

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA
SISTEMAS DE PROCESSOS QUÍMICOS E INFORMÁTICA

**ESTUDO DA LIMITAÇÃO DO ESCOAMENTO EM
CONTRACORRENTE ÁGUA/AR EM CANAIS
HORIZONTAL E INCLINADO UNIDOS POR CURVA**

Autor: Moysés Alberto Navarro
Orientadores: Prof. Dr. Roger Josef Zemp
Dr. Paulo de Carvalho Tófani

Tese submetida à comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia Química da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do Título de Doutor

CAMPINAS

Dezembro/2001

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

UNIDADE	BC
Nº CHAV.	T/UNICAMP
	N228e
EX	
COMED. INT.	48022
PROC.	16-837-02
C	<input type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	11-04-02
CPD	

CM00165793-1

ID 235710

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

N228e

Navarro, Moysés Alberto

Estudo da limitação do escoamento em contracorrente água/ar em canais horizontal e inclinado unidos por curva. / Moysés Alberto Navarro. --Campinas, SP: [s.n.], 2001.

Orientadores: Roger Josef Zemp ; Paulo de Carvalho Tófani.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química.

1. Reatores nucleares – Dinâmica dos fluidos. 2. Escoamento bifásico. 3. Reatores nucleares – Medidas de segurança. I. Zemp, Roger Josef. II. Tófani, Paulo de Carvalho. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Química. IV. Título.

Tese de Doutorado defendida por Moysés Alberto Navarro e aprovada em 20 de dezembro de 2001 pela banca examinadora constituída pelos doutores:



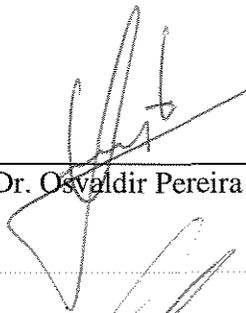
Prof. Dr. Roger Josef Zemp



Dr. Rubens Martins Moreira



Dr. Miguel Mattar Neto



Prof. Dr. Osvaldir Pereira Taranto



Prof. Dr. Elias Basile Tambourgi

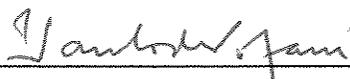
2002/4217

Esta versão corresponde à final da Tese de Doutorado defendida por

Moisés Alberto Navarro em 20 de dezembro de 2001



Prof. Dr. Roger Josef Zemp



Dr. Paulo de Carvalho Tófani

À Cleusa,

Rodrigo, Anna Carolina e Silvia

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Roger Josef Zemp e ao Dr. Paulo de Carvalho Tófani pela orientação no trabalho, confiança e apoio prestado durante seu desenvolvimento

Ao Prof. Dr. Elias Basile Tambourgi por todo apoio prestado durante a elaboração deste trabalho

Aos demais Professores da área de Engenharia de Processos Químicos e Informática da Faculdade de Engenharia Química, que contribuíram direta ou indiretamente para que este trabalho pudesse ser realizado

À direção do CDTN por possibilitar a realização deste trabalho tornando-o parte do Programa de Atividades do Centro

Ao colega Ivan Dionysio Arone pelo incentivo e colaboração que viabilizaram a realização deste trabalho

Aos colegas Elcio Tadeu Palmieri e Carlos Vicente Goulart pelo auxílio prestado durante o desenvolvimento do trabalho

Aos colegas Dielson Alves Bispo e Paulo Antônio da Silva pelas montagens da instalação mecânica e da instrumentação do sistema experimental

Aos colegas Rose M. Gomes do Prado Souza e Ricardo Ferracini Corrêa pelo desenvolvimento e auxílio na montagem e no comissionamento do sistema de medida de fração de vazio

Aos colegas Antônio Carlos L. da Costa e Sérgio Celeghini Albino pelo auxílio na elaboração do projeto da seção de testes

Aos colegas José Gomes S. Filho, Fernando Pereira Salazar e Fernando Luiz Pugliese, da oficina mecânica do CDTN, pelas sugestões que viabilizaram a execução dos componentes do dispositivo experimental

Aos colegas da biblioteca do CDTN pelo constante auxílio no levantamento de dados referentes ao tema deste trabalho

À Prof^a Solange Vaz Coelho que, enquanto no CDTN, sempre estimulou a capacitação dos funcionários deste Centro

À FAPEMIG pelo auxílio financeiro na aquisição de materiais e equipamentos para a instalação experimental

A todos os demais amigos e colegas que de uma maneira ou de outra colaboraram com a realização deste trabalho

RESUMO

A limitação do escoamento em contracorrente, ou inundação, fenômeno caracterizado pelo controle que um gás exerce no escoamento de um líquido em sentido contrário, desempenha papel importante em diversos equipamentos das engenharias química e mecânica (condensador de refluxo, colunas recheio, tubos de calor etc.). Mais recentemente, o fenômeno tem recebido atenção especial da área nuclear devido à sua influência no comportamento termofluidodinâmico de um reator nuclear durante um acidente de perda de refrigerante. A maioria dos estudos experimentais e analíticos sobre a inundação foi executada em tubos verticais. Menor atenção por parte dos pesquisadores tem recebido as geometrias mais complexas como as constituídas por canais de escoamento anulares, com placas perfuradas e, especialmente, aqueles constituídos de tubos horizontal e inclinado conectados por uma curva, como a "perna quente" dos reatores nucleares refrigerados a água pressurizada (*Pressurized Water Reactor – PWR*).

Para melhor subsidiar as análises deste fenômeno, foi conduzido no CDTN/CNEN uma série de experimentos em seções de teste em acrílico com a mesma forma geométrica da "perna quente" de um *PWR*. Nestes experimentos, o escoamento em contracorrente foi estabelecido com injeção de água pela extremidade superior da tubulação inclinada e de ar através da outra extremidade da seção. Com incursão gradual ascendente na velocidade do ar para níveis de injeção de água preestabelecidos, foram determinadas as velocidades de início de arraste da água pelo ar, de início de arraste total e, durante a redução gradativa da velocidade do ar, as velocidades dos fluidos relativas à fase de inundação, quando a penetração da água é controlada pelo escoamento do ar. Com o objetivo de se avaliar as influências das características geométricas do canal de escoamento, foram realizados experimentos com diferentes comprimentos horizontais e inclinados, inclinações do duto inclinado, alturas hidrostáticas acima da extremidade superior e diâmetros da seção de testes.

O resultados experimentais mostraram uma dependência do início do arraste com a taxa de injeção água e com as características geométricas da seção de testes. Para uma geometria definida, na condição de inundação, os pontos experimentais seguem uma curva característica até o início do arraste total assim como, na redução da vazão de ar, até o retorno à precipitação total, que independente da taxa de água injetada. Variações ($\pm 20^\circ$) em torno de 50° na inclinação pouco afetam o comportamento da curva de inundação. Foi constatado ainda que, para uma mesma velocidade de ar, o aumento do comprimento horizontal ou do inclinado da seção provoca o aumento do arraste de água. O levantamento das influências dos parâmetros geométricos da seção de testes no comportamento da inundação gerou uma nova correlação para o fenômeno.

Palavras chave: escoamento bifásico; escoamento em contracorrente; segurança de reatores nucleares

ABSTRACT

The Countercurrent Flow Limitation (CCFL), or flooding, is characterized by the restraint imposed by a gas on a countercurrent liquid flow. The phenomenon plays important role in several equipment in the chemical and mechanical engineerings (reflux condensator, packed columns, heat pipes). More recently the phenomenon has received special attention by the nuclear area due to its influence in the thermal-hydraulic behavior of a nuclear reactor during a postulated loss of coolant accident. Most of the experimental and analytical studies about the flooding was performed in vertical ducts. The more complex geometries, such as annular channels, or channels with perforated plates and, especially, those which are constituted by a horizontal pipe connected to an inclined riser, as the hot leg of the Pressurized Water Reactors - PWR, have received little attention by the researchers.

To subsidize the analyses of this phenomenon, experiments in test sections with the same geometric form of the hot leg of a PWR were carried in CDTN/CNEN. In these experiments, the countercurrent flow was established with water injection in the upper extremity of the inclined pipe associated to air injection through the other extremity of the test section. With ascending and gradual air flow rate, for specific water flow rates, the air velocities at the onset of flooding and at the onset of total water carryover were measured. During an air flow rate reduction phase, the relative fluids velocities in the flooding phase, when the water penetration is controlled by the air in countercurrent, were also determined. In order to evaluate the influence of the geometric characteristics of the test section, experiments with different horizontal and inclined lengths, inclinations of the inclined riser, water head above the upper extremity and diameters of the test section, were also performed.

The experimental results showed that the onset of flooding is a complex function of water flow rate injection and depends on the geometry of the test section. For a specific geometry, in the flooding condition, the experimental points follow a characteristic curve from the onset of the total carryover until the total water precipitation. These flooding curve was found to be independent of the injected water flow rate. The imposed variations ($\pm 20^\circ$) around 50° in inclination of the inclined riser produced negligible effects in the flooding curve. It was also verified that, for a same air velocity, a longer horizontal or inclined length induces an increase in the carryover water. This study proposes a new flooding correlation considering the influence of the geometrical parameters.

