processo aleatório de tamanho N , o valor médio (verdadeiro), \bar{X} , e a variância, σ^2 , então,

$$\zeta = \frac{(\hat{X} - \bar{X})}{(\sigma / \sqrt{N})} \quad (4.37)$$

é uma variável aleatória cuja distribuição se aproxima da distribuição normal quando $N \rightarrow \infty$. Deve ser enfatizado que o teorema do limite central vale independentemente da forma da distribuição X_i associado à variável $X(t)$. Mesmo para casos onde a distribuição X_i afasta-se da normal, pequenos valores de N ainda fornecem uma população ζ relativamente próxima da normal.

Para ilustrar a especificação de incertezas, seja $\omega(k)$ uma estimativa para o valor médio μ_ω . A especificação da incerteza para $\omega(k)$ é:

$$-\zeta_{\alpha/2} < \frac{\omega(k) - \mu_\omega}{\sigma} < \zeta_{\alpha/2} \quad (4.38)$$

onde $\zeta_{\alpha/2}$ é o valor de ζ para o qual $p(\zeta) = 1 - \alpha/2$.

Sendo,

$$p(\zeta) = \int_{-\infty}^{\zeta} p(\zeta) d\zeta \quad (4.39)$$

A função probabilidade associada à função densidade de probabilidade Gaussiana (ou normal),

$$p(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\zeta^2/2} \quad (4.40)$$

em outras palavras, $\zeta_{\alpha/2}$ é um parâmetro de medida do intervalo,

$$\mu_\omega - \zeta_{\alpha/2}\sigma < \omega(k) < \mu_\omega + \zeta_{\alpha/2}\sigma \quad (4.41)$$

em que $\omega(k)$ estará contido com $(1 - \alpha)\%$ de probabilidade.

Com base no procedimento descrito acima, a incerteza relativa à estimativa do valor médio, com $(1 - \alpha)\%$ de probabilidade, é:

$$1 - \zeta_{\alpha/2} \in \left[\frac{\hat{X}}{\bar{X}} \right] < \frac{\hat{X}}{\bar{X}} < 1 + \zeta_{\alpha/2} \in \left[\frac{\hat{X}}{\bar{X}} \right] \quad (4.42)$$

onde $\in \left[\frac{\hat{X}}{\bar{X}} \right]$ é o desvio padrão normalizado, sendo:

$$\in \left[\frac{\hat{X}}{\bar{X}} \right] = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\sigma}{\bar{X}} \quad (4.43)$$

A incerteza da estimativa da variância é deduzida, analogamente, então:

$$1 - \zeta_{\alpha/2} \in \left[\frac{\hat{X}^2}{\bar{X}^2} \right] < \frac{\hat{X}^2}{\bar{X}^2} < 1 + \zeta_{\alpha/2} \in \left[\frac{\hat{X}^2}{\bar{X}^2} \right] \quad (4.44)$$

onde

$$\in \left[\frac{\hat{X}^2}{\bar{X}^2} \right] \approx \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (4.45)$$

4.4.7 Análise estatística no domínio do tempo (função autocorrelação)

A função autocorrelação para uma amostra $X(t)$, R_x , informa que existe correlação entre os sinais $X(t)$, $X(t + \tau)$ e a taxa de decaimento da correlação.

A função autocorrelação, mostrada abaixo, descreve a dependência (correlação) entre valores de uma determinada grandeza $X(t)$ com respeito ao tempo

$$R_x(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int X(t)X(t + \tau)dt \quad (4.46)$$

O valor máximo de $R_x(\tau)$ ocorre em $t = 0$, ou seja, $\sigma^2 = R_x(0)$.

O coeficiente da correlação, $\rho_x(t)$, é definido por:

$$\rho_x(\tau) = \frac{R_x(\tau)}{\sigma^2} \quad (4.47)$$

A escala de tempo integral,

$$T_1 = \int_0^{\infty} \rho_x(\tau) d\tau \quad (4.48)$$

é a medida global da escala de tempo dominante no sinal. A título ilustrativo, para uma camada limite sobre uma placa plana de espessura δ e a velocidade de corrente livre U_∞ , a escala de tempo integral, estimada a partir do tempo de convecção dos maiores turbilhões é $T_1 = \delta / U_\infty$.

Assim, os sinais $X(t)$ e $X(t + \tau)$ são considerados estatisticamente independentes (ou não correlacionados) quando $\tau \geq 2T_1$. Na análise digital de sinais, $\tau \geq 2T_1$ representa o intervalo de tempo ótimo para a escolha da taxa de aquisição de dados relativa às grandezas estatísticas no domínio da amplitude.

Uma estimativa não tendenciosa da função autocorrelação para o atraso de tempo $\tau = 2T_1$ pode ser obtida através de

$$\hat{R}_x(s\Delta t) = \frac{1}{N-s} \sum_{s=0}^{N-s} X(n\Delta t)X(n\Delta t + s\Delta t) \quad (4.49)$$

onde $s = 0, 1, 2, \dots, m$.

Capítulo 5

Resultados

Neste capítulo serão apresentados os diversos padrões de escoamento que podem ser reproduzidos no aparato bifásico vertical ar-água experimental, bem como a sua identificação nos mapas de padrão de escoamento fornecidos por Taitel *et al.*, (1980), levando em conta as diversas vazões volumétricas da fase líquida e da fase gasosa conduzidas nesta seção de teste. Serão apresentados também os resultados das medições das diversas propriedades dinâmicas do escoamento obtidos por intermédio das técnicas VIP (Velocimetria por Imagem de Partículas) e *Shadow Sizer*, bem como sua posterior análise crítica e comparação dos resultados com o modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983).

5.1 Mapas de padrão de escoamento

Com o intuito de prever as condições em que a transição entre os padrões de escoamento atua, é de fundamental importância a compreensão dos mecanismos físicos pelos quais tal transição ocorre. Deste modo, a influência das propriedades dos fluidos e da dimensão dos tubos, assim como das vazões das fases presentes no escoamento, são, naturalmente, levados em consideração nas equações de transição entre os padrões de escoamento. A tarefa de elaborar as curvas de transição de regimes de escoamento ou mapas que contêm estas curvas é freqüentemente simples.

Neste trabalho, utilizou-se o mapa de padrões de escoamento fornecido por Taitel *et al.* (1980) para uma tubulação vertical com diâmetro interno de 25 mm e com os fluidos ar e água a uma temperatura de 25°C e pressão de 1MPa. No aparato montado foram testadas 11 combinações distintas de vazões volumétricas de fase líquida e gasosa, o que acarretou na identificação de três padrões de escoamento distintos, dentre estes: bolhas, pistonado e agitado. São apresentadas na Figura 5.1 as diversas condições de vazões volumétricas (líquida e gasosa) impostas ao aparato experimental identificadas no mapa de padrão de escoamento, bem como a sua associação às imagens

fornecidas pelo *Shadow Sizer*. Vale ressaltar que esta técnica de medição é apropriada para regime de bolhas dispersas.

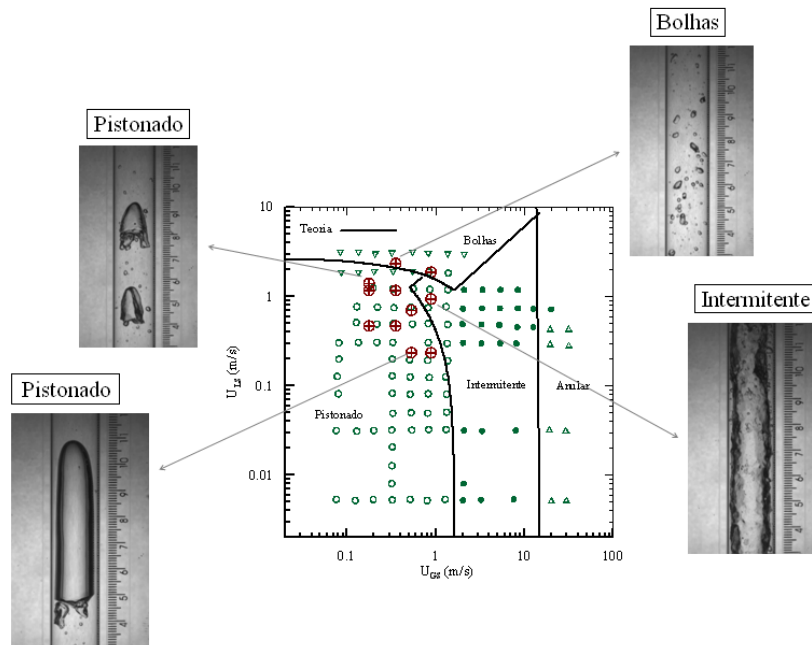


Figura 5.1: Mapa de padrão de escoamento e identificação dos padrões através do *Shadow Sizer* (Taitel *et al.* (1980)).

Dentre todos os outros padrões de escoamento identificados no aparato experimental, a escolha do padrão de escoamento pistonado como objeto de estudo deve-se ao fato deste ser facilmente obtido no experimento construído para este trabalho. Pode-se dizer que sua escolha também se deve à complexidade do fenômeno, bem como sua ocorrência em larga escala nas indústrias, principalmente na nuclear e na do petróleo.

5.2 Resultados fornecidos pelo VIP

A medição campo de velocidade instantânea foi obtida pelo sistema VIP estereoscópico do fabricante LaVision. A fonte de luz foi fornecida por um laser de pulso duplo tipo Nd:YAG que dispara feixes de luz verde ($\lambda = 532 \text{ nm}$) de curta duração (10 ns) e alta intensidade de energia (120 mJ). Os feixes de laser paralelos são transmitidos através de um conjunto de lentes cilíndricas e esféricas ajustáveis e resultam, após esta passagem, em um feixe de laser plano com 1 mm de espessura. O espalhamento do feixe nas partículas traçadoras de rodamina (20 a 50 μm) presentes no

escoamento foi registrada a uma taxa de aquisição de 15 Hz pelas duas câmeras de CCD que possuem, ambas, 1558 x 1153 pixels e uma resolução de 16-bit. A imagem das duas câmeras foi ajustada com uma lente Nikkor 50 mm / 1,4D. Já a calibração da imagem foi obtida por intermédio de um alvo de calibração posicionado dentro do campo de visão das câmeras de CCD.

Em todas as medições os vetores de velocidade foram processados através do programa LaVision DaVis 7.2. O campo de velocidade instantânea foi obtido por um algoritmo de correlação cruzada. Uma vez que imagens de alta resolução foram adquiridas durante a campanha de medição, não se fez uso do pré-processamento de imagem disponível no referido programa. Uma estimativa do erro absoluto de deslocamento, largamente utilizado na literatura, utilizando algoritmos de auto-calibração é de 0,05 pixels. Após esta etapa é realizado o pós-processamento das imagens e alguns vetores espúrios foram detectados por intermédio de uma comparação com a média de oito vetores vizinhos. Vale ressaltar que nenhum filtro adicional foi aplicado nos vetores que representam o campo de velocidade, de forma que as informações acerca das propriedades do escoamento sejam mantidas.

Uma série de parâmetros devem ser considerados para a estimativa da incerteza na medição através do VIP (Raffel *et al.* (1998)). Os erros sistemáticos ocorrem devido às incertezas na determinação dos parâmetros geométricos e da tolerância de fabricação das câmeras de CCD e das lentes. Já os erros residuais ocorrem, principalmente, devido às incertezas na determinação no deslocamento médio de uma partícula traçadora através da janela de interrogação. Tais erros dependem do tamanho da janela de interrogação, do tempo de separação entre dois pulsos consecutivos de laser, da ampliação da imagem capturada, da componente de velocidade perpendicular ao plano, da turbulência e da escala de comprimento do escoamento, etc. Portanto, a seleção adequada dos parâmetros de captura das imagens e da janela de interrogação é fundamental para a redução dos erros de medição das propriedades de interesse.

As medições com o sistema VIP foram realizadas exclusivamente para o padrão de escoamento pistonado, conforme é observado na Figura 5.3. A Figura 5.2 ilustra o local onde o aparato experimental foi construído. A condição de operação para tal escoamento é a seguinte:

- $Q_l = 8$ l/min
- $Q_g = 3$ l/min

As propriedades dinâmicas mensuradas no presente trabalho através desta técnica são as seguintes:

- Velocidade média (V)
- Velocidade média na direção x (V_x)
- Velocidade média na direção y (V_y)
- Velocidade média na direção z (V_z)
- Flutuação de velocidade direção x (u')
- Flutuação de velocidade na direção y (v')
- Flutuação de velocidade na direção z (w')
- Componente xx do tensor de Reynolds ($\overline{u'u'}$)
- Componente xy do tensor de Reynolds ($\overline{u'v'}$)
- Componente xz do tensor de Reynolds ($\overline{u'w'}$)
- Componente yy do tensor de Reynolds ($\overline{v'v'}$)
- Componente yz do tensor de Reynolds ($\overline{v'w'}$)
- Energia cinética turbulenta média ($k = \frac{1}{2} [\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}]$)
- Energia cinética turbulenta instantânea ($k' = \frac{1}{2} [u'^2 + v'^2 + w'^2]$)

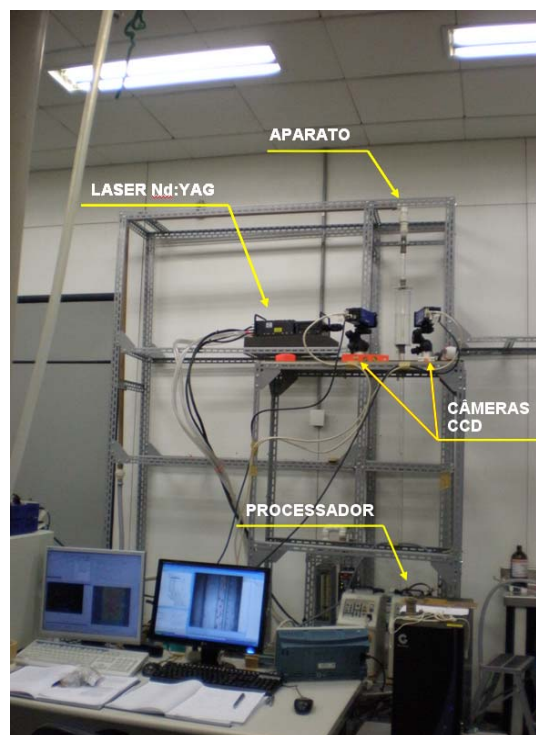


Figura 5.2 – Medição com o sistema VIP no aparato ar-água vertical.