Key words: flooding; countercurrent flow; two-phase flow; nuclear reactor safety

SUMÁRIO

NOMENCLATURA	xix
1 - INTRODUÇÃO	1
1.1 - Descrição Física do Fenômeno	2
1.2 – O Escoamento em Contracorrente nos Reatores Nucleares	4
1.3 – A Motivação para o Estudo	8
1.4 – Os Objetivos do Estudo	10
2 – O ESTADO DA ARTE	11
2.1 – Estudo em Canais de Escoamento Verticais	11
2.1.1 – Estudos teóricos	11
2.1.2 – Estudos experimentais	20
2.2 – Estudos em Canais Horizontais e Inclinados	34
2.2.1 – Estudos em canais verticais e horizontais unidos por curva	37
3 - DISPOSITIVO E METODOLOGIA EXPERIMENTAIS	49
3.1 – O Circuito Água-Ar	49
3.2 – A Seção de Testes	50
3.3 – Os Sistemas de Medida	53
3.3.1 - Medida de temperatura	55
3.3.2 - Medidas de pressão	56
3.3.3 - Medidas de vazão	58
3.3.4 - Medidas de fração de vazio	61

5 – CONCLUSÕES E SUGESTÕES 155

REFERÊNCIAS 161

APÊNDICE I – Calibração das Linhas de Medida de Temperatura

APÊNDICE II – Calibração das Linhas de Medida de Pressão

APÊNDICE III – Calibração das Linhas de Medida de Fração de Vazio

APÊNDICE IV – Propriedades da Água e do Ar

NOMENCLATURA

Letras Normais

Símbolo	Descrição	Unidades no S.I.
A	Área	m^2
A	Fator de atenuação (eq.(3.23))	-
A_p	Área perfurada (eq.(2.62))	m
A_0	Atividade de fonte	1/s
A, A_{10}, A_{11}	Coefficientes de curva linear ou exponencial	-
A_{20}, A_{21}, A_{22}	Coefficientes de curva do 2° grau	-
a	Tensão de ganho/ <i>off set</i> (eq.(3.36))	V
a	Constante (eq.(4.56))	-
B	Coefficiente de curva linear ou exponencial	-
b	Tensão de <i>background</i> (eq.(3.35))	V
b	Constante (eq.(2.52), eq.(2.76), eq.(4.56))	-
C	Constante (eq.(2.27))	-
C_1, C_2	Constantes (eq.(2.40))	-
C_{11}, C_{12}	Constantes (eq.(2.16))	-
C_B	Constante de Bankoff (eq.(2.63))	-
C_d	Coefficiente de descarga (eq.(3.16))	-
C_K	Constante de Kutateladze (eq.(4.3))	-
C_{Kr}	Constante de Kröning (eq.(2.66))	-
C_W	Constante de Wallis (eq.(4.2))	-
c	Coefficiente de atenuação conjugado (eq.(3.32))	1/m
c_p	Calor específico	J/kg/K
D, d	Diâmetro	m
D_h	Diâmetro hidráulico	m
D_{tc}	Diâmetro do tanque de coleta	m
E	Fator de velocidade de aproximação (eq.(3.17))	-
E	Constante (eq.(2.76))	-
e_d	Eficiência de detecção (eq.(3.33))	-
e_p	Espessura de placa (eq.(2.61))	m

Símbolo	Descrição	Unidades no S.I.
R, r	Raio	m
R	Resistência elétrica	Ω
R	Taxa de contagem (eq.(3.33))	contagens/s
r	Coefficiente de correlação	-
S, s	Desvio padrão	-
S	Comprimento, perímetro	m
T	Temperatura	K, °C
t	Tempo	s
U	Tensão elétrica	V
u	Velocidade	m/s
x	Distância, comprimento	m
y	Distância, comprimento	m
ΔT_{sub}	Subresfriamento	K, °C

Letras Gregas

Símbolo	Descrição	Unidades no S.I.
α	Fração de vazio	-
β	Relação de diâmetros (eq.(3.16))	-
θ	Ângulo	graus
γ	Relação entre áreas (eq.(2.62))	-
δ	Espessura de filme líquido	m
ε	Fator de expansividade (eq.(3.8))	-
η	Altura de onda (Figura 2.3)	m
λ	Comprimento de onda	m
φ	Ângulo	graus
μ	Coefficiente de atenuação (eq.(3.24))	1/m
μ	Viscosidade dinâmica	kg/ms
ν	Viscosidade cinemática	m ² /s

Principais números adimensionais:

Reynolds $Re_D = \frac{uD}{\nu}$

Bond $Bo = D_h \left[\frac{g(\rho_l - \rho_g)}{\sigma} \right]^{1/2}$

Laplace $L_L = \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2}$

Kutateladze $K_{g,l} = \frac{\rho_{g,l}^{1/2} j_{g,l}}{[g\sigma(\rho_l - \rho_g)]^{1/4}}$

Wallis $j_{g,l}^* = \frac{\rho_{g,l}^{1/2} j_{g,l}}{[gL_c(\rho_l - \rho_g)]^{1/2}}$

Jacob $Ja = \frac{c_p \Delta T_{sub}}{h_{lg}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2}$

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

A Limitação do Escoamento Bifásico em Contracorrente (*Countercurrent Flow Limitation - CCFL*), também conhecida por Inundação (*Flooding*), tem sido sistematicamente investigada em diversas áreas da engenharia química, particularmente em colunas de recheio, onde o controle da precipitação dos compostos é exercido pelo escoamento ascendente de um gás através dos orifícios de placas perfuradas. O escoamento em contracorrente e suas condições limitantes podem se estabelecer em outros equipamentos de processo tais como ciclones, evaporadores ou condensadores (de refluxo), tubos de calor etc. e em algumas situações trazer conseqüências indesejáveis. Na engenharia nuclear, mais recentemente, o fenômeno adquiriu especial importância por controlar o processo de refrigeração de emergência do núcleo de um reator, após um postulado acidente de perda de refrigerante em Reatores refrigerados a Água Pressurizada - RAP (*Pressurized Water Reactor - PWR*). Nesta situação, a água injetada para evitar o superaquecimento do núcleo, pode ter seu escoamento impedido pelo vapor que escoar em sentido contrário, comprometendo, assim, a integridade física do reator. Este controle pode ocorrer em diversos locais do circuito primário do reator nuclear.

Visando compreender melhor o comportamento deste padrão de escoamento e suas limitações e com isto contribuir para o aperfeiçoamento de sua modelagem programou-se para o Laboratório de Termo-hidráulica do Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear - CDTN da Comissão Nacional de Energia Nuclear – CNEN uma série de estudos experimentais em seções que reproduzem, em escala, partes do circuito primário dos reatores nucleares. Em uma primeira etapa foram realizados experimentos em canais com placas perfuradas simulando a placa base dos elementos combustíveis nucleares.

Recentemente, com o apoio financeiro da Fundação de Amparo à Pesquisa de Minas Gerais – FAPEMIG, foram simuladas em seções de testes de pequena escala, as condições de um escoamento bifásico em contracorrente previstas ocorrerem na tubulação que une o vaso do reator ao gerador de vapor das centrais do tipo *PWR*, durante um hipotético acidente de perda de refrigerante. Este trabalho descreve a instalação e metodologia experimentais utilizadas, a análise dos resultados e apresenta uma nova correlação para descrever o comportamento da inundação.

1.1 Descrição Física do Fenômeno

O fenômeno da limitação do escoamento em contracorrente pode ser descrito com o auxílio da ilustração apresentada na Figura 1.1, que mostra um canal vertical onde se tem uma injeção constante e não perturbada de líquido, em um escoamento ascendente de gás. Este escoamento é mostrado em suas principais fases: desde a condição de precipitação total do líquido até seu arraste total pelo gás. São também apresentados na figura dois dos diagramas mais utilizados na representação do fenômeno. No diagrama superior está representada a variação da taxa de líquido arrastado em função da velocidade superficial do gás. O diagrama inferior mostra o comportamento relativo entre as velocidades superficiais do líquido precipitado e do gás injetado.

Na região (a) do diagrama superior, todo o líquido injetado precipita, em forma de filme, em contracorrente ao gás. A medida que a velocidade superficial do gás aumenta, a força de atrito na interface gás/líquido aumenta, iniciando um processo de formação de ondas na superfície do filme líquido, que se propagam no sentido do escoamento do gás. Com o aumento da velocidade do gás, estas ondas tornam-se instáveis e gotículas, desprendidas do seu topo, são carregadas para a região acima do nível de injeção do líquido. Devido à componente radial de suas velocidades, estas gotas são depositadas na parede do canal retornando ao ponto de injeção (região b). Se a velocidade do gás aumenta ainda mais, um filme líquido se desenvolve em toda parte superior e parte da água injetada passa a ser arrastada para fora do canal. Esta transição é denominada início do arraste (*onset of flooding*). Aumentando-se continuamente a velocidade do gás aumenta-se também a quantidade de líquido arrastado (região c), até que todo o líquido injetado passa a ser carregado pelo gás (ponto B). A velocidade superficial do gás para início do arraste total do líquido é também chamada de velocidade de penetração zero. Se, após o arraste total do líquido, a velocidade do gás é reduzida, a precipitação do líquido novamente se inicia. A esta transição denominamos de reversão do escoamento (*flow reversal*).

O aumento da taxa de injeção de líquido leva a um aumento da espessura do filme e a área livre para o escoamento do gás torna-se menor, aumentando conseqüentemente a velocidade real do gás. Isto significa que o início do arraste pode ser atingido com velocidades superficiais de gás menores. Este comportamento está representado no diagrama pela linha pontilhada A'- B.

O diagrama inferior pode ser entendido de maneira análoga. A curva apresentada define a máxima quantidade de líquido precipitado, para uma dada velocidade superficial do gás. Esta curva é normalmente denominada na literatura de curva de inundação (*flooding*), e o fenômeno da limitação do escoamento em contracorrente é também assim muitas vezes denominado.

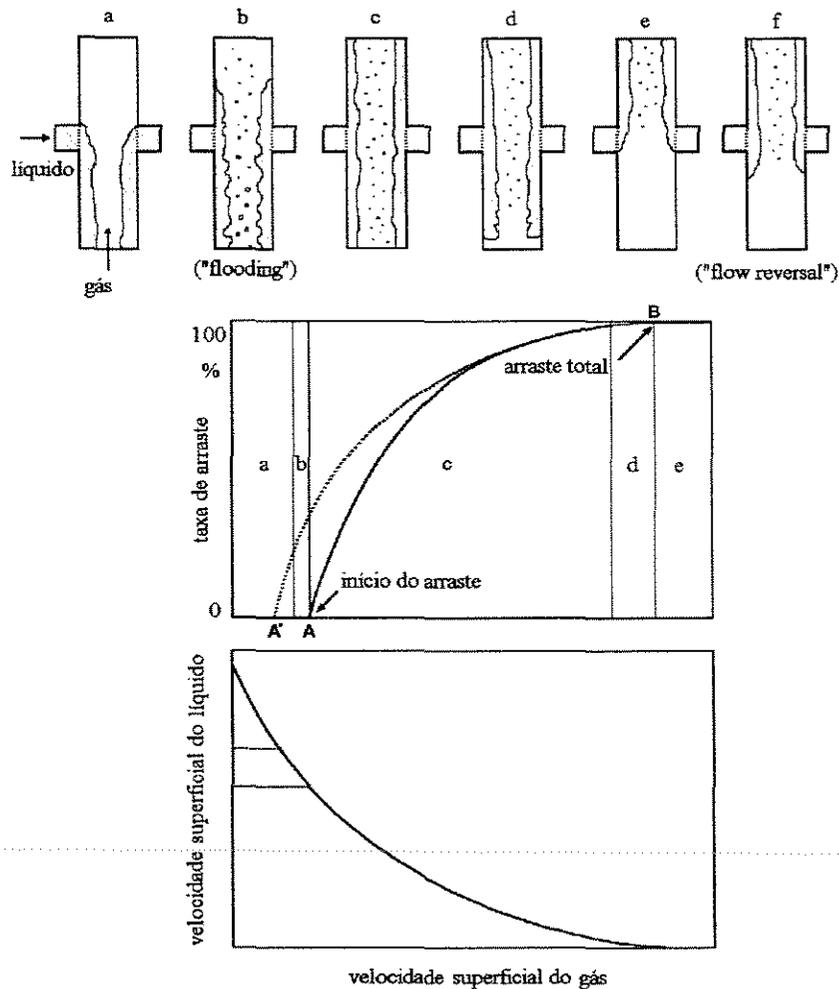


Figura 1.1 – Limitações do escoamento em contracorrente em canal vertical

A geometria tubular vertical descrita é a mais encontrada nos sistemas de engenharia, e por isto tem sido a mais estudada. A Figura 1.2 mostra algumas das formas geométricas encontradas em equipamentos da engenharia química ou mecânica onde o escoamento também

pode ocorrer. O comportamento do fenômeno nas outras formas não é tão "comportado" como o descrito para um tubo vertical e, de modo geral, as leis obtidas em geometrias mais simples tem sido "ajustadas", para prever o comportamento nos canais mais complexos.

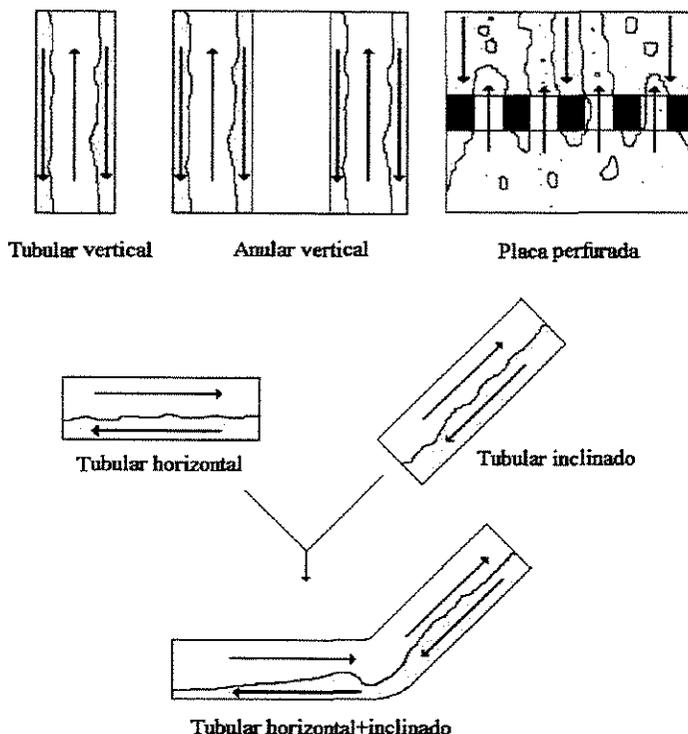


Figura 1.2 - Geometrias de canal de escoamento no estudo das limitações do escoamento em contracorrente

1.2 O Escoamento em Contracorrente nos Reatores Nucleares

As condições de segurança das centrais nucleares são verificadas através da simulação dos acidentes com sofisticados códigos de computador, cujos modelos físicos e matemáticos vem sendo sistematicamente aperfeiçoados. A validação destes modelos é feita aferindo-se suas previsões com resultados experimentais obtidos em instalações onde os fenômenos envolvidos nos acidentes podem ser reproduzidos.

O Acidente de Perda de Refrigerante - APR (*Loss of Coolant Accident - LOCA*) representa o mais sério acidente postulado para um reator nuclear refrigerado à água leve, e

é tomado como base para o projeto dos sistemas de segurança da central. Este acidente resulta de uma ruptura no sistema de refrigeração do reator. Seu grau de severidade depende, entre outros fatores, da dimensão e da localização desta ruptura.

Após um APR, com ruptura total, em um Reator a Água Pressurizada - RAP, a temperatura do revestimento dos elementos combustíveis aumenta drasticamente devido ao calor produzido pelo decaimento dos produtos de fissão, que não é removido adequadamente pelo vapor contido no núcleo. Para evitar este aumento acentuado da temperatura e uma conseqüente fusão do núcleo, é acionado o Sistema de Refrigeração de Emergência do Núcleo - SREN (*Emergency Core Coolant System -ECCS*). Este sistema injeta inicialmente água borada de tanques acumuladores do reator, através da tubulação de entrada (perna fria) e da tubulação de saída (perna quente) do reator, ou através da perna fria apenas, dependendo do fabricante da central. Alguns fabricantes acrescentam a esta última maneira, a injeção direta no *plenum* superior do reator.

A penetração da água no núcleo do reator é um processo termofluidodinâmico complexo, pois envolve a mistura de água a temperatura ambiente com o vapor contido no reator, adicionado àquele gerado no contato da água com as superfícies ainda quentes, em geometrias diversas. Em alguns locais críticos, sob condições especiais, o vapor escoando em sentido contrário ao da água pode controlar a penetração desta no núcleo. A Figura 1.3 mostra os locais onde a limitação do escoamento em contracorrente pode ocorrer no reator nuclear.

Esta limitação ao escoamento da água, imposta pelo vapor em contracorrente, pode ocorrer nos tubos do gerador de vapor. Neste componente, transferência do calor para o lado secundário é feita às custas da condensação do vapor, oriundo do núcleo, nas paredes dos tubos do gerador tubulação. Este condensado, que se precipita na direção do núcleo, encontra resistência do vapor que escoar em sentido contrário.

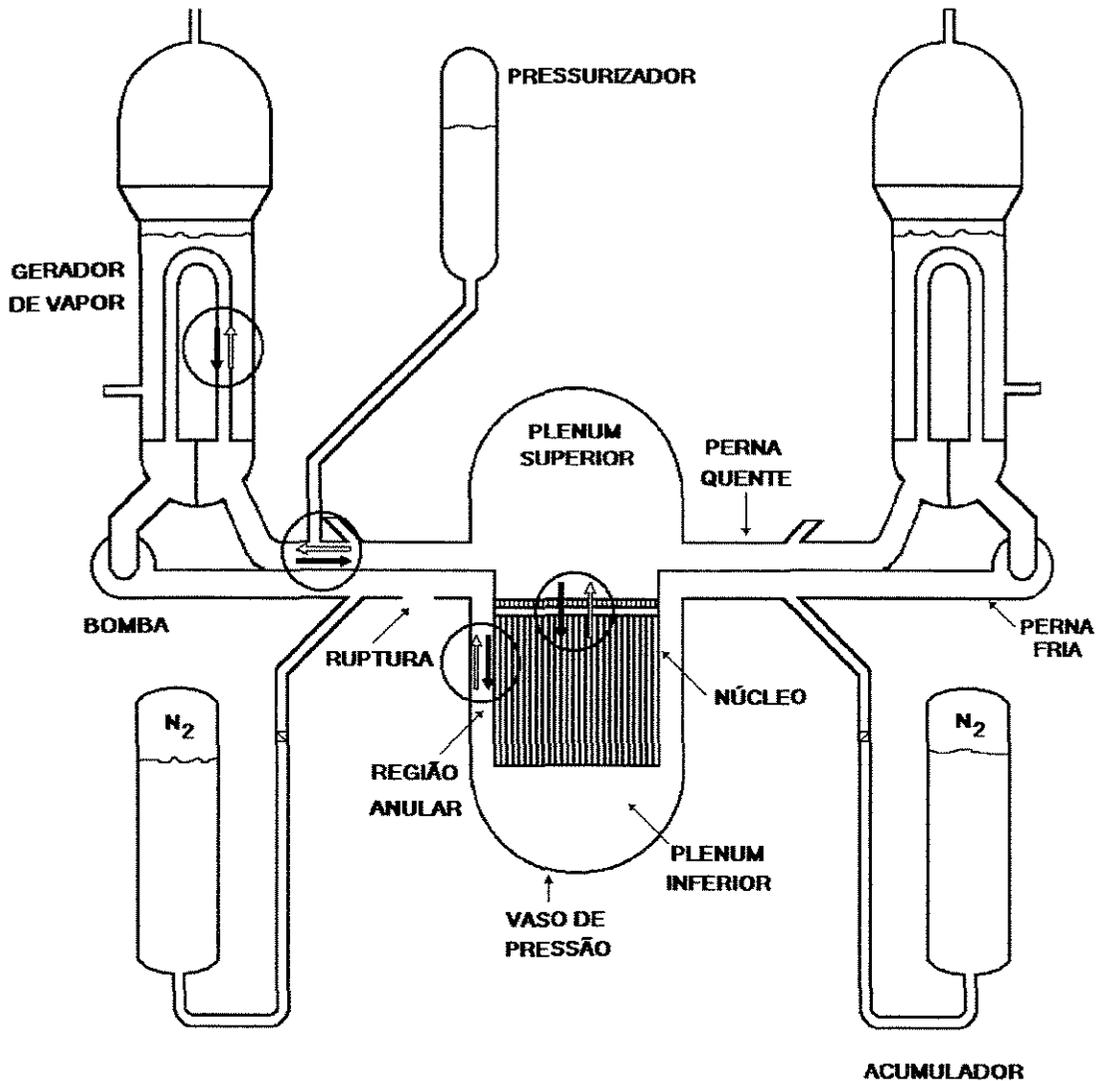


Figura 1.3 - Locais de um reator nuclear onde ocorre o escoamento em contracorrente

O condensado que precipita através dos tubos do gerador de vapor pode ainda estabelecer, com o vapor oriundo do núcleo, o escoamento bifásico em contracorrente na tubulação que une o gerador de vapor ao vaso de pressão (perna quente), também mostrado na Figura 1.4, para acidentes com pequenas rupturas, em um modo de operação denominado

de refluxo do condensado. O fenômeno pode ainda se estabelecer na região anular do vaso de pressão (*downcomer*). Nos reatores com sistema de injeção superior de água (através da perna quente ou diretamente no *plenum* superior), o vapor ascendente, gerado pela intensa vaporização da água em contato com o revestimento das barras combustíveis, compete com a água descendente na interface núcleo/*plenum* superior por se tratar de uma região com grande redução de área ao escoamento.