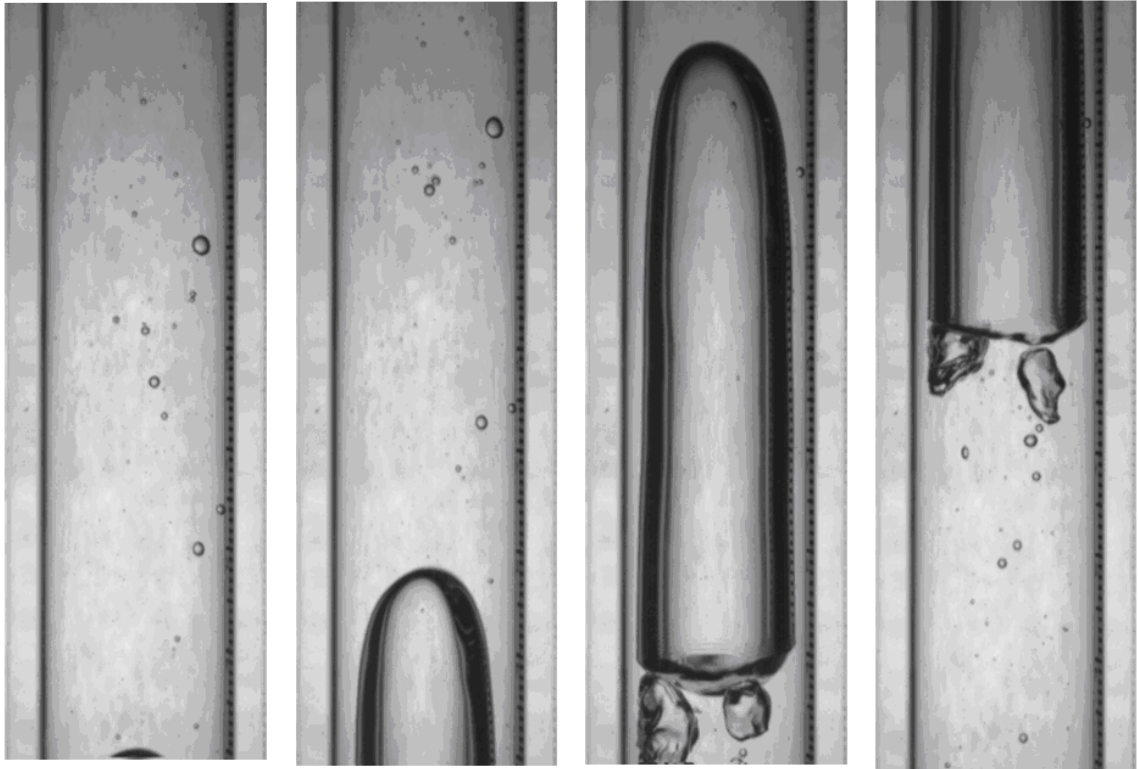


Figura 5.3: Seqüência temporal de ascensão de uma bolha de Taylor em uma tubulação vertical.

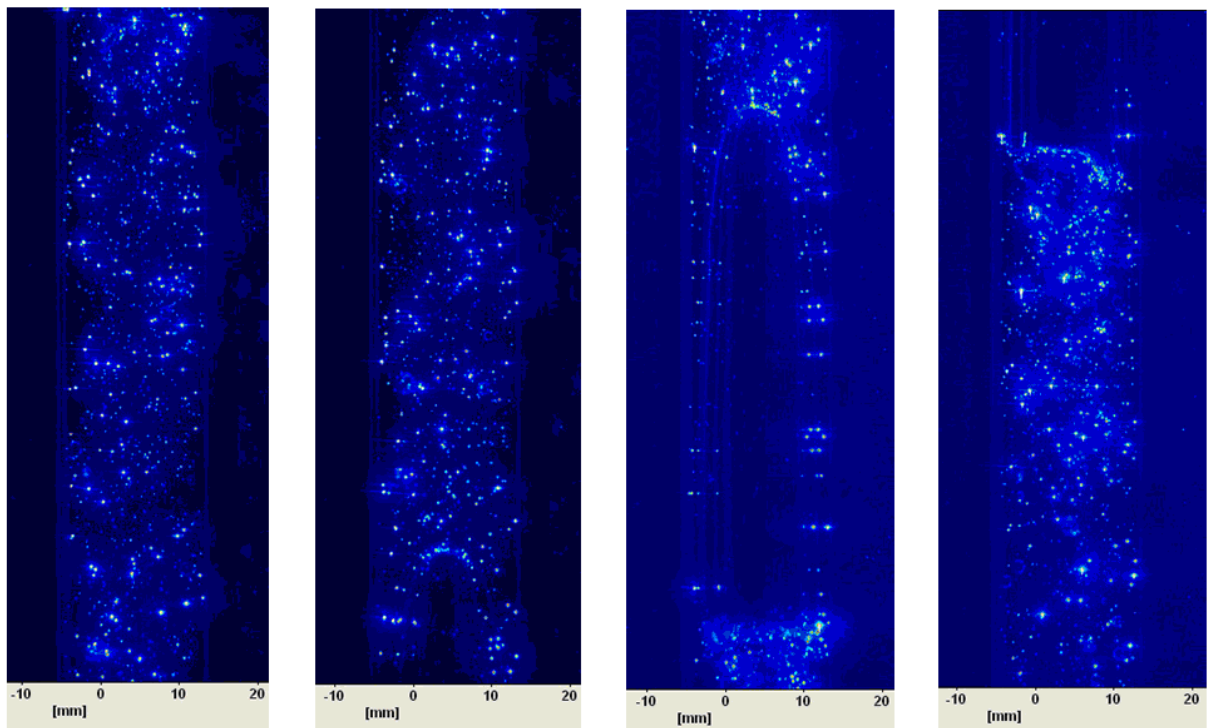


Figura 5.4: Imagens adquiridas da ascensão de uma bolha de Taylor em uma tubulação vertical através do sistema VIP.

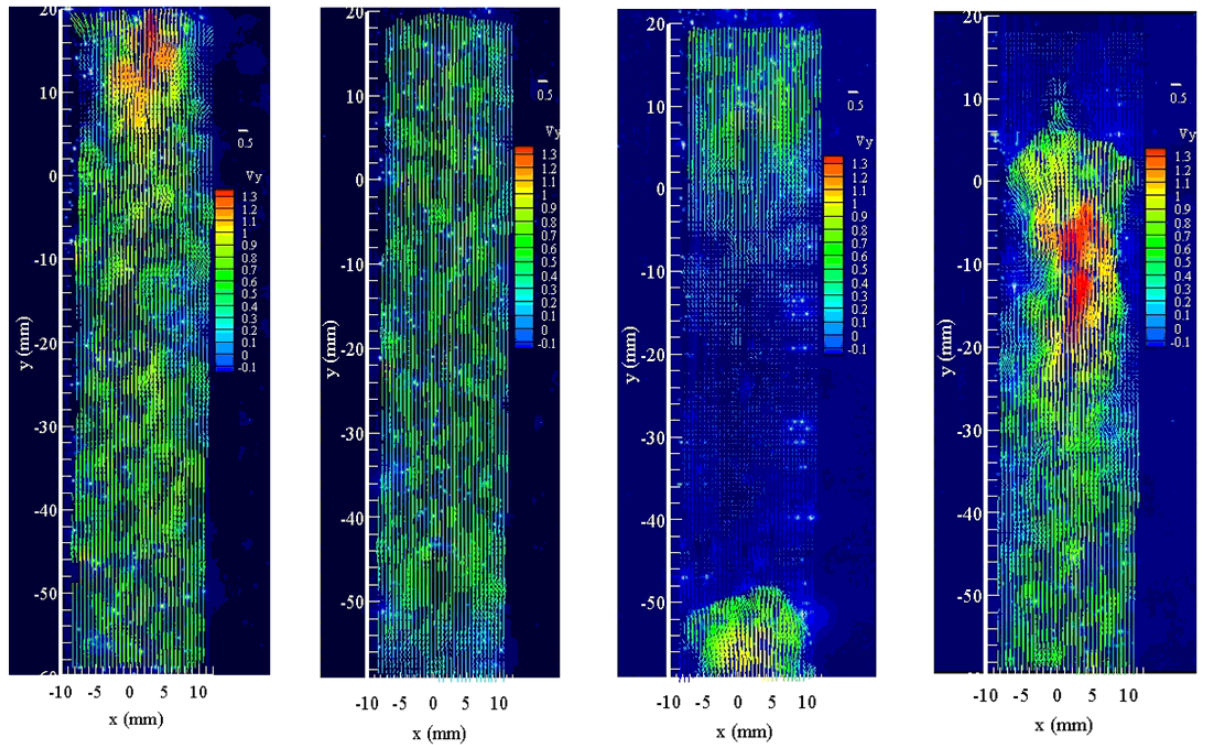


Figura 5.5: Campos vetoriais de velocidades instantâneas obtidos através do sistema VIP.

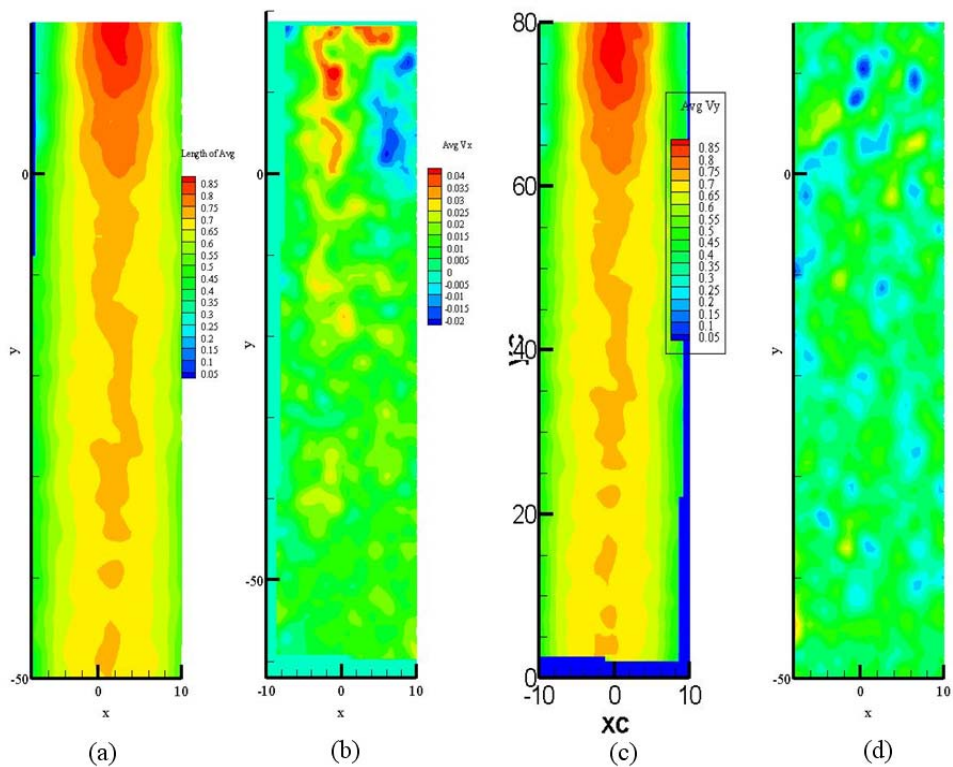


Figura 5.6: Velocidade média do escoamento medido pelo sistema VIP. (a): Campo de velocidade média escalar; (b): Campo de velocidade média na direção radial; (c): Campo de velocidade média na direção longitudinal; (d): Campo de velocidade média na direção transversal ao plano de escoamento.

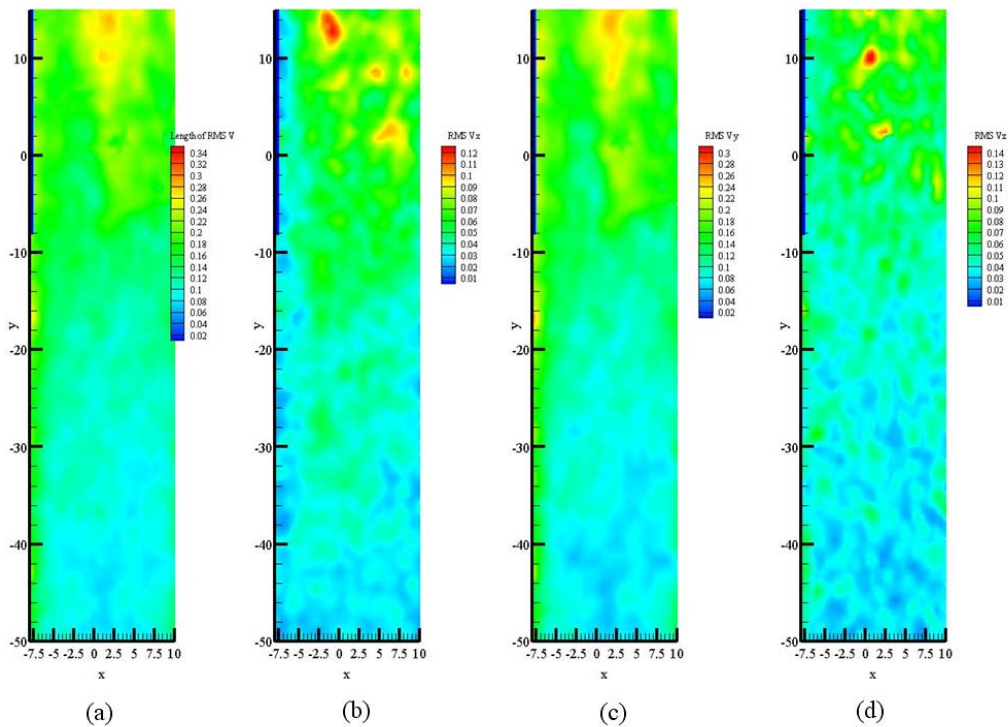


Figura 5.7: Campo de flutuação de velocidade do escoamento medido pelo sistema VIP. (a) Campo de flutuação de velocidade escalar; (b): Campo de flutuação de velocidade na direção longitudinal (u'); (c): Campo de flutuação de velocidade na direção radial (v'); (d): Campo de flutuação de velocidade na direção transversal ao plano de escoamento (w').