O controle da penetração da água do sistema de refrigeração de emergência, exercido pelo escoamento do vapor, em sentido contrário, pode, então, retardar o processo de remolhamento do núcleo comprometendo, assim, sua integridade.

O comportamento termo-hidráulico dos reatores nucleares durante acidentes postulados ou transitórios operacionais é simulado em grandes códigos de cálculo, dentre os quais se destaca a série *RELAP* (*Reactor Excursion and Analysis Program*) criada em 1966. Estas simulações tem sido utilizadas como suporte à normalização e auditorias em licenciamento de centrais nucleares, na avaliação dos procedimentos operacionais das centrais e na verificação das estratégias de mitigação de acidentes. Desde sua criação o código *RELAP* vem sendo sistematicamente aperfeiçoado não só em relação à metodologia computacional como através da atualização dos modelos fluidodinâmicos e da inclusão de novos modelos para processos especiais. Em sua versão mais recente (*RELAP5/MOD3*, 1995) muitos novos modelos foram implementados e, entre eles, um modelo para as limitações do escoamento bifásico em contracorrente, aplicável à qualquer das geometrias de escoamento descritas.

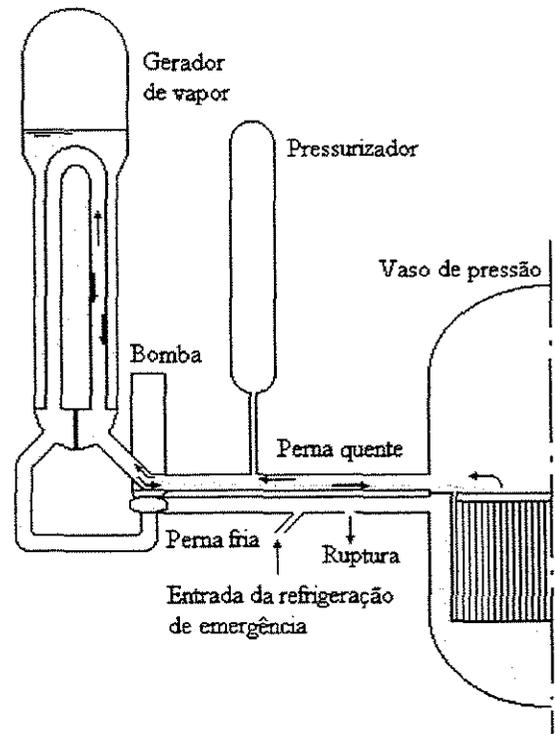


Figura 1.4 – Escoamento em contracorrente na perna quente de um reator durante um pequeno APR

1.3 A Motivação para o Estudo

Um grande número de modelos analíticos e experimentais tem sido propostos ao longo dos anos para as limitações do escoamento bifásico em contracorrente em canais verticais. Diferentes pontos de vista tem sido abordados para expressar o mecanismo básico que governa o fenômeno. Se por um lado o fenômeno é considerado resultado de instabilidades interfaciais entre os fluidos, por outro é tratado como sendo condição que delimita a estabilidade hidrodinâmica do escoamento. Existem ainda modelos que desenvolvem equações para formas particulares de ondas estacionárias cujas instabilidades estão associadas às condições limitantes do escoamento: início de arraste ou arraste total do líquido. A grande maioria destes modelos foram desenvolvidos para canais de escoamento com geometrias simples como tubulares ou anulares verticais. Em qualquer caso, o tratamento puramente teórico tem se mostrado ser muito difícil. A maioria dos pesquisadores tem feito suposições simplificativas nas equações que governam o escoamento e utilizado extensivamente resultados empíricos para "ajustar" seus modelos. Geralmente estes modelos analíticos apresentam boa concordância com os resultados experimentais dos próprios pesquisadores. A natureza complexa, intrínseca do tipo de escoamento, tem favorecido a abordagem experimental para tentar entendê-lo.

Muitos experimentos em pequena escala tem sido realizados, entretanto, as diferentes condições destes experimentos tem gerado uma extensa gama de resultados. Os experimentos para estudo das limitações do escoamento em contracorrente em canais verticais são geralmente realizados com o estabelecimento de fluxos de líquido pela extremidade superior do canal, ou próximo dela através de membrana porosa, e gás através da extremidade inferior. Uma configuração anular de escoamento então se estabelece no canal. Resultados experimentais tem demonstrado que a forma destas extremidades influem no comportamento do escoamento e conseqüentemente no processo de arraste de líquido pelo gás. A maneira como o experimento é realizado também afeta as limitações do escoamento. Nos canais verticais alguns experimentadores vem procurando determinar as condições nas quais o arraste se inicia, outros, o impedimento total à precipitação da água, que pode experimentalmente ser determinado ou com aumento da taxa de injeção de gás ou com a redução desta após a obtenção do arraste total. São aspectos que, junto à forma

geométrica do canal, às características dos fluidos e da instrumentação utilizada justificam alguma dispersão nos resultados até agora obtidos. De maneira geral as velocidades dos fluidos tem sido correlacionadas através de parâmetros adimensionais em formas de equações que são "ajustadas" aos respectivos pontos experimentais.

Canais não verticais possuem outra configuração de escoamento e conseqüentemente suas limitações também são outras. A modelagem teórica torna-se sensivelmente mais complexa devido à assimetria do escoamento. A adaptação de correlações desenvolvidas em canais verticais, envolvendo os parâmetros adimensionais, tem sido prática muito comum entre os pesquisadores. Somente nos últimos 15 anos o canal horizontal unido a um inclinado, tem recebido maior atenção por parte dos pesquisadores. Destes estudos, apenas 7 reproduziram, em escala, a geometria semelhante à da perna quente dos reatores *PWR*. Os escoamentos nesta geometria se caracterizam por possuir, durante a fase de inundação, configuração estratificada na parte horizontal e agitada na sua parte inclinada, ocorrendo simultaneamente na seção. Em alguns destes experimentos determinou-se o início do arraste do líquido, em outros, o início da precipitação do líquido após arraste total. Uma vez que os momentos do escoamento são muito diferentes a comparação feita entre os dois grupos de resultados tem gerado inconsistências. As diferentes maneiras de injeção, formas geométricas da curva, extremidades da seção, ou escalas exploradas, constituem outras das dificuldades na comparação destes resultados experimentais. É comum nas suas conclusões, estes pesquisadores sugerirem a realização de um número maior de experimentos para que se possa eliminar as inconsistências existentes e definir-se os verdadeiros mecanismos responsáveis pelo início de arraste do líquido pelo gás, por seu arraste total assim como pelo comportamento da curva de inundação.

A utilização do modelo de limitação do escoamento em contracorrente implementado no código da análise de transientes *RELAP5/MOD3* exige dados que devem ser obtidos na literatura para cada geometria de canal de escoamento a ser simulada. As inconsistências encontradas nos dados disponíveis na literatura para a geometria da perna quente podem, portanto, comprometer a qualidade das simulações realizadas.

1.4 Os Objetivos do Estudo

O objetivo geral neste estudo foi, através de metodologia experimental, melhor entender do comportamento hidrodinâmico do fenômeno na geometria constituída de tubos horizontal e inclinado unidos por curva

Constituíram-se objetivos específicos deste estudo:

1. Desenvolvimento e qualificação de metodologia experimental para estudo hidrodinâmico do fenômeno;
2. Levantamento quantitativo das principais características do fenômeno, quais sejam: velocidades do gás para o início do processo de arraste, do arraste total do líquido e comportamento da curva de inundação;
3. Levantamento dos mecanismos físicos que controlam o comportamento do fenômeno;
4. Avaliação das influências dos parâmetros dimensionais: comprimentos horizontal e inclinado, e diâmetros da tubulação, inclinação de parte na parte não horizontal e nível hidrostático estabelecido na extremidade de injeção de líquido, no comportamento do fenômeno;
5. Desenvolvimento de correlação empírica para caracterização do fenômeno que considere, de maneira explícita, os parâmetros mencionados no item anterior.

Ao atingir estes objetivos, resultados experimentais e analíticos não disponíveis na literatura são apresentados, conferindo ao trabalho desenvolvido sua originalidade.

CAPÍTULO 2 – O ESTADO DA ARTE

Neste capítulo é apresentado um histórico dos principais estudos do fenômeno da limitação do escoamento bifásico em contracorrente salientando as contribuições mais importantes e aplicáveis a canais de escoamento de qualquer geometria. Na primeira parte do capítulo são tratados os estudos realizados em canais verticais, mais amplamente explorados e na segunda parte são apresentados os estudos direcionados à compreensão do fenômeno em geometrias envolvendo canais horizontais e inclinados unidos por curva. Esta revisão pode ser complementada com trabalhos mais exaustivos feitos por Tien e Liu (1979), Bankoff e Lee (1983, 1985) e Navarro (1995).