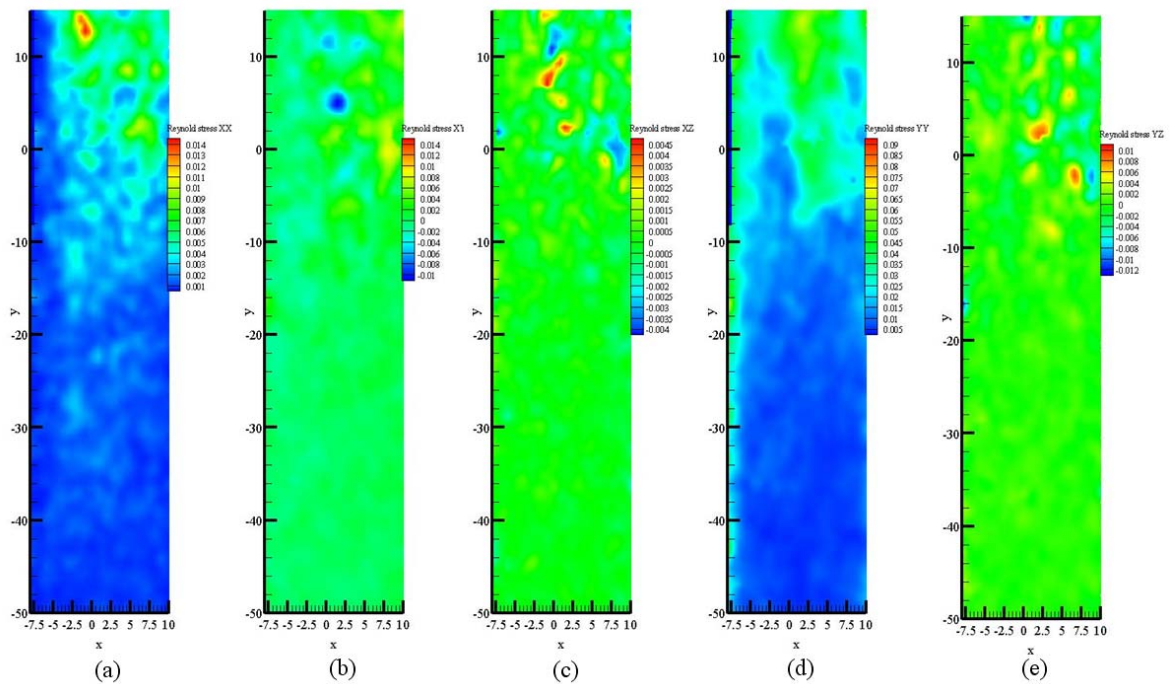


Figura 5.8: Componentes do Tensor de Reynolds do escoamento medido pelo sistema VIP. (a) Componente $\bar{u}'u'$ do Tensor de Reynolds; (b): Componente $\bar{u}'v'$ do Tensor de Reynolds; (c): Componente $\bar{u}'w'$ do Tensor de Reynolds; (d): Componente $\bar{v}'v'$ do Tensor de Reynolds; (e): Componente $\bar{v}'w'$ do Tensor de Reynolds.

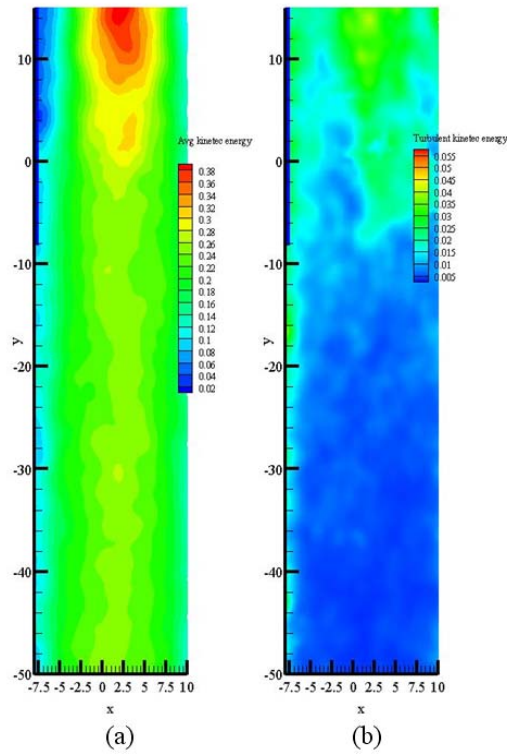


Figura 5.9: Energia cinética turbulenta do escoamento medido pelo sistema VIP. (a): Energia cinética turbulenta média ($k = \frac{1}{2} [\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}]$); (b): Energia cinética instantânea ($k' = \frac{1}{2} [u'^2 + v'^2 + w'^2]$).

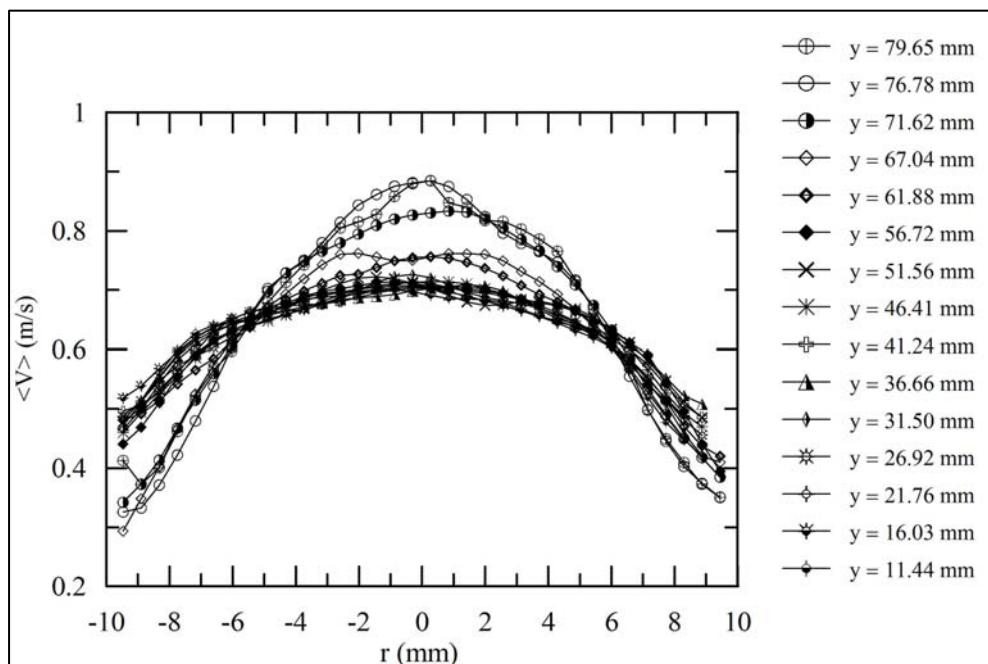


Figura 5.10: Perfis de velocidade média da fase líquida para diferentes seções transversais ao longo do tubo vertical.

Neste experimento foram obtidas 300 imagens para o processamento dos resultados pelo VIP. O ponto onde realiza a aquisição das imagens através desta técnica está localizado a 1,60 m do ponto de injeção de ar e consiste em um paralelepípedo transparente de seção transversal quadrada de 100 mm x 100 mm e com 300 mm de altura. A aplicação desta caixa, tem por objetivo corrigir o efeito da superfície curva de uma tubulação e a conseqüente validade dos resultados reduzidos, uma vez que o VIP e o *Shadow Sizer* são técnicas baseadas em medição óptica. Três faces desta caixa (a frontal e as duas laterais) são constituídas de acrílico, material que permite a visualização do escoamento e aquisição de dados. A quarta face (traseira), perpendicular à direção do feixe de laser, é constituída de PVC, material opaco que impede a passagem do feixe de laser. No interior desta caixa há a presença de glicerina para que o índice de refração do acrílico seja corrigido e não haja medições equivocadas.

Pode-se observar na Figura 5.3 o movimento de ascensão de uma bolha de Taylor em um tubo vertical obtidos por uma câmera com resolução de 1280 x 1024 pixels e uma aquisição de 2080 quadros por segundo. Nesta figura nota-se a existência de pequenas bolhas dispersas no pistão líquido, bem como a presença de duas bolhas menores na esteira da bolha de Taylor. Tais observações comprovam a coerência do modelo proposto por Fernandes *et al.*, (1983) em termos da relevância das vazões volumétricas Q_A e Q_B , que representam a vazão de gás entranhada no topo da bolha de Taylor e a vazão volumétrica de gás entranhada na esteira da bolha de Taylor, respectivamente. A geométrica peculiar da bolha de Taylor também é claramente ilustrada por estas imagens.

Na Figura 5.4 estão representadas as imagens da ascensão das bolhas de Taylor que serão processadas para a determinação do campo de velocidade instantânea do escoamento. Nota-se a presença das partículas traçadoras de rodamina, bem como a incidência do feixe de laser na tubulação. Deve-se atentar que a incidência do feixe de laser em uma partícula traçadora acarreta no espalhamento de luz. Como já foi explicitado anteriormente no Capítulo 4 (Aparato Experimental e Técnicas de Medição), esta partícula deve possuir um tamanho reduzido o suficiente para acompanhar a fase líquida sem interferir no seu escoamento e grande o suficiente para emitir uma intensidade de luz de forma que a câmera de CCD possa a identificar na imagem. Outra observação pertinente é que o excessivo espalhamento de luz por uma partícula de rodamina acarreta o processamento de um vetor de velocidade com magnitude exagerada, além da provável danificação da câmera de CCD. Este efeito pode ser

corrigido com o ajuste da abertura da câmera de CCD. Pode-se observar na Figura 5.4 a ausência do espalhamento de luz nas partículas de rodamina quando há a presença de bolhas de Taylor na imagem aquisitada. Isto significa que o sistema VIP mede somente a propriedades dinâmicas do escoamento na fase líquida, já que as partículas de rodamina que aparecem por trás da bolha de Taylor, presentes no filme líquido ao redor desta, não espalham luz. As regiões que apresentaram maior luminosidade nas imagens foram na interface entre a região superior da bolha de Taylor (topo) e a sua região inferior (esteira).

A Figura 5.5 representa o campo instantâneo de velocidades gerado através das imagens contidas na Figura 5.4. Na Figura 5.5(a) pode-se notar que a região predominante no escoamento (verde) possui velocidade instantânea longitudinal na ordem de 0,5 m/s. Contudo, especificamente em sua região superior, observa-se a ocorrência de um campo de velocidade instantânea na ordem de 1,3 m/s. Supõe-se que isto se deva, principalmente, à passagem de uma bolha de Taylor em um instante anterior e que, no momento da aquisição da imagem, flagrou-se apenas a esteira provocada por aquela. Já na Figura 5.5(b) pode-se constatar que, após a passagem da bolha de Taylor e de sua esteira inerente, forma-se uma região, cujo campo de velocidade instantânea apresenta maior uniformidade e é da ordem de 0,5 m/s. Ainda nesta figura, pode-se destacar o surgimento da região superior de uma bolha de Taylor ascendente, que é caracterizado pela ausência de vetores de velocidade instantânea, já que em seu interior apenas a fase gasosa está presente. Na Figura 5.5(c) este efeito é ainda mais pronunciado do que na figura anterior. Pode-se observar também o delineamento, no plano do feixe de laser, do contorno da região inferior da bolha de Taylor. Finalmente, na Figura 5.5(d), observa-se claramente a formação de um campo de velocidade turbulenta com magnitude elevada logo após a bolha de Taylor, ou seja, na esteira, e o filme de líquido descendente ao redor da bolha de Taylor que se mistura ao pistão de líquido. A velocidade longitudinal instantânea desta região é da ordem de -0,1 m/s. Observa-se também a uniformização do escoamento após a passagem da bolha de Taylor e sua esteira. Pode-se observar na Figura 5.10 os diferentes perfis de velocidade obtidos ao longo do comprimento do tubo. Nota-se que à medida que o escoamento evolui, obtêm-se maiores magnitudes para a velocidade média no interior do tubo.

A Figura 5.6(a) representa o campo de velocidade médio dos vetores de velocidade nas três direções do escoamento, ou seja, representa a velocidade média

escalar do escoamento. Nota-se que a velocidade média de maior magnitude é localizada no centro da região superior da Figura 5.6(a). Supõe-se que isto se deve ao critério de seleção das imagens ter se baseado somente naquelas em que a bolha de Taylor está enquadrada inteiramente. Como não há registro de vetores de velocidade na região delimitada pela bolha de Taylor, acredita-se que a localização do campo de velocidade de maior magnitude na região superior da imagem se deve à ocorrência da esteira formada pela bolha de Taylor anterior. A Figura 5.6(c) representa o campo de velocidade média longitudinal e sua semelhança com a Figura 5.6(a) ocorre em função da maior magnitude de V_y em relação aos demais componentes. A Figura 5.6(b) representa o campo de velocidade média na direção radial e a região de maior magnitude de velocidade média se localiza também, não coincidentemente, na região superior da figura. Observa-se, através desta imagem, que as velocidades radiais nesta região apontam para o centro da tubulação e tal fato é coerente com o fenômeno da vorticidade presente na esteira da bolha de Taylor. A Figura 5.6(d) representa o campo de velocidade média na direção transversal ao plano em que o escoamento é capturado. Pode-se perceber que a maior magnitude do campo de velocidade média localiza-se também na região superior da figura e que a turbulência é um fenômeno tridimensional, já que a presença de pequenas regiões, espalhadas na imagem, de velocidades médias positiva e negativa na direção transversal caracteriza este fenômeno.