2.1 Estudos em Canais de Escoamento Verticais

Embora tenham sido propostos, nestes últimos anos, um grande número de modelos para a descrição do processo de inundação em canais verticais, a definição de um mecanismo básico com o qual o fenômeno deve ser tratado é ainda controversa. Os modelos analíticos já desenvolvidos, geralmente, efetuam simplificações nas equações que governam escoamentos bifásicos, que na maioria dos casos são considerados: adiabáticos; sem transferência de massa na interface dos fluidos e em canais com geometrias simples como as definidas por canais circulares verticais. Raras são as tentativas de solução de situações mais complexas, como a que ocorre em placas perfuradas. As diferentes aproximações conduzem a soluções muitas vezes conflitantes e, geralmente, o auxílio experimental é exigido para a complementação de um modelo.

2.1.1 Estudos teóricos

Os modelos teóricos propostos até hoje podem ser divididos em três grupos básicos: o que considera um equilíbrio estático entre o filme líquido descendente e o gás ascendente como condição limite do escoamento em contracorrente; o que se baseia, para a determinação desta condição limite, em teorias de estabilidade das ondas formadas na interface entre os dois fluidos, e o que utiliza o contorno de um "envelope" que delimita

uma região operacional para as velocidades superficiais das fases (j_g, j_l), para definir a condição limite do escoamento em contracorrente, ou curva de inundação.

- Modelos do equilíbrio estático

Uma das análises mais simples, nesta classe de modelos, é a que considera a sustentação de um filme descendente de líquido por um escoamento ascendente de gás, como é mostrado nas Figuras 2.1 e 2.2. Esta maneira de abordar o fenômeno foi utilizada por Wallis e Kuo (1976) e Grolmes et al. (1974). Em suas análises Grolmes et al. aplicaram a equação de Navier-Stokes na direção axial e obtiveram a seguinte equação para a velocidade crítica para o gás, u_{gc} , acima ou abaixo da qual o equilíbrio da coluna líquida deixa de existir:

$$u_{gc} = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \left(\frac{g\delta}{f_i} \right)^{1/2} \tag{2.1}$$

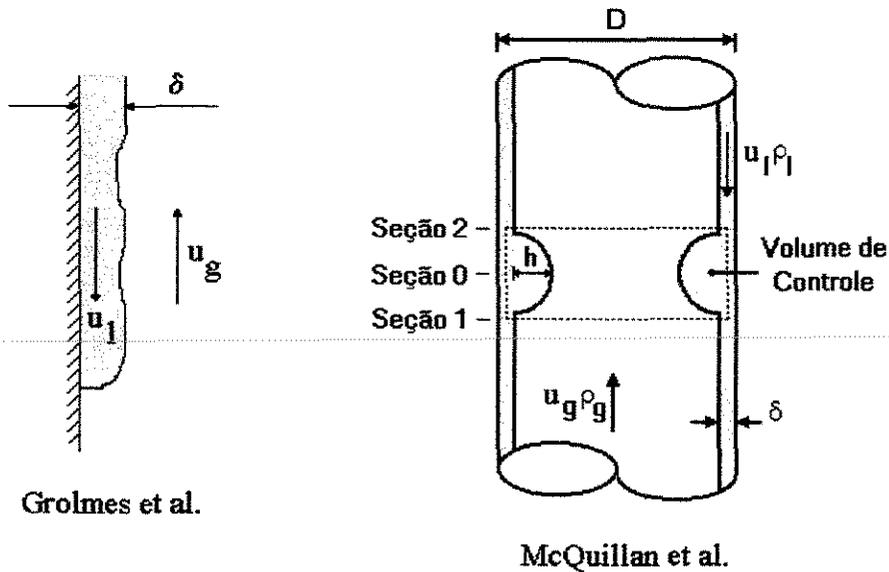


Figura 2.1 – Modelos do equilíbrio estático: Grolmes et al. (1974) e McQuillan et al. (1985)

onde ρ_l e ρ_g são as densidades do líquido e do gás, respectivamente, g a aceleração gravitacional, δ a espessura do filme líquido e f_i o coeficiente de atrito na interface líquido

gás. Grolmes et al. propuseram a utilização do coeficiente obtido por Toblevich et al. (1974):

$$f_i = 0,006 + \frac{200\delta^2}{(\mu/\mu_R)^{0,44}} \quad (2.2)$$

sendo μ_R uma viscosidade de referência.

Um dos primeiros estudos analíticos do escoamento em contracorrente foi efetuado por Shearer e Davidson (1965). Neste estudo a amplitude de uma onda líquida estacionária é relacionada à velocidade do gás no momento em que se inicia o arraste do líquido. Segundo os autores, a onda tende a crescer bruscamente quando o gás atinge esta velocidade limite, o que sugere uma associação entre o fenômeno da inundação e a instabilidade da onda. Como Shearer e Davidson, os pesquisadores Ueda e Suzuki (1978), Richter (1981) e McQuillan et al. (1985) também propuseram modelos nos quais foram efetuadas análises da instabilidade de formas particulares de ondas, mostradas na Figura 2.1 e 2.2, no momento do início do arraste.

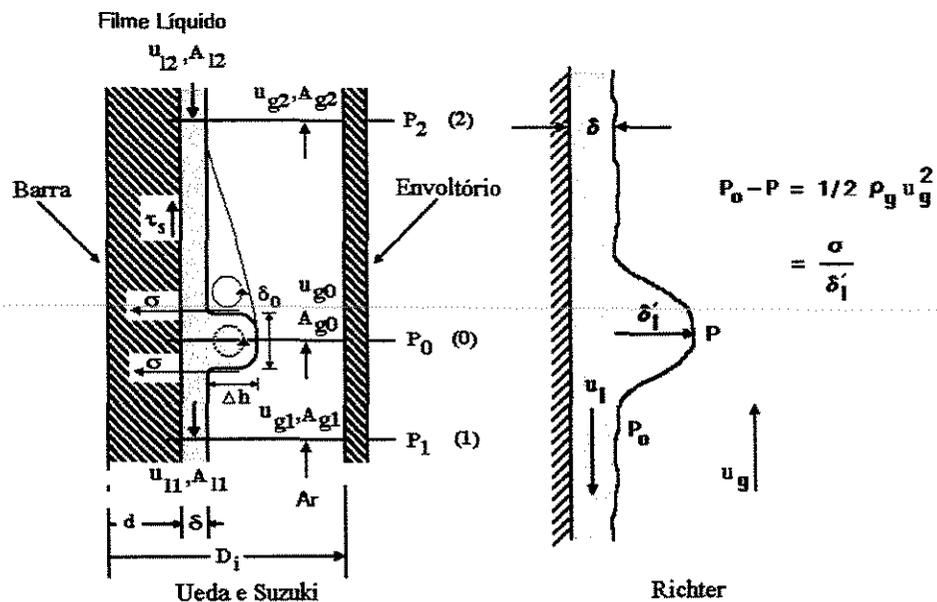


Figura 2.2 – Modelos do equilíbrio estático: Ueda e Suzuki (1978) e Richter (1981)

Aplicando a conservação do momento ou a equação de Bernoulli em diferentes formas de ondas e efetuando simplificações estes pesquisadores obtiveram diferentes equações com parâmetros para adequar os modelos aos seus próprios resultados experimentais.

Richter, por exemplo, utilizou, em sua análise, as equações de momento para as fases líquida e gasosa, e um modelo para a fração de vazio no canal. Considerou ainda, que a onda deve ter até quatro vezes a espessura média do filme líquido para não se desintegrar e ser arrastada pelo gás. Seu modelo foi expresso por:

$$\frac{f_p}{4} Bo^3 j_g^{*6} j_l^{*2} + f_p Bo j_g^{*4} + 150 f_p j_g^{*2} = 1 \quad (2.3)$$

onde: f_p = coeficiente de atrito na parede = 0,008

$j_{g,l}^*$ = fluxos adimensionais para o gás e líquido

Bo = número de Bond

Os fluxos adimensionais, também conhecidos por números de Wallis, são calculados por:

$$j_{g,l}^* = \frac{\rho_{g,l}^{1/2} j_{g,l}}{\left[g L_c (\rho_l - \rho_g) \right]^{1/2}} \quad (2.4)$$

sendo $j_{g,l}^*$ as velocidades superficiais do gás e do líquido e L_c um comprimento característico do canal de escoamento. Normalmente, para L_c é adotado o diâmetro hidráulico, D_h , do canal. O número de Bond é dado pela expressão:

$$Bo = D_h \left[\frac{g(\rho_l - \rho_g)}{\sigma} \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

Para penetração zero de líquido, $j_l^* = 0$, a equação (2.3) pode ser transformada em:

$$j_g^{*2} = -\frac{75}{Bo} \left[1 - \left(1 + \frac{Bo}{75^2 f_p} \right)^{1/2} \right] \quad (2.6)$$

É interessante o estudo de dois casos extremos:

$$1. \quad \frac{Bo}{75^2 f_p} \ll 1$$

Neste caso, válido para tubos de pequenos diâmetros, faz-se a aproximação:

$$\left(1 + \frac{Bo}{75^2 f_p} \right)^{1/2} \cong 1 + \frac{1}{2} \frac{Bo}{75^2 f_p} \quad (2.7)$$

Que transforma a equação (2.6) em:

$$j_g^{*2} = \left(\frac{1}{150 f_p} \right)^{1/2} = 0,96 \quad (2.8)$$

$$2. \quad \frac{Bo}{75^2 f_p} \gg 1$$

Neste caso, válido para tubos de diâmetros maiores, efetua-se a seguinte aproximação:

$$\left(1 + \frac{Bo}{75^2 f_p} \right)^{1/2} \cong \left(\frac{Bo}{75^2 f_p} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

e a equação (2.6) se transforma em:

$$j_g^* = \frac{1}{Bo^{1/4} f_s^{1/4}} = \frac{3,34}{Bo^{1/4}} \quad (2.10)$$

$$\text{ou } K_g = j_g^* Bo^{1/4} = 3,34 \quad (2.11)$$

Os resultados mostrados nas equações (2.8) e (2.11) confirmam resultados experimentais de Wallis (1969), para tubos com pequenos diâmetros e de Pushkina e Sorokin (1969) para tubos com diâmetros maiores, respectivamente.

- Modelos da estabilidade da onda superficial

A maior parte das análises das limitações do escoamento em contracorrente que se baseiam nas teorias de estabilidade das ondas na interface líquido/gás, foi desenvolvida em

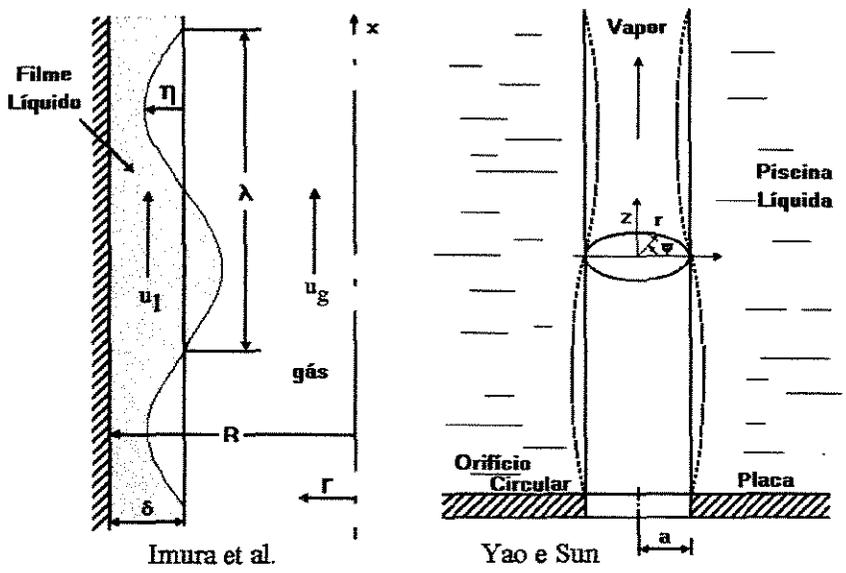


Figura 2.3 – Modelos da estabilidade da onda: Imura et al. (1977) e Yao e Sun (1985)

condições de escoamento potencial, utilizando as equações de Laplace e Bernoulli. Nesta classe os estudos mais conhecidos são os efetuados por Imura et al. (1977), Chung (1978) e Yao e Sun (1985).

A equação final obtida por Imura et al., desenvolvida com base no modelo da Figura 2.3, que associa o início da instabilidade das ondas ao início do arraste do líquido em um canal circular de raio r , é função explícita do comprimento de onda da interface:

$$u_g + u_l = \left[\frac{\sigma}{\rho_g} \left(\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{1}{r - \delta} \right) \right]^{1/2} \quad (2.12)$$

Os valores de δ são obtidos da equação de Nusselt:

$$\delta = \left(\frac{3 \mu_l^2}{\rho_l^2 g} \right)^{1/3} Re_l^{1/3} \quad (2.13)$$

para números de Reynolds, Re_l , menores que 400 ou, da equação empírica obtida por Feind (1960):

$$\delta = 0,369 \left(\frac{3 \mu_l^2}{\rho_l^2 g} \right)^{1/3} Re_l^{1/3} \quad (2.14)$$

para $Re_l > 400$.

Uma correlação para o comprimento de onda também foi proposta:

$$\lambda = 136,59 \delta \left(\frac{D^2 \rho_l g}{\sigma} \right)^{-0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{-0,12} \quad (2.15)$$

Os autores constataram boa concordância entre este modelo e seus próprios resultados experimentais, para baixas velocidades de líquido.

Partindo também das equações de Laplace e Bernoulli em um sistema bidimensional, e efetuando um tratamento semelhante na solução destas equações, com auxílio de resultados experimentais, Chung (1978) desenvolveu a seguinte expressão para descrever o processo de inundação:

$$K_g^{1/2} + M K_l^{1/2} = C_{11} \tanh(C_{12} Bo^{1/4}) \quad (2.16)$$

onde K_g e K_l são os conhecidos números adimensionais de Kutateladze dados pela expressão:

$$K_{g,l} = \frac{j_{g,l} \rho_{g,l}^{1/2}}{\left[\sigma g (\rho_l - \rho_g) \right]^{1/4}} \quad (2.17)$$

As constantes M , C_{11} e C_{12} foram definidas a partir de ajustes da equação (2.16) aos seus resultados experimentais.

O modelo de Yao e Sun (1985) foi desenvolvido para uma piscina líquida sustentada por uma placa com um orifício, através do qual escoo um gás (Figura 2.3). Abordando as teorias de instabilidade de Rayleigh e Helmholtz, os autores chegam a um envelope dentro do qual nenhuma penetração de líquido através do orifício é esperada. As equações que definem o contorno desta região são:

$$K_g < 3,2 \left[\frac{Bo - 0,345 \left(1 - \frac{0,848}{Bo^2} \right)}{Bo + 0,115} \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

$$e \quad K_g > 3,2 \left[\frac{Bo - 0,5 \left(1 - \frac{1,768}{Bo^2} \right)}{Bo + 0,166} \right]^{1/2} \quad (2.19)$$

Para números de Bond acima de ~ 15 , ambas as equações convergem para o valor $K_g = 3,2$, resultado também obtido experimentalmente por Pushkina e Sorokin (1969). Na região intermediária, $5 < Bo < 15$, a concordância também ocorre com os dados obtidos por Tien et al. (1979). Para $Bo < 5$, a análise superestima os resultados experimentais de Wallis e Makkenchery (1974) e de Jones (1977), estes, realizados em um feixe de barras com placa perfurada.

- Modelos do "envelope"

O envelope que delimita a região operacional do escoamento em contracorrente no plano $j_l^* \times j_g^*$, é obtido pelo lugar comum das tangentes às linhas operacionais correspondentes aos conjuntos possíveis de pares das velocidades do gás e do líquido para uma determinada fração de vazio. Duas são as maneiras de se explorar este conceito. A primeira, denominada por Wallis (1969) de modelo dos canais (ou cilindros) separados, divide a área do escoamento em contracorrente em duas partes, cada uma destinada ao escoamento de somente uma fase. Bharathan et al. (1969) e Taitel et al. (1982) idealizaram outra forma de aplicar o conceito do envelope. Neste modelo, denominado de modelo do

escoamento separado, os autores inseriram uma componente de atrito na interface líquido/gás, desprezada no modelo anterior.

Para o modelo dos canais separados as equações de balanço do momento, para as fases que escoam unidimensionalmente em um tubo de diâmetro D são:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_g = \left(\frac{2f_{gp}}{\sqrt{\alpha}D}\right) \rho_g u_g^2 + \rho_g g \quad (2.20)$$

$$\text{e } -\left(\frac{dp}{dz}\right)_l = -\left[\frac{2f_{lp}}{(1-\alpha)^{1/2}D}\right] \rho_l u_l^2 + \rho_l g \quad (2.21)$$

onde α é a fração de vazio do escoamento e f_{gp} e f_{lp} são, respectivamente, os coeficientes de atrito entre o gás e a parede e entre o líquido e a parede. Utilizando-se as velocidades adimensionais definidas pela equação (2.4) e assumindo-se a igualdade na perda de pressão obtém-se:

$$\frac{f_{lp}}{f_{gp}(1-\alpha)^{2,5}} j_l^{*2} + \frac{1}{\alpha^{2,5}} j_g^{*2} - \frac{1}{2f_{gp}} = 0 = F \quad (2.22)$$

Uma série de curvas podem ser geradas para os pares j_l^* e j_g^* , dependendo do valor da fração de vazio. A condição limite para o escoamento em contracorrente é definida pelo "envelope" desta família de curvas, representado matematicamente por $(\partial F/\partial \alpha) = 0$. Esta derivada fornece:

$$\frac{f_{lp}}{f_{gp}(1-\alpha)^{3,5}} j_l^{*2} - \frac{1}{\alpha^{3,5}} j_g^{*2} = 0 \quad (2.23)$$

Eliminando a fração de vazio nas equações (2.22) e (2.23) obtém-se:

$$j_g^{*0,556} + M j_l^{*0,556} = C \quad (2.24)$$

$$\text{onde } M = \left(\frac{f_{lp}}{f_{gp}}\right)^{0,286} \quad (2.25)$$

$$\text{e } C = (2f_{gp})^{-0,286} \quad (2.26)$$

Baseado neste modelo, a forma básica para expressar a limitação do escoamento em contracorrente pode ser:

$$j_g^{*n} + M j_l^{*n} = C \quad (2.27)$$

O modelo do escoamento separado é desenvolvido de maneira semelhante, inserindo-se apenas a componente de atrito entre as fases na equação do momento. Nesta análise os autores concluem ser 0,5 um valor adequado para n e que as constantes M e C devem ser obtidas empiricamente.

2.1.2 Estudos experimentais

Os modelos teóricos mesmo desenvolvidos em geometrias e condições simplificadas têm, em geral, necessitado de informações complementares de estudos experimentais. Os primeiros experimentos para estudo dos aspectos fundamentais da inundação foram feitos em seções tubulares.

Nos experimentos realizados em seções tubulares, a injeção do líquido é normalmente feita através da parte superior do tubo ou através de uma membrana porosa na sua parede. Variações na geometria da borda superior e inferior do tubo no modo de injeção do gás, assim como, nos tipos de fluidos utilizados, constituem as principais diferenças entre os diversos experimentos.

Os primeiros estudos experimentais de inundação foram realizados por Sherwood et al. (1938) e Lobo et al. (1945) que correlacionaram seus resultados em gráficos do tipo:

$$\frac{j_g}{g} L_c \frac{\rho_g}{\rho_l} \mu_l^{0,2} \text{ versus } \frac{j_l}{j_g} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \quad (2.28)$$

onde L_c é uma dimensão característica do canal de escoamento.