As Figuras 5.7(a), 5.7(b), 5.7(c) e 5.7(d) representam o campo de flutuação de velocidade escalar, na direção longitudinal (u'), na direção radial (v') e na direção perpendicular ao plano de escoamento, respectivamente. Tais figuras apresentam duas características semelhantes e são elas: (1) a região de maior flutuação de velocidade está localizada na parte superior da figura e (2) na parte inferior a flutuação de velocidade é aproximadamente nula devido à ausência de partículas de rodamina na fase gasosa do escoamento.

As Figuras 5.8(a), 5.8(b), 5.8(c), 5.8(d) e 5.8(e) representam os componentes do tensor de Reynolds. Observa-se que as Figuras 5.8(a) e 5.8(d), componentes $\bar{u}'u'$ e $\bar{v}'v'$ (principais) do tensor de Reynolds, respectivamente, apresentam uma estrutura similar, ou seja, com uma magnitude maior na região superior da imagens e uma magnitude menor na região inferior, aproximadamente nula, nas mesmas. No entanto o componente $\bar{v}'v'$ apresenta uma magnitude maior (aproximadamente 0,06 J/kg) do que o componente $\bar{u}'u'$ (aproximadamente 0,01 j/kg) na região superior das imagens analisadas. Já as Figuras 5.8(b), 5.8(c) e 5.8(e), componentes $\bar{u}'v'$, $\bar{u}'w'$ e $\bar{v}'w'$

(secundários) do tensor de Reynolds, apresentam uma estrutura bastante uniforme ao longo de toda a imagem e de magnitude máxima inferior a 0,008 J/kg. As Figuras 5.9(a) e 5.9(b) representam a distribuição do campo de energia cinética turbulenta média e instantânea, respectivamente. A Figura 5.9(a) indica que a maior energia cinética na porção central da região superior da imagem, o que já era esperado dada a ocorrência de maiores magnitudes de velocidade exatamente nesta região. Como já foi salientado anteriormente, isto se deve ao critério de seleção das imagens, onde se optou por aquelas em que a bolha de Taylor estivesse completamente enquadrada. Já a Figura 5.9(b) indica que a energia cinética turbulenta instantânea é regida pelo componente $\bar{v}'v'$ do tensor de Reynolds devido à sua semelhança com o perfil apresentado na Figura 5.8(d). Tal fato é coerente, uma vez que magnitude do componente $\bar{v}'v'$ é a maior dentre todos os componentes principais do tensor de Reynolds obtidos por intermédio da técnica VIP.

5.3 Resultados fornecidos pelo *Shadow Sizer*

As medições das propriedades através da técnica de *Shadow Sizer* realizadas para este trabalho foram executadas no aparato experimental demonstrado na Figura 5.11. O modelo da câmera digital de alta definição (1280 x 1024 pixels) e alta taxa de aquisição de imagens (2080 quadros por segundo) utilizada para as medições foi o NanoSense Mk III, cuja foto ilustrativa podem ser observadas na Figura 5.12. Já o modelo de fonte de luz utilizada foi o *Motion LED* (19 LEDs), que, devido à sua característica de feixe de luz pulsante, é ideal para a detecção de objetos em movimento. Sua foto de catálogo é apresentada na Figura 5.13.

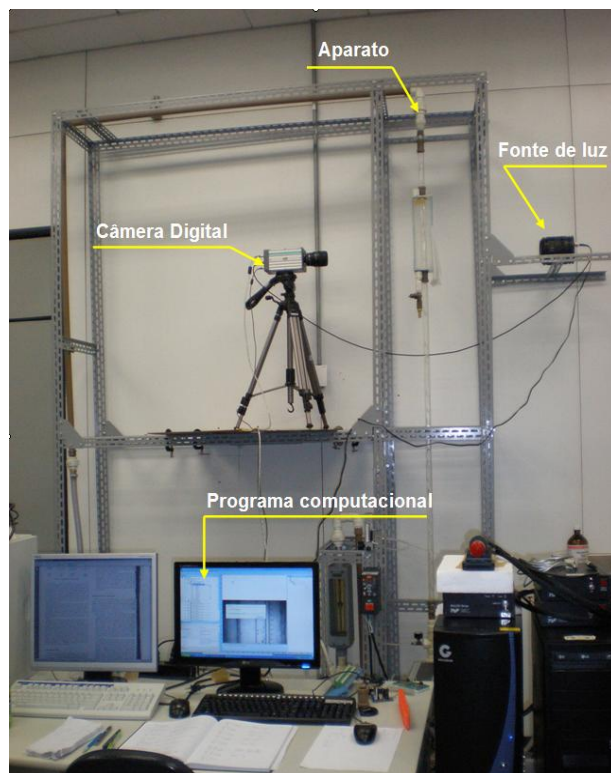


Figura 5.11 – Medição com o sistema *Shadow Sizer* no aparato ar-água vertical.



Figura 5.12 – NanoSense Mk III, 2080 frames por segundo a 1.3 Mega Pixel.



Figura 5.13 – Fonte de luz *Motion LED* (19 LEDs).

O pré e o pós-processamento das imagens captadas pela câmera digital foram implementados através do programa computacional *FlowManager* da Dantec, conforme pode-se observar na Figura 5.14. A redução dos dados no aparato experimental deu-se através da seguinte condição de escoamento:

- $Q_l = 40$ l/min
- $Q_g = 0,20$ l/min

De acordo com o mapa de padrão de escoamento, Figura 5.1, pode-se observar que quando a fase líquida experimenta grandes velocidades e a velocidade da fase gasosa é bem reduzida, há a ocorrência do padrão de escoamento de bolhas. Tal padrão de escoamento é bem definido pela presença de um meio líquido contínuo, onde se nota a presença de pequenas bolhas dispersas ao longo do escoamento. O processamento das imagens do padrão de escoamento pistonado deve ser realizado através de um algoritmo a ser executado no programa computacional *Mathematica7* para que se gerem resultados satisfatórios acerca das propriedades do escoamento.

Uma vez que a característica intrínseca da técnica de *Shadow Sizer* é a identificação do contorno de um objeto em uma dada imagem, pode-se perceber que, no padrão de escoamento de bolhas, quanto maior for a dispersão das bolhas na fase líquida contínua, maior será a dificuldade de obter os resultados com baixo grau de incerteza. No caso do padrão de escoamento pistonado, esta tarefa torna-se bastante árdua, uma vez que há a sobreposição dos contornos das bolhas de Taylor e dos contornos das bolhas dispersas na fase líquida. Contudo, a tarefa de mensurar as variáveis do modelo matemático proposto por Fernandes *et al.* (1983) para o padrão de escoamento pistonado através desta técnica é possível, uma vez que a vazão de gás entranhada no topo da bolha de Taylor proveniente da região líquida, Q_A , pode ser quantificada, conforme pode-se observar na Figura 5.15. Para tanto deve-se determinar o diâmetro da bolha que irá se colapsar com a bolha de Taylor, bem como a velocidade de translação da bolha pequena e a velocidade de translação da bolha de Taylor. Nota-se também que a bolha menor coalesce com a bolha de Taylor em sua superfície lateral e não em seu topo, conforme é definido por Fernandes *et al.* (1983). Percebe-se, desta forma, que há a presença de pequenas bolhas no filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor.

Outra observação notável através dos resultados obtidos é a evidência visual da ocorrência do filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, conforme pode ser contatado na Figura 5.16. Nesta pode-se perceber a ascensão da bolha de Taylor no tubo

vertical, enquanto as duas bolhas dispersas no filme líquido ao redor da bolha de Taylor permanecem estáticas.

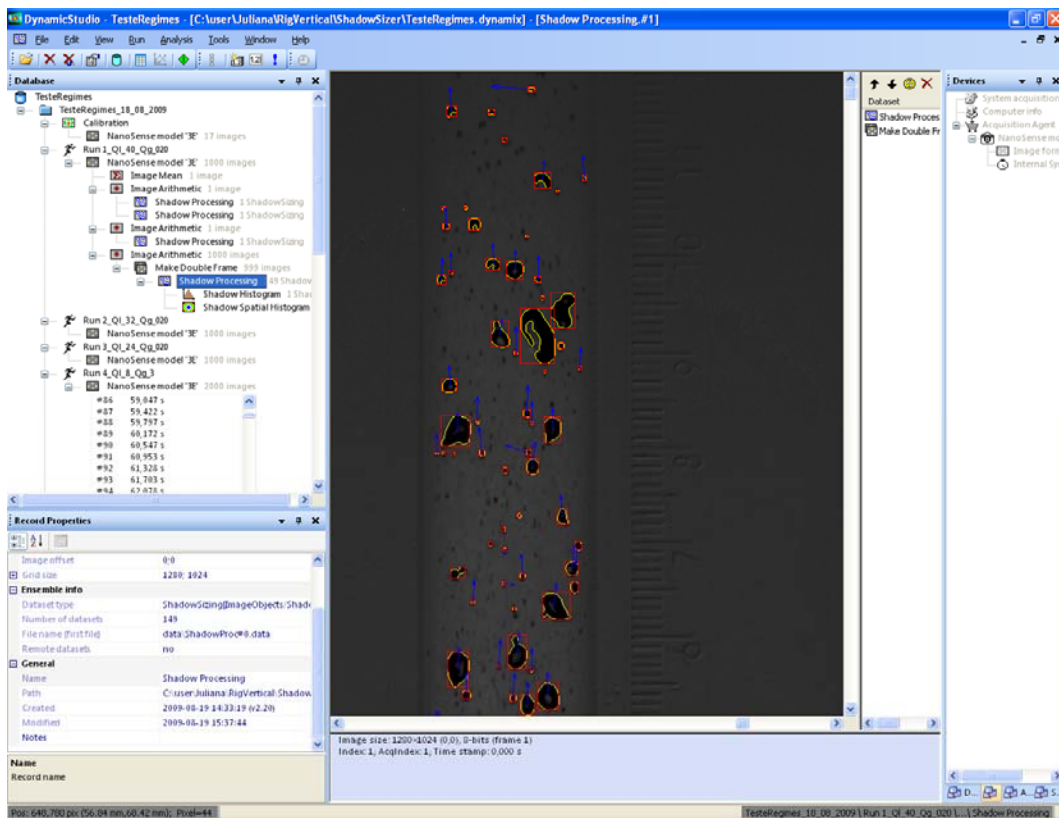


Figura 5.14 – Interface do programa computacional *FlowManager* da Dantec na aquisição de uma imagem.

Dada a grande diferença de massa específica entre as fases líquida e gasosa, sabe-se que as pequenas bolhas, em condições normais, descrevem uma trajetória ascendente no escoamento. Logo, a única explicação coerente que justifica a sua estagnação, enquanto a bolha de Taylor ascende livremente, é a presença de um escoamento descendente do filme de líquido ao redor da bolha de Taylor. Observa-se também nesta figura a interface ar-água na região inferior da bolha de Taylor, sua geometria bastante complexa e a esteira formada após sua passagem. Segundo Fernandes *et al.* (1983), nesta região, há uma grande concentração de pequenas e médias bolhas provocadas pela elevada energia cinética turbulenta ocasionada pela intensa mistura do filme de líquido descendente com o pistão líquido ascendente, o que acarreta o desprendimento e o entranhamento simultâneo da fase gasosa na região inferior da bolha de Taylor, assim como a fração de vazio local bastante elevada. Pode-se afirmar, então, que a modelagem proposta por Fernandes *et al.* (1983) acerca da vazão de gás entranhada na esteira da bolha de Taylor proveniente da região líquida, Q_B , da vazão total de gás cedida da região líquida para a bolha de Taylor, Q_C , e da fração de vazio na

esteira da bolha de Taylor, α_H , encontra forte respaldo experimental através dos imagens obtidas pela técnica de *Shadow Sizer*.

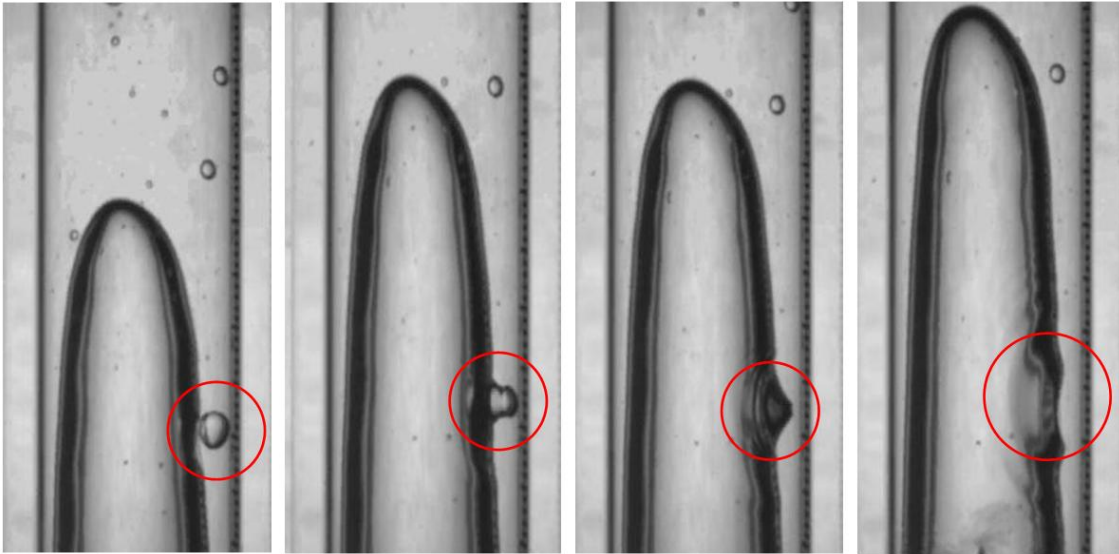


Figura 5.15 – Evolução da coalescência de uma bolha dispersa no filme líquido descendente com uma bolha de Taylor.

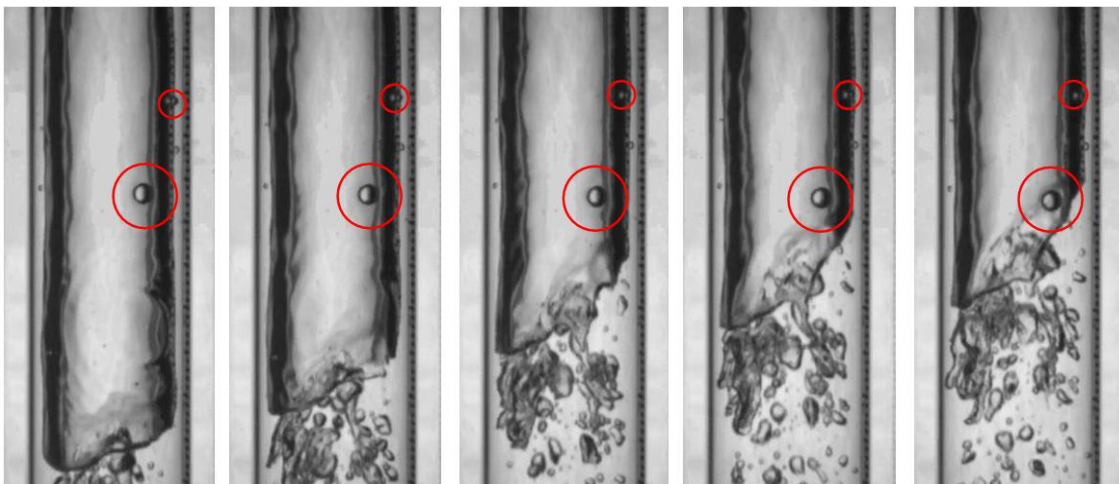


Figura 5.16 – Evolução da passagem de uma bolha de Taylor ascendente enquanto as bolhas dispersas ao seu redor estão em repouso.

Através da técnica de *Shadow Sizer* pode-se obter também os seguintes resultados acerca das imagens capturadas:

- Centróide de área (Cen x, Cen y)
- Delimitação do objeto no plano cartesiano (Xmax, Xmin, Ymax, Ymin)
- Área (Área)
- Perímetro (Perimeter)
- Diâmetro equivalente (EqDia)

- Orientação (Orient)
- Fator de forma (Shape)
- Excentricidade (Ecc)
- Momento de inércia (M01, M10, U20, U02, U11)
- Velocidade (U vel, V vel)

Ressalta-se também que pode-se obter a fração de vazio de um escoamento qualquer, em relação à área, por esta técnica através da razão entre a soma das áreas dos objetos localizados durante o processamento dos resultados e a área da seção longitudinal, que é a área da imagem adquirida.

Tabela 5.1: Algumas das propriedades reduzidas das medições realizadas através da técnica *Shadow Sizer* para um escoamento com $Q_l = 40$ l/min e $Q_g = 0,20$ l/min.

Frame	Area	Perimeter	EqDia	Ecc	Orient	Shape
0	1,491202572	0,877177983	0,408100609	2,315827637	-0,712392035	0,468102774
0	3,859583127	1,754355967	0,656551987	1,818822672	-0,026577118	0,72343156
0	1,05261358	0,789460185	0,342873093	1	0	0,537147933
0	7,98231965	2,806969547	0,944198874	1,706549718	0,567817536	0,895465174
0	6,929706069	2,456098354	0,879744029	1,954053406	-0,183962705	0,789730857
0	89,9984611	9,648957818	3,170417543	1,817662672	0,511660835	0,93848675
0	1,491202572	0,877177983	0,408100609	2,315827637	0,712392035	0,468102774
0	22,10488518	4,385889917	1,571241902	1,067323153	-0,81021673	0,789459043
0	1,315766975	0,877177983	0,383343772	2,170736581	0,480816431	0,530516477
0	5,175350102	2,017509362	0,760271635	1,503243646	-1,122397941	0,713499703
0	76,31448456	8,859497633	2,919459187	1,546701311	0,270765473	0,933068721
1	1,491202572	0,877177983	0,408100609	2,315827637	-0,712392035	0,468102774
1	3,771865329	1,666638169	0,64904829	1,246545162	0,060139947	0,668080633
1	1,05261358	0,701742387	0,342873093	1,349762748	0,50113589	0,424413182
1	8,684062036	2,63153395	0,984827981	1,601268252	-0,297230913	0,72343156
1	6,403399279	2,543816152	0,845676402	2,393298869	0,700267328	0,916776076
1	17,63127747	4,210454321	1,403268611	1,129476694	0,121786698	0,912171614
1	4,385889917	1,754355967	0,69988677	1,101781836	-0,924547993	0,636619772
1	100,1737257	11,31559599	3,344843741	2,295773168	0,291087891	1,159587306
1	69,82336748	8,420908641	2,792539442	1,325054665	0,580105129	0,921339168
1	2,017509362	1,140331379	0,474686303	1,016842105	0	0,584721421

Pode-se obter também pelo *Shadow Sizer* algumas análises estatísticas da propriedade do escoamento na forma de histogramas. Estas propriedades são a área dos objetos (bolhas) e a sua velocidade longitudinal, conforme se pode observar nas Figuras 5.17 e 5.18.

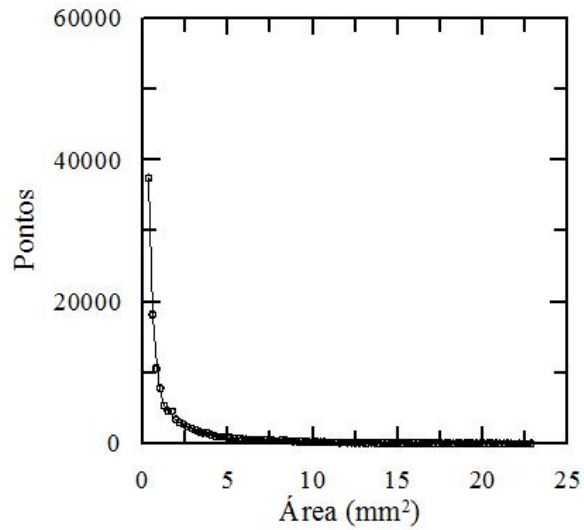


Figura 5.17: Histograma de distribuição da área das bolhas ($Q_l = 40$ l/min e $Q_g = 0,20$ l/min)

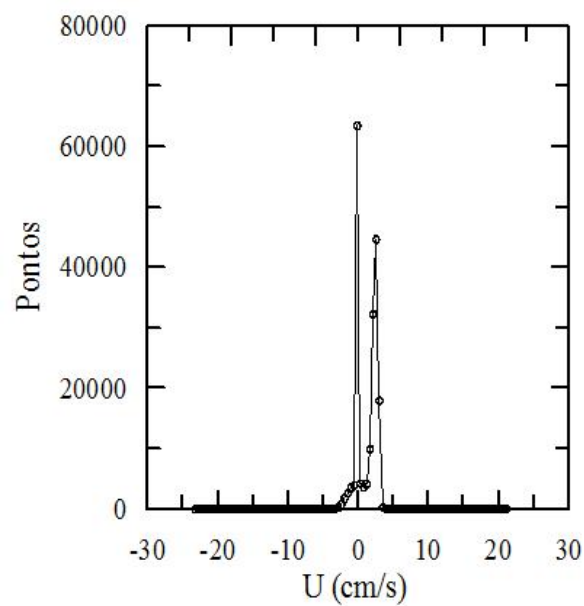


Figura 5.18: Histograma de distribuição da velocidade longitudinal das bolhas ($Q_l = 40$ l/min e $Q_g = 0,20$ l/min)

5.4 Resultado da quantificação das variáveis de interesse

5.4.1 Medições através das técnicas experimentais

Como já foi descrito em capítulos anteriores, utilizou-se para a determinação das propriedades dinâmicas do escoamento as técnicas de Velocimetria por Imagem de Partícula e o *Shadow Sizer*. Ambas as técnicas são ópticas e não intrusivas e fazem uso da aquisição de imagens de um determinado escoamento para a redução dos resultados. Os resultados obtidos experimentalmente são comparados com aqueles determinados pelo modelo de padrão de escoamento pistonado ascendente, em equilíbrio e isotérmico proposto por Fernandes *et al.* (1983).

Além das técnicas utilizadas neste trabalho para quantificar as 17 variáveis de interesse descritas por Fernandes *et al.* (1983) pode-se fazer uso de outras técnicas complementares para a medição das propriedades de um dado escoamento. Dentre estas, destacam-se o sensor óptico, o eletroresistivo e a Velocimetria por Laser Doppler. A implementação de todas as técnicas citadas para a medição das propriedades desejadas são demonstradas na Tabela 5.2, embora deva ser destacado que, para a realização deste trabalho, fez-se uso apenas das técnicas de VIP e *Shadow Sizer*.

Tabela 5.2: Correlação das técnicas de medição de escoamento com as variáveis de interesse.

Variáveis de interesse		Técnicas experimentais	
Fração de vazio	α_{SV}	Fração de vazio da célula de <i>slug</i> unitário	-
	α_{TB}	Fração de vazio da bolha de Taylor	<i>Shadow Sizer</i> , Sensor óptico, Eletroresistivo
	α_{LS}	Fração de vazio da região líquida	<i>Shadow Sizer</i> , Eletroresistivo
	α_H	Fração de vazio na esteira da bolha de Taylor	<i>Shadow Sizer</i> , Eletroresistivo
Vazões	Q_A	Vazão volumétrica de gás entranhada no topo da bolha de Taylor proveniente do pistão líquido	<i>Shadow Sizer</i>
	Q_B	Vazão de gás entranhada na esteira da bolha de Taylor proveniente do pistão líquido	<i>Shadow Sizer</i>
	Q_c	Vazão volumétrica total de gás cedida da região líquida para a bolha de Taylor	<i>Shadow Sizer</i>
	Q_{LTB}	Vazão volumétrica do filme líquido descendente	VIP, LDV
Comprimentos Característicos	δ_L	Espessura média do filme de líquido descendente	<i>Shadow Sizer</i> , LDV
	δ_G	Distância entre a interface da bolha de Taylor com o filme de líquido e o ponto $y(U_N)$.	-
	β	Razão entre o comprimento da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária	<i>Shadow Sizer</i> , Sensor óptico, Eletroresistivo
Velocidades	U_{GTB}	Velocidade de subida do gás na bolha de Taylor	-
	U_{GLS}	Velocidade do gás na região de líquido	<i>Shadow Sizer</i> , Eletroresistivo
	U_{LLS}	Velocidade do líquido na região de líquido	VIP, LDV
	U_{LTB}	Velocidade do filme de líquido ao redor da bolha de Taylor	VIP, LDV
	U_N	Velocidade de translação da bolha de Taylor	<i>Shadow Sizer</i> , Eletroresistivo, Sensor óptico, VIP
	U_s	Velocidade de atrito	-

Observa-se que para a determinação das frações de vazio fez-se uso da técnica de *Shadow Sizer* devido a sua característica de identificar de objetos (bolhas) nas imagens adquiridas, bem como determinação de suas propriedades físicas, tais como centróide, área, fator de forma, excentricidade, velocidade, etc. O motivo da técnica VIP

não ter sido aplicada para a obtenção dos resultados acerca da fração de vazio reside no fato das partículas traçadoras (rodamina) estarem presentes apenas na fase gasosa do escoamento. Como a fração de vazio da célula unitária do padrão de escoamento pistonado não pode ser determinada experimentalmente, por ser um conceito introduzido por Fernandes *et al.* (1983), obteve-se apenas o seu resultado teórico. Destaca-se que a fração de vazio da célula unitária do padrão de escoamento pistonado, α_{SU} , foi obtida apenas teoricamente por se tratar de uma variável definida pelo autor. Tal variável depende dos dados experimentais obtidos para a razão entre o comprimento da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária, β , fração de vazio do pistão líquida, α_{LS} , e fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} . Já a fração de vazio na esteira da bolha de Taylor, α_H , foi obtida apenas experimentalmente através da técnica *Shadow Sizer*, uma vez que sua previsão teórica é função da vazão volumétrica total de gás cedida da região líquida para a bolha de Taylor, Q_{LTB} , e da vazão volumétrica do filme líquido descendente, Q_C . Esta última propriedade não foi obtida experimentalmente, conforme descrito a seguir.

Já a escolha da técnica utilizada para a determinação dos resultados para a vazão volumétrica de padrões de escoamentos pistonados se baseia na definição de qual fase, líquida ou gasosa, pretende-se medir. Na determinação de Q_A , vazão volumétrica de gás entranhada no topo da bolha de Taylor, Q_B , vazão volumétrica de gás entranhada na esteira da bolha de Taylor, e Q_C , vazão volumétrica de gás desprendida da região inferior da bolha de Taylor para sua esteira, opta-se pela técnica de *Shadow Sizer* devido a sua característica de determinar a área e a velocidade dos objetos identificados. A determinação destas propriedades se dá através da determinação da área das pequenas bolhas próximas à bolha de Taylor, bem como a velocidade de translação das pequenas bolhas, velocidade de translação das bolhas de Taylor e frequência com que as bolhas menores se colapsam (Q_A e Q_B) e se desprendem (Q_C) da bolha de Taylor. Vale ser destacado que estas propriedades não foram determinadas experimentalmente neste trabalho pelo fato do *Shadow Sizer* não apresentar resultados satisfatórios para o padrão de escoamento pistonado. Contudo, tais resultados podem ser obtidos quando estas imagens são analisadas através de um algoritmo implementado em um programa numérico computacional. Já a vazão volumétrica do filme de líquido ao redor da bolha de Taylor, Q_{LTB} , é determinada através da técnica de VIP, onde pode-se observar claramente o fenômeno do filme líquido descendente ao redor de uma bolha de Taylor.