Kamei et al. (1954) realizaram experimentos em tubos com diâmetros de 1,89, 3,16, 4,18 e 4,9 cm e 2,5 m de comprimento. Utilizaram água, soluções gelatinosa e de sabão, com $50 < Re_l < 700$, em contracorrente com o ar, e obtiveram a seguinte correlação:

$$\frac{\rho_g j_g}{\rho_l j_l} = 198 \left(\frac{4\rho_l j_l}{\pi D \mu_l} \right)^{-1,225} \left(\frac{\delta}{D^2 \rho_l g} \right)^{-0,23} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0,71} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,13} \left(\frac{D^3 \rho_l^2 g}{\mu_l^2} \right)^{0,231} \quad (2.29)$$

onde δ é a espessura de Nusselt para o filme:

$$\delta = \left(\frac{3\mu_l j_l D}{g\rho_l} \right)^{1/3} \quad (2.30)$$

Feind (1960) testou os pares de fluidos água/ar e solução dietileno glicol/ar com $0,15 < Re_l < 3000$ em tubos com 2, 2,5 e 5 cm de diâmetro e 0,96 m de comprimento, obtendo a seguinte correlação:

$$m \left(\frac{Re_g}{Re_l^n} \right) \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{2/5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{3/4} + 1,4 \times 10^4 = 1300 \left(\frac{D}{2\delta} \right)^{5/4} \quad (2.31)$$

sendo:

$$Re_g = \frac{\rho_g u_g (D - \delta)}{\mu_g} \quad (2.32)$$

Nesta correlação, para $Re_l < 400$, $m = 58,2$ e $n = 1/3$, enquanto que para $Re_l \geq 400$, $m = 157,7$ e $n = 1/2$.

Wallis (1961) definiu as velocidades adimensionais, dadas pela equação (2.4), para os componentes líquido e gás do escoamento de seus experimentos. Na equação o diâmetro do tubo foi originalmente utilizado por Wallis, que posteriormente sugeriu a substituição do mesmo por um comprimento característico da seção de testes. O autor correlacionou seus dados experimentais através da equação (2.27) com $n = 1/2$. Nesta equação, as constantes M e C variaram, dependendo das condições experimentais, de 0,8 a 1, e de 0,7 a 1, respectivamente. Seus primeiros testes foram realizados com água e ar em tubos de vidro com diâmetros de 1,27, 1,91, 2,54 e 5,1 cm, com 1,22 m de comprimento, e com três tipos de bocais de injeção. Nestes experimentos a taxa de injeção de gás foi mantida constante enquanto que a taxa de injeção de líquido era gradualmente aumentada. O início do

processo de arraste foi definido visualmente no momento em que se iniciava uma grande formação de ondas na interface. O autor concluiu que o diâmetro do tubo e as condições de injeção de líquido definem os valores de C . Esta influência no comportamento da inundação foi também verificada por outros pesquisadores (Sakhuja, 1973; Hewitt, 1977; Dukler e Smith, 1977), embora as análises efetuadas por Grolmes et al. (1974), Shearer e Davidson (1965), Chung (1978) e Pushkina e Sorokin. (1969) entre outros, não confirmassem uma dependência explícita do fenômeno com o diâmetro.

A influência da viscosidade do líquido na velocidade de inundação foi também verificada por Wallis (1962), em experimentos com água, glicoletileno e glicerol tendo em contracorrente o ar, dentro de um tubo com 1,91 cm de diâmetro. Foi constatado um efeito desestabilizante no início da inundação, ou seja, o aumento da viscosidade do líquido diminui a velocidade do ar para o início do arraste total. Este efeito foi confirmado na análise de Chung (1978) embora os estudos teóricos de Centinbudaklar e Jamenson (1969) tenham concluído o oposto.

Grolmes et al. (1974) estudaram a influência da relação L/D no início do arraste da água por nitrogênio. Os diâmetros foram 0,4, 0,6, 1,3 e 2,5 cm, e as relações L/D iguais a 10, 25, 50, e 100. Os resultados experimentais foram correlacionados através da equação (2.1). Os pesquisadores constataram que a influência de L/D na velocidade crítica é pequena.

English et al. (1963) realizaram testes com água e vapor escoando em contracorrente em tubos com 1,91 cm de diâmetro e 1,83 m de comprimento, e diferentes ângulos de cortes da extremidade inferior (0° , 30° , 60° e 75°). Nestes testes a taxa de injeção de água foi mantida constante e a injeção de vapor era aumentada até que o início do arraste fosse detectado através da queda brusca de pressão na seção. Os resultados destes testes foram correlacionados através da equação:

$$\rho_g j_g = \frac{1550 D^{0,3} \rho_l^{0,46} \rho_g^{0,5} \delta^{0,9}}{\mu_l^{0,14} (\cos\theta)^{0,32} \left(\frac{\rho_l j_l}{\rho_g j_g} \right)^{0,07}} \quad (2.33)$$

onde θ é o ângulo de corte. Foi concluído pelos pesquisadores que a velocidade crítica para arraste total do líquido é proporcional a este ângulo, fato também observado experimentalmente por Hewitt (1977).

Pushkina e Sorokin (1969) realizaram testes em tubos de vidro com diferentes diâmetros (0,62, 0,88, 0,9, 12,2, 13,1 e 30,9 cm) e duas formas de injeção de água: através de uma parede porosa situada no meio do tubo e através da parte superior deste, com final arredondado. Foram utilizados água e ar como fluidos. O momento da inversão do escoamento (início do arraste total) foi detectado visualmente. Os autores utilizaram o número adimensional de Kutateladze para correlacionar seus resultados, encontrando o valor $K_g = 3,2$ para o início do arraste total, independente do diâmetro do tubo. Esta independência contrariava, em princípio, os resultados de Wallis (1961).

Experiências realizadas posteriormente por Wallis e Makkencherry (1974), com água e ar em tubos com diâmetros entre 0,64 cm e 1,4 cm, constataram que o valor crítico $K_g = 3,2$ era válido para os tubos com diâmetros maiores ($Bo > 2$), e, para os demais tubos, a equação (2.27), com $n = 1/2$, proposta por Wallis, representava melhor os dados experimentais. Os pesquisadores concluíram que o ângulo de contato do filme líquido com o gás, para os tubos de pequenos diâmetros, é fator importante no comportamento do fenômeno.

Imura et al. (1977) utilizaram tubos transparentes com 1m de comprimento e 1,12, 1,6, 2,1, 2,42 cm de diâmetro interno. Água, glicol etileno e álcool etílico, cobrindo a faixa $2,7 < Re_l < 4230$, foram utilizados no escoamento em contracorrente com o ar. Para correlacionar seus resultados os pesquisadores partiram da equação (2.12), desenvolvida analiticamente, e obtiveram:

$$\frac{G_g}{G_l} \left(1 + \frac{G_l}{G_g} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{A_g}{A_l} \right) = \frac{A_g}{A} \frac{1}{G_l} \left(\frac{\rho_g \sigma}{\delta} \right)^{1/2} \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} - \frac{1}{R/\delta - 1} \right)^{1/2} \quad (2.34)$$

$$\text{onde } G_l A = \rho_l u_l A_l \quad (2.35)$$

$$\text{e } G_g A = \rho_g u_g A_g \quad (2.36)$$

são os fluxos superficiais de massa e

$$A = \pi \frac{D^2}{4} = A_g + A_l \quad (2.37)$$

$$A_l = \pi D \delta (1 - \delta/D) \quad (2.38)$$

$$A_g = \pi \frac{D^2}{4} (1 - 2\delta/D)^2 \quad (2.39)$$

são as áreas de escoamento total e as ocupadas pelas fases líquida e gasosa, respectivamente.

A espessura do filme, δ , foi determinada através das correlações empíricas definidas pelas equações (2.13) e (2.14), dependendo do número de Reynolds, e o comprimento de onda, λ , através da equação (2.15).

Suzuki e Ueda (1977) realizaram testes em seções tubulares cobrindo uma ampla faixa de parâmetros: $1 < D < 2,88$ cm; e $0,5 < L < 2$ m; e $9 \times 10^{-4} < \mu_l < 2,4 \times 10^{-2}$ Ns/m². Os resultados foram correlacionados através da equação:

$$Fr = C_1 \log X + C_2 \quad (2.40)$$

sendo Fr dado por:

$$Fr = \left[\frac{\rho_g (u_g + u_l)^2}{\rho_l g \delta} \right]^{1/2} \quad (2.41)$$

$$e \quad X = \left(\frac{1}{Re_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_l g D_h^2}{\sigma'} \right)^{1/4} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{2/3} \quad (2.42)$$

$$\text{onde } \sigma' = \sigma + 1,5|\sigma - 0,05| \quad [N/m] \quad (2.43)$$

As constantes C_1 e C_2 , dependendo do comprimento da seção de testes, do número de Reynolds e viscosidade do líquido, assumem os valores mostrados na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 – Constantes para o modelo de Suzuki e Ueda

L [m]	Re_l	μ_l [Ns/m ²]	C_1	C_2
0,5	-	-	0,766	18,37
1,0	-	-	8,29	19,18
1,5	350	3×10^{-3}	8,29	19,18
	> 350	$< 1 \times 10^{-3}$	11,94	25,0
2,0	350	3×10^{-3}	8,29	19,18
	> 350	$< 1 \times 10^{-3}$	14,86	29,7

A equação (2.40) foi também utilizada para correlacionar dados de experimentos com água e ar realizados em seções na forma de feixe, com 1, 3 e 4 barras de 1 cm de diâmetro, em tubos com 2,8, 3,5 e 4 cm de diâmetro e 1 m de comprimento. Neste caso os valores de C_1 e C_2 foram 8,29 e 19,18, respectivamente.

Os experimentos de Chung (1978), realizados com água e ar em tubos com diâmetros de 1,59, 3,18, 4,6 e 6,99 cm foram correlacionados através da equação (2.16). O autor estudou o efeito das condições geométricas de entrada do ar e do líquido no comportamento do fenômeno da inundação. No caso de tubo com borda superior em 45° e injeção de ar através de um bocal que penetra na extremidade inferior do canal de escoamento, os valores das constantes M , C_{11} e C_{12} foram 0,8, 2,11 e 0,9, respectivamente. Para o corte da borda superior em ângulo reto, a constante C_{12} assumiu o valor 0,8. Na situação em que a injeção de ar é feita através de uma câmara inferior, e a borda superior foi em 45°, os valores encontrados para as constantes M , C_{11} , e C_{12} foram, respectivamente, 0,65, 1,79 e 0,9. Sendo, neste caso, o corte superior em ângulo reto, $C_{12} = 0,8$.