A espessura média do filme líquido descendente, δ_L , é determinada experimentalmente através de técnicas de VIP. A escolha desta técnica se deve por sua característica de determinação do campo vetorial de velocidade média da fase líquida de um escoamento e o fato da região de interesse, porção adjacente ao diâmetro interno do tubo, poder ser observada e pós-processada em detalhes. Já a distância entre a interface da bolha de Taylor com o filme líquido e o ponto $y(U_N)$, δ_G , não pôde ser estimada experimentalmente por se tratar de uma propriedade definida pelo autor. Esta variável pode ser obtida através do modelo proposto Fernandes *et al.* (1983) através da velocidade do filme de líquido ao redor da bolha de Taylor, U_{LTB} , da velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N , e da velocidade de atrito, U^* . No entanto, por conta da indisponibilidade dos dados experimentais da velocidade de atrito, U^* , neste trabalho, δ_G não foi obtida. Já a razão entre o comprimento da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária, β , pode ser determinada indiretamente através do comprimento da bolha de Taylor, l_{TB} , e do comprimento do pistão líquido, l_{LS} , dados estes que foram obtidos experimentalmente pela técnica de *Shadow Sizer*.

A determinação experimental da velocidade de ascensão do gás na bolha de Taylor, U_{GTB} , é uma tarefa um tanto quanto árdua devido à dificuldade técnica de se obter propriedades dinâmicas da fase gasosa em um escoamento bifásico através da técnica VIP. Além disso, é notória a inadequação da técnica de *Shadow Sizer* para a medição das propriedades dinâmicas da fase gasosa em um padrão de escoamento pistonado, uma vez que esta técnica é mais adequada para determinar as propriedades de escoamentos onde uma das fases está dispersa no meio contínuo, ou seja, quando ocorre o padrão de escoamento de bolhas. A determinação de U_{GTB} deu-se apenas por meio do modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983) e, por isso, não calculou-se o erro relativo na medição desta propriedade durante este trabalho. Isto também ocorre para a velocidade de atrito, U^* , uma vez que esta variável também não foi obtida experimentalmente através da técnica VIP. Sabe-se que a utilização da técnica de Velocimetria por Laser Doppler possibilita a medição desta variável de forma mais direta. No entanto, tal técnica não foi empregada durante a realização deste trabalho. A velocidade da fase gasosa no pistão de líquido, U_{GLS} , foi determinada experimentalmente pela técnica *Shadow Sizer*. Nesta região da célula unitária de *slug* há a presença de pequenas bolhas dispersas no pistão de líquido e esta porção se assemelha ao padrão de escoamento de bolhas. Portanto pode-se utilizar da técnica de *Shadow Sizer* para a medição desta propriedade. Já a velocidade da fase gasosa no pistão de

líquido, U_{LLS} , e a velocidade do filme de líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, U_{LTB} , podem ser facilmente obtidas experimentalmente pela técnica VIP e seus resultados foram determinados sem maiores dificuldades. A determinação da velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N , foi mensurada através da técnica VIP. De acordo com descrições anteriores, o volume da bolha de Taylor é completamente ocupado por uma fase gasosa. Desta forma, a propriedade em questão somente pôde ser obtida por intermédio desta técnica através da interface da frente da bolha de Taylor e do pistão de líquido, ou seja, através do deslocamento da frente da bolha de Taylor.

5.4.2 Comparação dos dados experimentais com os resultados provenientes do modelo de Fernandes *et al.* (1983)

O escoamento a ser analisado possui vazão volumétrica de fase líquida, Q_l , igual a 8 l/min e vazão volumétrica de fase gasosa, Q_g , igual a 3 l/min. As vazões foram controladas através dos rotâmetros de ar e de água devidamente calibrados e a aquisição das imagens através das técnicas de VIP e *Shadow Sizer* foram conduzidas no interior de uma caixa de visualização de acrílico que se desloca ao longo de todo o comprimento do tubo. O aparato bifásico vertical possui diâmetro interno de 19 mm, comprimento de 2 m e o ponto de injeção de ar está a 1,6 m acima do local onde as medições foram realizadas. Através do mapa de padrão de escoamento obtido por Taitel *et al.* (1980) constata-se que o padrão de escoamento obtido durante as medições é, realmente, do tipo pistonado.

Os resultados experimentais obtidos foram comparados com as equações fornecidas por Fernandes *et al.* (1983). Este autor, através de uma análise do problema físico, obteve um conjunto de 17 equações, as quais permitem a previsão das propriedades dinâmicas de um padrão de escoamento pistonado, vertical e ascendente. Este modelo hidrodinâmico assume as hipóteses de escoamento axi-simétrico, unidimensional e em regime permanente. Neste capítulo é realizada uma descrição de cada uma das variáveis propostas, bem como sua comparação com os dados experimentais obtidos. A Tabela 5.3 correlaciona os dados obtidos experimentalmente e o modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983).

Tabela 5.3: Correlação entre os resultados teóricos e experimentais

Variáveis	Unidade	Função	Resultados		Erro Relativo	
			Teórico	Experimental		
Fração de vazio	α_{SU}	-	$\alpha_{TB}, \alpha_{LS}, \beta$	0,108960589	-	-
	α_{TB}	-	D, δ_L	0,437572502	0,4384	0,19%
	α_{LS}	-	$U_{SL}, \beta, U_{LLS}, \alpha_{TB}, U_{LTB}$	0,007646616	0,007526937	1,59%
	α_H	-	Q_{LTB}, Q_C	-	0,102186962	-
Vazões	Q_A	(m ³ /s)	$D, \alpha_{LS}, U_N, U_{GLS}$	2,22465E-07	-	-
	Q_B	(m ³ /s)	$D, \delta_L, \delta_G, \alpha_H, U_{LTB}, U_N$	1,57716E-05	-	-
	Q_C	(m ³ /s)	$D, \delta_L, \delta_G, U_{LTB}, U_N, v_G, U^*$	1,59941E-05	-	-
	Q_{LTB}	(m ³ /s)	$D, \alpha_{TB}, U_{LTB}, U_N$	6,48766E-07	6,50172E-07	0,22%
Comprimentos Característicos	δ_L	(m)	D, α_{TB}	0,003209881	0,00321582	0,18%
	δ_G	(m)	U_{LTB}, U_N, U^*	-	-	-
	l_{TB}	(m)	-	-	0,0603184	-
	l_{LS}	(m)	-	-	0,195904	-
	β	-	l_{TB}, l_{LS}	0,235414234	-	-
Velocidades	U_{GTB}	(m/s)	$U_{SG}, \beta, \alpha_{TB}, \alpha_{LS}, U_{GLS}, U_N$	0,87849661	-	-
	U_{GLS}	(m/s)	$\rho_G, \rho_L, U_{LLS}, \alpha_{LS}$	14,88850737	0,880993	> 50%
	U_{LLS}	(m/s)	$U_{SL}, \beta, \alpha_{LS}, \alpha_{TB}, U_{LTB}, U_N$	0,619282755	0,623598029	0,69%
	U_{LTB}	(m/s)	D, δ_L	0,004077227	0,004068408	0,22%
	U_N	(m/s)	U_{SL}, U_{SG}, D	0,985235794	0,878453	12,16%
	U^*	(m/s)	-	-	-	-

Fração de vazio

A fração de vazio da célula unitária do padrão de escoamento pistonado, α_{SU} , é uma grandeza definida pelo autor e, portanto, não pode ser obtida experimentalmente. No entanto, por intermédio das propriedades que definem α_{SU} (fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} , da fração de vazio do pistão de líquido, α_{LS} e da razão entre o comprimento da bolha de Taylor e da célula unitária de *slug*, β) pode-se esperar a obtenção de um resultado teórico satisfatório, uma vez que tais propriedades apresentaram uma boa concordância os valores teóricos propostos por Fernandes *et al.* (1983).

A fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} , foi obtida experimentalmente através do processamento das imagens pela técnica de *Shadow Sizer* e pôde ser comparada com a previsão fornecida pelo modelo de Fernandes *et al.* (1983). Por este modelo, sabe-se que α_{TB} é função do diâmetro interno do tubo, D , e da espessura média do filme líquido, δ_L . Os dados teóricos e experimentais desta variável apresentaram uma ótima concordância e um erro relativo de 0,19%.

A fração de vazio do pistão líquido, α_{LS} , foi obtido de forma similar à fração de vazio da bolha de Taylor e também pôde ser comparada com a previsão proposta pelo modelo de Fernandes *et al.* (1983). Por tal modelo, sabe-se que a fração de vazio do pistão líquido, α_{LS} , é função da velocidade superficial da fase líquida, U_{SL} , da razão entre o comprimento da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária, β , da velocidade da fase líquida no pistão líquido, U_{LLS} , da fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} , e da velocidade do filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, U_{LTB} . O resultado experimental desta variável apresentou também boa concordância em relação à previsão estimada pelo modelo. O erro relativo calculado foi de 1,59%.

Já a fração de vazio na esteira da bolha de Taylor, α_H , é função da vazão volumétrica do filme de líquido, Q_{LTB} , e da vazão volumétrica da fase gasosa cedida das bolhas dispersas no pistão líquido, Q_C . Esta grandeza foi obtida apenas experimentalmente em função da impossibilidade de determinar experimentalmente a variável Q_C no presente trabalho. Os motivos para tal foram abordados no item anterior. Portanto, não é possível estimar o erro relativo para esta propriedade. No entanto é razoável que a fração de vazio na esteira da bolha de Taylor possua um valor intermediário entre a fração de vazio do pistão líquido e fração de vazio da bolha de Taylor, ou seja, $\alpha_{LS} < \alpha_H < \alpha_{LB}$, o que ocorre de fato. Isto se explica pela formação de uma região de elevada intensidade turbulenta devido à mistura do filme líquido descendente com o pistão de líquido subsequente.

Vazões

Conforme descrito anteriormente, a vazão volumétrica da fase gasosa entranhada no topo da bolha de Taylor proveniente do pistão de líquido, Q_A , não foi estimada experimentalmente pela técnica de *Shadow Sizer* devido às razões expostas no item 5.4.1. Tal condição também se aplica para a vazão volumétrica da fase gasosa entranhada na esteira da bolha de Taylor proveniente do pistão líquido, Q_B , e para a vazão volumétrica da fase gasosa desprendida da bolha de Taylor para o pistão líquido, Q_C . Já os dados acerca da vazão volumétrica do filme líquido descendente foram obtidos experimentalmente através da técnica VIP.

Já a previsão das variáveis de interesse de vazão pelo modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983) foram obtidas sem maiores dificuldades. Por este mesmo

modelo sabe-se que Q_A é função do diâmetro interno do tubo, D , da fração de vazio do pistão líquido, α_{LS} , da velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N , e da velocidade da fase gasosa do pistão de líquido, U_{GLS} . Todas estas variáveis foram estimadas experimentalmente e o valor previsto para a vazão volumétrica da fase gasosa entranhada no topo da bolha de Taylor proveniente do pistão de líquido é igual a $2,225 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}$.

Já a vazão volumétrica da fase gasosa entranhada na esteira da bolha de Taylor proveniente do pistão líquido, Q_B , é função do diâmetro interno do tubo, D , da espessura média do filme de líquido descendente, δ_L , da distância entre a interface da bolha de Taylor com o filme líquido e o ponto $y(U_N)$, δ_G , da fração de vazio na esteira da bolha de Taylor, α_H , da velocidade do filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, U_{LTB} , e da velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N . No entanto, devido à indeterminação de δ_G através de técnicas experimentais, sua previsão teórica foi baseada na equação de continuidade de massa ($Q_A + Q_B = Q_C$), uma vez que Q_C pode ser estimado teoricamente, como se pode comprovar a seguir. O valor encontrado para Q_B foi $1,577 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$.

A vazão volumétrica da fase gasosa desprendida da região inferior da bolha de Taylor para a sua esteira, Q_C , segundo Fernandes *et al.* (1983), é função do diâmetro interno do tubo, D , da espessura média do filme de líquido descendente, δ_L , da distância entre a interface da bolha de Taylor com o filme líquido e o ponto $y(U_N)$, δ_G , da velocidade do filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, U_{LTB} , da velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N , da viscosidade cinemática do gás, ν_G , da velocidade de atrito, U_* , e de algumas variáveis adimensionais. Conforme explicitado no item 5.4.1, a velocidade de atrito não foi determinada experimentalmente, logo pela relação de dependência descrita acima, Q_C não poderia ser estimado através do modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983). No entanto, através de uma equação descrita por este autor que estabelece uma relação para a fração de vazio na esteira da bolha de Taylor, α_H , a vazão volumétrica da fase gasosa desprendida da região inferior da bolha de Taylor para a sua esteira, Q_C , e a vazão volumétrica do filme líquido descendente, Q_{LTB} , estimou-se o resultado teórico obtido para Q_C e que é igual a $1,599 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$.

Os resultados teóricos obtidos para Q_A , Q_B , Q_C apresentam bastante coerência com a descrição realizada por Fernandes *et al.* (1983), uma vez que na esteira da bolha de Taylor há a incidência de elevada intensidade turbulenta e uma elevada mistura devido a junção do filme líquido com o pistão líquido subsequente. Este fenômeno

também foi constatado pela técnica VIP. Isto se torna evidente pela comparação da ordem de grandeza dos valores obtidos experimentalmente para as vazões volumétricas na região inferior da bolha de Taylor, Q_B e Q_C , e para a vazão volumétrica para a região superior da bolha de Taylor, Q_A .

A vazão volumétrica do filme de líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, Q_{LTB} , é função do diâmetro interno do tubo, D , da fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} , da velocidade do filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, U_{LTB} , e da velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N . No entanto, ao utilizar-se a equação fornecida pelo modelo de Fernandes *et al.* (1983), a concordância entre o valor teórico e o experimental não foi satisfatória. Uma explicação cabível para a falha na previsão desta variável é o fato das hipóteses simplificadoras que caracterizam o modelo não serem atendidas, ou seja, escoamento em equilíbrio, unidimensional e em regime permanente. Supõe-se que isto se deve à curta distância do ponto de injeção de ar até o ponto de visualização. Como estimativa alternativa para a determinação da variável em questão foi proposta neste trabalho uma equação baseada na conservação da massa. Esta equação é função do diâmetro interno do tubo, D , da espessura média do filme líquido descendente, δ_L , e da velocidade do filme líquido descendente, U_{LTB} . Tal proposição mostrou-se bastante satisfatória, uma vez que o erro relativo obtido, para esta aproximação, foi de 0,216%.

Comprimimentos característicos

A espessura do filme líquido descendente, δ_L , é função do diâmetro interno do tubo, D , e da fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} . O valor obtido através do modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983) apresentou uma excelente concordância com o dado obtido experimentalmente, uma vez que o erro relativo calculado foi de 0,18%.

Já a distância entre a interface da bolha de Taylor com o filme líquido e o ponto $y(U_N)$, δ_G , é função da velocidade do filme líquido descendente, U_{LTB} , da velocidade de translação da bolha de Taylor e da velocidade de atrito, U_N , e da velocidade de atrito, U^* . Como não foram obtidos neste trabalho dados acerca da velocidade de atrito, δ_G não pôde-se ser estimada pelo modelo de Fernandes *et al.* (1983). Além disso, como esta variável não pode ser determinada experimentalmente, por ser uma propriedade definida

pelo autor neste presente trabalho, não foi possível determinar nenhum tipo de resultado (teórico e experimental) para tal grandeza.

As propriedades que compõem a razão entre o comprimento da bolha de Taylor, l_{TB} , e o comprimento da célula unitária do padrão de escoamento pistonado, l , já estão explícitas em sua própria definição, ou seja, $\beta = l_{TB} / l$. Vale ressaltar que o comprimento da célula unitária do padrão de escoamento pistonado, l , é igual ao comprimento da bolha de Taylor, l_{TB} , mais o comprimento do pistão líquido, l_{LS} , ou seja, $l = l_{TB} + l_{LS}$. Os comprimentos citados são obtidos pelas imagens adquiridas pela técnica de *Shadow Sizer* e a determinação de β é realizada de forma indireta. Ao longo deste trabalho, observou-se que as propriedades onde o parâmetro β integrava suas equações constitutivas apresentaram uma boa concordância com os seus respectivos dados experimentais obtidos, portanto pode-se afirmar que a determinação experimental das propriedades l_{TB} e l_{LS} foi bem sucedida.

Velocidades

A velocidade da fase gasosa no interior da bolha de Taylor, U_{GTB} , pode ser estimada através de mais de uma equação descrita no modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983). De uma forma geral esta propriedade é função da velocidade superficial da fase gasosa, U_{SG} , da razão entre o comprimento da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária de padrão de escoamento pistonado, β , da fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} , da fração de vazio do pistão líquido, α_{LS} , da velocidade da fase gasosa no pistão líquido, U_{GLS} , e da velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N . Existem poucos trabalhos na literatura que abordem a determinação dos dados experimentais acerca desta variável. A utilização da técnica VIP não é eficaz para a sua previsão, uma vez que esta apresenta sérias dificuldades de medição das propriedades dinâmicas da fase gasosa no interior de uma bolha de Taylor. Já técnica de *Shadow Sizer*, como já foi exposto neste trabalho, não apresenta resultados satisfatórios para as propriedades de padrões de escoamento pistonados. No entanto, baseando-se nos dados previstos pelo modelo de Fernandes *et al.* (1983), pode concluir que a previsão teórica foi satisfatória, uma vez que tal propriedade possui valor bem semelhante aos obtidos experimentalmente para a velocidade da fase gasosa no pistão líquido, U_{GLS} , e a velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N . É razoável que tais propriedades não

difiram muito entre si, dada a uniformidade do escoamento observada no aparato ar-água vertical.

A velocidade da fase gasosa no pistão líquido, U_{GLS} , é função da velocidade de ascensão do pistão líquido, U_{LLS} , da massa específica da fase líquida, ρ_L , da massa específica da fase gasosa, ρ_G , e da fração de vazio do pistão de líquido, α_{LS} . Esta variável não obteve uma previsão satisfatória, já que há uma grande diferença entre os dados obtidos pelo modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983) e através da técnica *Shadow Sizer*. Acredita-se que esta divergência se deva pela não ocorrência das hipóteses que simplificam este modelo, tais como: condição de equilíbrio, escoamento unidimensional, axi-simétrico e em regime permanente. Tentou-se a estimativa desta variável através de outras equações propostas no mesmo modelo, porém não logrou-se êxito em tal tarefa.

A velocidade de ascensão do pistão líquido, U_{LLS} , é função da velocidade superficial da fase líquida, U_{SL} , da razão entre o comprimento da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária de padrão de escoamento pistonado, β , da fração de vazio do pistão de líquido, α_{LS} , da fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} , da velocidade do filme líquido descendente, U_{LTB} , e da velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N . O resultado obtido pelo modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983) apresentou bastante coerência com os dados experimentais, já que o erro relativo calculado foi de 0,69%. Observa-se também que as diversas velocidades obtidas para a fase líquida são menores do que aquelas determinadas para a fase gasosa. Supõe-se que isto se deve à característica intrínseca do padrão de escoamento pistonado, onde a velocidade da fase gasosa é maior do que a velocidade da fase líquida.

A velocidade do filme líquido descendente, U_{LTB} , é função do diâmetro interno do tubo, D , e da fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} . Tal relação, no entanto, não forneceu valores satisfatórios, uma vez que o erro relativo calculado para esta situação ultrapassou 50%. Em função disto, tentou-se novamente uma aproximação alternativa, similar à realizada para Q_{LTB} , e desta vez o resultado da previsão teórica foi bastante coerente com os dados experimentais. A equação utilizada foi a conservação da massa, que relaciona a variável em questão com a espessura média do filme líquido descendente, δ_L , e o diâmetro interno do tubo, D . Nesta situação o erro relativo calculado foi de 0,217%. Observa-se que o resultado esperado para esta variável seria nulo ou negativo, já que o filme de líquido escoar em sentido descendente e o eixo de referência do experimento é orientado no sentido ascendente do escoamento. Os

resultados determinados, teórico e experimental, são positivos e bem próximos a zero, o que contraria, em parte, a expectativa inicial.

A velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N , é função do diâmetro interno do tubo, D , da velocidade superficial da fase líquida, U_{SL} , e da velocidade superficial da fase gasosa, U_{SG} . O primeiro termo do lado direito da equação que determina esta variável foi definida por Dumitrecu (1943) e Davies e Taylor (1950) e descreve a velocidade de ascensão de uma bolha de Taylor em uma coluna de líquido estagnado. Já o segundo termo foi proposto por Nicklin *et al.* (1962) e descreve a velocidade de ascensão de uma bolha de Taylor em um meio líquido também em ascensão e turbulento. A estimativa, no entanto, não apresentou boa concordância com os dados experimentais e o erro relativo foi de 12,16%.

Já a velocidade de atrito, U_* , é uma propriedade utilizada, no modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983), para determinar a vazão volumétrica da fase gasosa despreendida da região inferior da bolha de Taylor para a sua esteira, Q_C , e a distância entre a interface da bolha de Taylor com o filme líquido e o ponto $y(U_N)$, δ_G . Como já foi exposto anteriormente, a velocidade de atrito não foi determinada neste trabalho por uma série de dificuldades já apresentadas. Tal fato impossibilitou a caracterização completa de todas as variáveis do escoamento. No entanto, a variável Q_C pode ser determinada através de uma equação que a relaciona com a vazão volumétrica do filme líquido descendente, Q_{LTB} , e a fração de vazão na esteira da bolha de Taylor, α_H . Em função da indeterminação da variável δ_G não foi possível estimar valores teóricos mais precisos para a vazão volumétrica da fase gasosa entranhada na esteira da bolha de Taylor proveniente do pistão líquido, Q_B , e a vazão volumétrica da fase gasosa despreendida da região inferior da bolha de Taylor para a sua esteira, Q_C .

Capítulo 6

Conclusões

A proposta deste trabalho foi caracterizar experimentalmente as propriedades dinâmicas de padrões de escoamentos pistonados ascendentes em tubulações verticais, bem como verificar na literatura a existência modelos matemáticos desenvolvidos para esta aplicação com o intuito de validar os resultados obtidos através das técnicas experimentais.

A construção do aparato experimental constituiu em uma das principais tarefas deste trabalho, já que somente através dos dados experimentais seria possível validar o modelo hidrodinâmico para o padrão de escoamento pistonado proposto por Fernandes *et al.* (1983). Os resultados obtidos mostram que o aparato em questão é adequado para o estudo do escoamento proposto e que a instrumentação utilizada (rotâmetro de ar e rotâmetro de água), bem como os dispositivos complementares (caixa de visualização de acrílico e injetor de ar) atenderam de forma bastante satisfatória ao objetivo proposto. No entanto, devido às limitações físicas do laboratório onde tal aparato foi montado, não foi possível realizar medições em pontos onde o escoamento representasse as hipóteses simplificadoras do modelo proposto por Fernandes *et al.* (1983), tais como: escoamento em equilíbrio, isotérmico, axi-simétrico, unidimensional e em regime permanente. Devido à proximidade da injeção de gás e do ponto de injeção (1,6 m), não se pôde garantir que todas as hipóteses propostas fossem atendidas. Porém, de acordo com os resultados obtidos, pode-se afirmar que, apesar das limitações apresentadas, as variáveis de interesse propostas no modelo de Fernandes *et al.* (1983) apresentaram uma ótima coerência e previsibilidade.

Neste trabalho foram utilizadas técnicas de medição de escoamento bastante sofisticadas, tais como a Velocimetria por Imagem de Partícula (VIP) e o *Shadow Sizer*. Além de permitirem a quantificação direta das variáveis de interesse propostas pelo modelo de Fernandes *et al.* (1983), ambas as técnicas de medição de escoamento são baseadas no princípio óptico. Destaca-se também que tanto o VIP como o *Shadow Sizer* são técnicas não intrusivas, o que minimiza bastante a incerteza na medição das propriedades de um dado escoamento.

Sabe-se que a técnica de VIP realiza medições apenas em regiões onde as partículas de rodamina estão dispersas, portanto somente foram obtidos resultados, por intermédio desta técnica, para a fase líquida do escoamento. Vale ressaltar ainda que foram capturadas 300 imagens para a determinação das variáveis de interesse. Através desta técnica foi possível determinar as seguintes variáveis de interesse propostas por Fernandes *et al.* (1983). São elas: a vazão volumétrica do filme de líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, Q_{LTB} , a velocidade de ascensão do pistão líquido, U_{LLS} , a velocidade do filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, U_{LTB} , e a velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N . Além disso, pode-se obter também dados acerca da flutuação dos campos de velocidade, dos componentes do tensor de Reynolds e da energia cinética turbulenta do escoamento.

Já a técnica de *Shadow Sizer* foi utilizada para a determinação das propriedades dinâmicas do escoamento correspondentes a sua fase gasosa. O principal limitante desta técnica é sua dificuldade em determinar as propriedades de escoamentos em que haja uma elevada dispersão de bolhas, que é o caso do padrão de escoamento pistonado. No entanto, através do tratamento das imagens por um programa numérico computacional (*Mathematica 7*), é possível o fornecimento de resultados para este padrão de escoamento. Esta técnica identifica o contorno dos objetos presentes nas imagens capturadas e fornece as suas propriedades, tais como área, diâmetro equivalente, orientação, fator de forma, excentricidade, velocidade média, etc. Além disso, é possível determinar, através desta técnica, as seguintes variáveis de interesse propostas por Fernandes *et al.* (1983). São elas: a fração de vazio da célula unitária de *slug*, α_{SU} , a fração de vazio da bolha de Taylor, α_{TB} , a fração de vazio do pistão líquido, α_{LS} , fração de vazio na esteira da bolha de Taylor, α_H , a vazão volumétrica da fase gasosa entranhada no topo da bolha de Taylor proveniente do pistão de líquido, Q_A , a vazão volumétrica da fase gasosa entranhada na esteira da bolha de Taylor proveniente do pistão líquido, Q_B , a vazão volumétrica da fase gasosa desprendida da região inferior da bolha de Taylor para a sua esteira, Q_C , a espessura do filme líquido descendente, δ_L , a razão entre o comprimento da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária de *slug*, β , a velocidade da fase gasosa no pistão líquido, U_{GLS} , e a velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N . Nota-se que a velocidade de translação da bolha de Taylor, U_N , é a única variável de interesse que pode ser mensurada através das técnicas de medição utilizadas neste trabalho.

Uma recomendação para trabalhos futuros é a implementação de outras técnicas de medição de escoamento alternativas para a determinação de algumas das variáveis de interesse, uma vez que a velocidade da fase gasosa no interior da bolha de Taylor, U_{GTB} , e a velocidade de atrito, U_* , não foram estimadas experimentalmente neste trabalho. O principal empecilho na medição de U_{GTB} é o fato da técnica de VIP não fornecer resultados para a fase gasosa de um escoamento bifásico ar-água. A medição de tal variável pela técnica de *Shadow Sizer* é uma tarefa bastante árdua devido ao fato desta técnica não ser ideal para a medição do padrão de escoamento pistonado. Já para a medição de U_* deve-se empregar uma técnica de medição que seja capaz de determinar a tensão cisalhante na parede interna do tubo. Sugere-se, desta forma, para ambas as variáveis de interesses citadas, a utilização da técnica de Anemometria por Laser Doppler (LDV).

Uma das contribuições deste trabalho na literatura existente é a determinação experimental das propriedades turbulentas do escoamento pela técnica de VIP, uma vez que há pouca informação disponível acerca deste assunto. Sendo assim, uma proposta de atividade futura é a elaboração de um modelo hidrodinâmico que seja capaz de prever as variáveis de interesse de um padrão de escoamento pistonado, vertical e ascendente que faça uso das propriedades turbulentas do escoamento. Desta forma, supõe-se que as divergências entre alguns dados experimentais e suas previsões teóricas ocorridas no curso deste trabalho sejam corrigidas.

Outra contribuição deste trabalho é a aproximação implementada no modelo de Fernandes *et al.* (1983) para o cálculo da velocidade do filme líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, U_{LTB} , e da vazão volumétrica do filme de líquido descendente ao redor da bolha de Taylor, Q_{LTB} . A estimativa sugerida pelas equações do modelo de Fernandes *et al.* (1983) acarretava em um erro relativo maior que 50%. Já com a aproximação proposta neste trabalho, o erro relativo resultante é menor do que 0,3% para ambas variáveis.

Capítulo 7

Revisão Bibliográfica

ABDUL-MAJEED, G. H., AL-MASHAT, A. M., 2000, “A Mechanistic Model for Vertical and Inclined Two-Phase Slug Flow”, *Journal of Petroleum Science and Engineering*, v. 27, n. 1-2, pp. 59-67.

AKAGAWA, K., 1964, “Fluctuation of Void Ratio in Two-Phase Flow”, *JSME*, v. 7, n. 25, pp. 122-128.

BARNEA, D., 1990, “Effect of Bubble Shape on Pressure Drop Calculations in Vertical Slug Flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 16, n. 1, pp. 79-89.

BARNEA, D., BRAUNER, N., 1985, “Holdup of the Liquid Slug in Two Phase Intermittent Flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 11, n. 1, pp. 43-49.

BARNEA, D., SHEMER, L., 1989, “Void Fraction Measurements in Vertical Slug Flow: Applications to Slug Characteristics and Transition”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 15, n. 4, pp. 495-504.

BARNEA, D., SHEMER, L., 1993, “A Model for Slug Length Distribution in Gas-Liquid Slug Flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 19, n. 5, pp. 829-838.

BARNEA, D., SHOHAM, O., TAITEL, Y. *et al.*, 1980, “Flow Pattern Transition for Gas-Liquid Flow in Horizontal and Inclined Pipes”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 6, n. 3, pp. 217-225.

BARNEA, D., SHOHAM, O., TAITEL, Y. *et al.*, 1985, “Gas-Liquid Flow in Inclined Tubes: Flow Pattern Transitions for Upward Flow”, *Chemical Engineering Science*, v. 40, n. 1, pp. 131-136.

BRADSHAW, P., 1971, *An Introduction to Turbulence and its Measurements*, 1 ed. Oxford, Pergamon Press.

CHEN, X. T., BRILL, J. P., 1997, "Slug to Churn Transition in Upward Vertical Two-Phase Flow", *Chemical Engineering Science*, v. 52, n. 23, pp. 4269-4272.

COLLIER, J. G., 1981, *Convective Boiling and Condensation*, 2 ed. New York, McGraw-Hill.

COLLINS, R., MORAES, F.F.DE, DAVIDSON, J.F., HARRISON, D., 1978, "The Motion of a Large Gas Bubble Rising Through Liquid Flowing in a Tube", *Journal of Fluid Mechanics*, v. 89, n. 3, pp. 497-514.

COSTIGAN, G., WHALLEY, P. B., 1997, "Slug Flow Regime Identification from Dynamic Void Fraction Measurements in Vertical Air-Water Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 23, n. 2, pp. 263-282.

DAVIDSON, P. J., CROOKS, S. P., DAVIDSON, J. F. *et al.*, 1979, "Holding Two-Dimensional Bubble Fixed by Downward Flow", *Chemical Engineering Science*, v. 34, n. 9, pp. 1168-1170.

DAVIES, R. M., TAYLOR, G., 1950, "The Mechanics of Large Bubbles Rising through Extended Liquids and through Liquids in Tubes", *Proceedings of the Royal Society of London*, v. 200, n. 1062, pp. 375-390.

DUKLER, A. E., HUBBARD, M. G., 1975, "A Model for Gas-Liquid Slug Flow in Horizontal and Near Horizontal Tubes", *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, v. 14, n. 4, pp. 337-347.

DUKLER, A. E., WICKS, M., CLEVELAND, R. G., 1964, "Frictional Pressure Drop in Two-Phase Flow: B. An Approach through Similarity Analysis", *Advances in Chemical Engineering*, v. 10, n. 1, pp. 44-51.

- DUMITRESCU, D. T., 1943, “*Strömung an einer Luftblase im senkrechten Rohr*”, *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, v. 23, n. 3, pp. 139-149.
- FABRE, J., LÍNÉ, A., 1992, “Modeling of Two-Phase Slug Flow”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 24, pp. 21-46.
- FERNANDES, R. C., SEMIAT, R., DUKLER, A. E., 1983, “Hydrodynamic Model for Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes”, *Advances in Chemical Engineering*, v. 29, n. 6, pp. 981-989.
- FILLA, M., DAVIDSON, J. F., BATES, J. F. *et al.*, 1976, “Gas Phase Controlled Mass Transfer from a Bubble”, *Chemical Engineering Science*, v. 31, n. 5, pp. 359-367.
- GHAJAR, A.J., KIM, J.-Y., MALHOTRA, K. & TRIMBLE, S. 2004, “Systematic heat transfer measurements for air-water two-phase flow in a horizontal and slightly upward inclined pipe”, In: *Proc. 10th Braz. Cong. Thermal Sci. & Engng.*, pp. 46-73, Rio de Janeiro, ABCM.
- GRIFFITH, P., WALLIS, G.B., 1961, “Two-Phase Slug Flow”, *Journal of Heat Transfer*, v. 83, pp. 307-327.
- GUET, S., DECARRE, S., HENRIOT, V., *et al.*, 2006, “Void Fraction in Vertical Gas-Liquid Slug Flow: Influence of Liquid Slug Content”, *Chemical Engineering Science*, v. 61, n. 22, pp. 7336-7350.
- HARMATHY, T. Z., 1960, “Velocity of Large Drops and Bubbles in Media of Infinite or Restricted Extent”, *Advances in Chemical Engineering*, v. 6, n. 2, pp. 281-288.
- HEWITT, G. F., HALL-TAYLOR, N. S., 1970, *Annular Two-Phase Flow*, 1 ed. Oxford, Pergamon Press.
- HINZE, J. O., 1955, “Fundamentals of the Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Processes”, *Advances in Chemical Engineering*, v. 1, n. 3, pp. 289-295.
- HINZE, J. O., 1975, *Turbulence*, 2 ed. New York, McGraw-Hill.

HOUT, R. van, BARNEA, D., SHEMER, L., 1992, "Spatial Distribution of Void Fraction with a Liquid Slug and some other Related Slug Parameters", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 18, n. 6, pp. 831-845.

HOUT, R. van, BARNEA, D., SHEMER, L., 2001, "Evolution of Statistical Parameters of Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Pipes", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 27, n. 9, pp. 1579-1602.

HOUT, R. van, BARNEA, D., SHEMER, L., 2002, "Translational Velocities of Elongated Bubbles in Continuous Slug Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 28, n. 8, pp. 1333-1350.

ISMAIL, K. A. R., 1982, "Fenômeno de Transferência: Experiências de Laboratório", 1 ed, Rio de Janeiro, Editora Campus.

HOUT, R. van, GULITSKI, A., BARNEA, D., SHEMER, L., 2002, "Experimental Investigation of the Velocity Field Induced by a Taylor Bubble Rising in Stagnant Water", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 28, n. 4, pp. 579-596.

JAYANTI, S., HEWITT, G. F., 1992, "Prediction of the Slug-to-Churn Flow Transition in Vertical Two-Phase Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 18, n. 6, pp. 847-860.

JONES JR., O. C., ZUBER, N., 1975, "Interrelation Between Void Fraction Fluctuations and Flow Pattern Two-Phase Flow", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 2, n. 3, pp. 273-306.

KAWAJI, M., DEJESUS, J.M., TUDOSE, G., 1997, "Investigation of Flow Structures in Vertical Slug Flow", *Nuclear Engineering and Design*, v. 171, n. 1-2, pp. 37-48.

MAO, ZAI-SHA, DUKLER, A. E., 1990, "The Motion of Taylor Bubbles in Vertical Tubes - I. A Numerical Simulation for the Shape and Rise Velocity of Taylor Bubbles in Stagnant and Flowing Liquid", *Journal of Computational Physics*, v. 91, n. 4, pp. 132-160

MAYOR, T. S., PINTO, A.M.F.R., CAMPOS, J.B.L.M., 2007, “An Image Analysis Technique for the Study of Gas–Liquid Slug Flow along Vertical Pipes - Associated Uncertainty”, *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 18, n. 3-4, pp. 139-147.

MAYOR, T. S., PINTO, A.M.F.R., CAMPOS, J.B.L.M., 2008, “Vertical Slug Flow in Laminar Regime in the Liquid and Turbulent Regime in the Bubble Wake - Comparison with Fully Turbulent and Fully Laminar Regimes”, *Chemical Engineering Science*, v. 63, n. 14, pp. 3614-3631.

MAYOR, T.S., FERREIRA, V., PINTO, A.M.F.R. *ET AL.*, 2008, “Hydrodynamics of Gas-Liquid Slug Flow Along Vertical Pipes in Turbulent Regime - An Experimental Study”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 29, n. 4, pp. 1039-1053.

MINZER, U., BARNEA, D., TAITEL, Y., 2006, “Flow rate Distribution in Evaporating Parallel Pipes – Modeling and Experimental”, *Chemical Engineering Science*, v. 61, n. 22, pp. 7249-7259.

NICKLIN, D. J., 1962, “Two-Phase Bubble Flow”, *Chemical Engineering Science*, v. 17, n. 9, pp. 693-702.

NICKLIN, D. J., WILKES, J. O., DAVIDSON, J. F., 1962, “Two-Phase Flow in Vertical Tubes”, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, v. 40, pp. 61-68.

NOGUEIRA, S., RIETHMULLER, M.L., CAMPOS, J.B.L.M. *et al.*, 2006, “Flow Patterns in the Wake of a Taylor Bubble Rising Through Vertical Columns of Stagnant and Flowing Newtonian Liquids: An Experimental Study”, *Chemical Engineering Science*, v. 61, n. , pp. 7199-7212.

PINTO, A. M. F. R., COELHO PINHEIRO, M. N., NOGUEIRA, S. *et al.*, 2005, “Experimental Study on the Transition in the Velocity of Individual Taylor Bubbles in Vertical Upward Co-Current Liquid Flow”, *Chemical Engineering Research and Design*, v. 83, n. 9, pp. 1103-1110.

PINTO, A. M. F. R., COELHO PINHEIROS, M. N., CAMPOS, J. B. L. M., 1998, "Coalescence of Two Gas Slugs Rising in a Co-Current Flowing Liquid in Vertical Tubes", *Chemical Engineering Science*, v. 53, n. 16, pp. 2973-2983.

POLONSKY, S., SHEMER, L., BARNEA, D., 1999, "The Relation Between the Taylor Bubble Motion and the Velocity Field Ahead of it", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 25, n. 6-7, pp. 957-975.

PORTALSKI, S., 1964, "Velocities in Film Flow of Liquids on Vertical Plates", *Chemical Engineering Science*, v. 19, n. 8, pp. 575-582.

RAFFEL, M., WILLERT, C. E., WERELEY, S. T., KOMPENHANS, J., 2007, *Particle Image Velocimetry*, 2 ed. New York, Springer.

SCHLICHTING, H., 1979, *Boundary Layer Theory*, 7 ed. New York, McGraw-Hill.

SHEMER, L., 2003, "Hydrodynamic and Statistical Parameters of Slug Flow", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 24, n. 3, pp. 334-344.

SILVA, M. O. E., 2007, Caracterização experimental de um escoamento bifásico vertical sujeito aos efeitos de uma expansão abrupta. Tese de D.Sc, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

SOUSA, R.G., PINTO, A.M.F.R., CAMPOS, J.B.L.M., 2006, "Effect of Gas Expansion on the Velocity of a Taylor Bubble: PIV Measurements", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 32, n. 10-11, pp. 1182-1190.

SOUSA, R.G., RIETHMULLER, M.L., PINTO, A.M.F.R., 2005, "Flow Around Individual Taylor Bubbles Rising in Stagnant CMC Solutions: PIV Measurements", *Chemical Engineering Science*, v. 60, n. 7, pp. 1859-1873.

STEWART, P. S. B., DAVIDSON, J. F., 1967, "Slug Flow in Fluidized Bed", *Powder Technology*, v. 1, n. 2, pp. 61-80.

SUN, B., WANG, R., ZHAO, X., *et al.*, 2002, “The Mechanism for the Formation of Slug Flow in Vertical Gas–Liquid Two-Phase Flow”, *Solid-State Electronics*, v. 46, n. 12, pp. 2323-2329.

TAITEL, Y., 1986, “Stability of Severe Slugging”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 12, n. 2, pp. 203-217.

TAITEL, Y., BARNEA, D., DUKLER, A. E., 1980, “Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes”, *Advances in Chemical Engineering*, v. 26, n. 3, pp. 345-354.

TAITEL, Y., BARNEA, D., DUKLER, A. E., 1982, “A Film Model for the Prediction of Flooding and Flow Reversal for Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 8, n. 1, pp. 1-10.

TAITEL, Y., D., DUKLER, A. E., 1977, “A Model for Slug Frequency During Gas-Liquid Flow in Horizontal and Near Horizontal Pipes”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 3, n. 6, pp. 585-596.

TAITEL, Y., D., DUKLER, A. E., 1983, “Counter Current Gas-Liquid Vertical Flow, Model for Flow Pattern and Pressure Drop”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 9, n. 6, pp. 637-647.

TAITEL, Y., SARICA, C., BRILL, J.P., 2000, “Slug Flow Modeling for Downward Inclined Pipe Flow: Theoretical Considerations”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 26, n. 5, pp. 833-844.

TUDOSE, E. T., KAWAJI, M., 1999, “Experimental Investigation of Taylor Bubble Acceleration Mechanism in Slug Flow”, *Chemical Engineering Science*, v. 24, n. 23, pp. 5761-5775.

WALLIS, G. B., 1969, *One Dimension Two-Phase Flow*, 1 ed. Nova York, McGraw-Hill.