Tien (1977) realizou testes com água sub-resfriada e vapor que se condensava parcialmente ao longo de seu caminho ascendente. Em seu modelo o autor incorporou o efeito da condensação na redução da vazão de vapor, considerando que o calor latente na condensação é balanceado pelo calor sensível necessário ao aumento da temperatura do

líquido até a saturação. Deste modo Tien, utilizando o número de Kutateladze, propôs um fluxo efetivo para o vapor:

$$K_{ge} = K_g - f_c Ja K_{li} \quad (2.44)$$

onde K_{li} é o número adimensional de Kutateladze calculado para a quantidade de água injetada na seção de testes e Ja é o número de Jakob, definido por:

$$Ja = \frac{c_p \Delta T_{sub}}{h_{lg}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \quad (2.45)$$

sendo h_{lg} o calor latente, ΔT_{sub} o sub-resfriamento do líquido e c_p o calor específico do líquido. O fator f_c , cujo valor se situa entre 0 e 1, representa a eficiência do processo de condensação e pode ser determinado através da equação empírica:

$$f_c = \exp \left[-N \left(j_{li}^* \right)^{1/2} \right] \quad (2.46)$$

onde a constante N assume o valor de 3,16. Substituindo o valor de K_g por K_{ge} na correlação:

$$K_g^{1/2} + K_l^{1/2} = 1,79 \quad (2.47)$$

baseada no valor crítico de 3,2 para K_g , uma correlação para inundação sub-resfriada foi obtida:

$$\left(K_g - f_c Ja K_{li} \right)^{1/2} + K_l^{1/2} = 1,79 \quad (2.48)$$

Posteriormente foram inseridas nesta correlação as constantes M e C , dependentes das condições geométricas e das características dos fluidos utilizados:

$$\left(K_g - f_c Ja K_{li} \right)^{1/2} + M K_l^{1/2} = C \quad (2.49)$$

- Estudos em canais com geometria de reatores nucleares

Como descrito no capítulo anterior, nos reatores além dos canais de escoamento tubulares verticais, como os tubos do gerador de vapor encontramos canais dos tipos anular, em forma de placa perfurada, contendo feixe de varetas e verticais paralelos como nos reatores do tipo *BWR* (*Boiling Water Reactor*) que possuem elementos combustíveis separados entre si. Para cada tipo de geometria uma gama de experimentos foram realizados.

Block e Crowley (1975) utilizaram o modelo empírico proposto por Wallis (equação (2.27)) para correlacionar seus dados experimentais com água sub-resfriada e vapor em geometria anular, simulando a região anular (*downcomer*) do vaso de um reator *PWR*. De modo análogo ao considerado por Tien, estes pesquisadores utilizaram na equação (2.27) a quantidade efetiva de vapor que participa do processo de inundação, subtraindo do vapor injetado a parte condensada, ou seja:

$$j_{ge}^* = j_g^* - fJa j_{li}^* \quad (2.50)$$

Para estes experimentos a constante C da equação (2.27) assumiu o valor 0,32 e:

$$M = \exp\left(-5,6 j_{li}^{*0,6}\right) \quad (2.51)$$

Para o fator de condensação os autores obtiveram a correlação:

$$f_c = \left(\frac{p}{p_a}\right)^{1/4} \left(\frac{1}{1 + b j_{li}^*}\right) \quad (2.52)$$

sendo p e p_a as pressões de teste e atmosférica, respectivamente, e b uma constante empírica que vale 16 para geometrias planas e 30 para geometrias cilíndricas.

O modelo de Wallis para inundação sub-resfriada foi utilizado por Simpson e Rooney (1983), Cudnik (1976), Carbiener (1977), Becker et al. (1979), Liu et al. (1978), entre outros, para correlacionar os resultados de testes efetuados em seções que reproduziam, em escala (1/10, 1/15, 2/15 e 1/30), a região anular dos reatores nucleares. No

ajuste destes dados experimentais, foram obtidas outras diferentes correlações para o fator de condensação f_c , e valores para as constantes C e M .

Alguns experimentos de inundação foram realizados em canais verticais paralelos simulando principalmente as condições geométricas dos núcleos dos reatores do tipo *BWR*. Dentre estes se destacam os realizados por Wallis et al. (1981), Piggott e Ackerman (1980), Murase e Suzuki (1986), Suzuki e Murase (1986), Murase et al. (1986), Suzuki et al. (1988) e Speyer e Kmetyk (1977). Em geral, devido à complexidade do comportamento do escoamento, a correlação de Wallis foi "ajustada" para cada um destes experimentos. O mesmo ocorreu com experimentos em geometrias onde o anulo (*downcomer*) de um reator *PWR* é representado em escala, realizados por Flaningan et al. (1975), Cudnik et al. (1977), Crowley et al. (1976, 1977), Wallis (1975), Graham (1975), Richter (1978), Becker et al. (1979) e Richter e Wallis (1979).

Canais de escoamento contendo feixes de barras que representam, em escala, os elementos combustíveis nucleares dos reatores *PWR* ou *BWR*, também foram explorados por alguns pesquisadores. Em algumas geometrias, acima destes feixes, foram posicionadas placas perfuradas para simular a placa base dos elementos combustíveis (*tie plate*). Em outras instalações apenas a *tie plate* é simulada. Destacam-se os descritos por Ueda e Suzuki (1978), Jones (1977), Weiss et al. (1992), Anderson e Fogdall (1982), Naitoh et al. (1978), Sobajima (1981, 1985), Hawighorst et al. (1985), Spatz e Mewes (1989) e Bankoff et al. (1981).

Uma das dificuldades na utilização do modelo de Wallis está na definição de um comprimento característico para um canal de escoamento com formas geométricas complexas. Em muitas situações tem sido utilizado o diâmetro hidráulico ($D_h = 4A/P_m$) mas, muitos pesquisadores tem proposto outras formas de comprimento característico. Para geometrias anulares, a literatura fornece diferentes comprimentos característicos: o diâmetro interno do tubo externo, D_o ; o diâmetro externo do tubo interno, D_i ; $(D_o - D_i)/2$ e $(D_o^2 - D_i^2)/D_i$.

W. D. Becker et al. (1979) analisaram experimentos realizados em seções de testes que simularam, nas escalas 1/15, 2/15 e 1/30, o espaço anular (*downcomer*) dos reatores *PWR*, com água escoando em contracorrente ao vapor ou ar. Utilizando como comprimento

característico na correlação de Wallis (com $n = 1/2$), a circunferência média da seção anular, foram determinados os seguintes valores para as constantes empíricas: $0,318 < C < 0,523$ e $0,668 < M < 1,182$. Valores médios de 0,4 e 0,8 para C e M , respectivamente, foram também obtidos por Richter e Wallis (1979) na análise de experimentos realizados na universidade de Dartmonth em seções anulares, nas escalas de 1/30, 1/10 e 2/15 dos reatores. Estes pesquisadores concluíram ainda que para seções anulares de maiores dimensões a limitação do escoamento em contracorrente torna-se independente de qualquer característica geométrica.

Ueda e Suzuki (1978) sugeriram a utilização de um diâmetro equivalente dado pela expressão:

$$D_e = \frac{4A}{\pi(D_i + nd)} \quad (2.53)$$

para representar o canal de escoamento constituído por um tubo de diâmetro interno D_i , com n barras de diâmetro d e com área de escoamento A . Usando este comprimento característico na equação (2.4), os dados experimentais destes pesquisadores, obtidos em feixes com 3 e 4 barras internas, foram expressos por:

$$j_g^{*1/2} + j_l^{*1/2} = 0,8 \quad (2.54)$$

Com a utilização de um outro comprimento característico, como $(D_o^2 - D_i^2)/D_i$, os mesmos dados experimentais seriam correlacionados por:

$$j_g^{*1/2} + j_l^{*1/2} = 0,64 \quad (2.55)$$

Como parte do programa experimental de estudo dos processos de transferência de calor durante a fase de remolhamento de um APR em um reator PWR, denominado FLECHT-SEASET (*Full Length Emergency Core Heat Transfer - Systems Effects and Separate Effects Test*), foram realizados testes de escoamento em contracorrente em um vaso de pressão constituído de: um feixe de barras simuladoras; grades espaçadoras; placa perfurada e um *plenum* superior com alguns componentes internos. Os resultados foram analisados por Anderson e Fogdall (1982), que utilizaram o diâmetro hidráulico da placa

perfurada (menor área livre ao escoamento) no modelo de Wallis e obtiveram os valores médios de 0,8 e 1,114 para as constantes C e M , respectivamente.

O modelo proposto por Tien (1977), baseado em seus resultados e nos de Pushkina e Sorokin (1969) não tem uma dependência explícita com qualquer característica geométrica do canal de escoamento. Neste modelo, o comprimento característico da equação (2.4) é substituído por:

$$L_L = \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2} \quad (2.56)$$

também conhecido por constante de Laplace, transformando o número adimensional de Wallis no de Kutateladze (equação (2.17)).

Jones (1977) e Naitoh et al. (1978) realizaram testes, também com água e vapor escoando através de placa perfurada e feixe de 8x8 barras do tipo *BWR*, obtendo, respectivamente, as seguintes correlações para seus dados:

$$K_g^{1/2} + K_l^{1/2} = 2,07 \quad (2.57)$$

$$\text{e } K_g^{1/2} + K_l^{1/2} = 2,06 \quad (2.58)$$

Bankoff et al. (1981) realizaram uma série de testes com o objetivo específico de estudar o comportamento do fenômeno em placas perfuradas. Nestes experimentos o canal de escoamento com seção transversal retangular (71,5 x 42,9 mm) foi dividido em duas regiões por placas perfuradas intercambiáveis, com diferentes geometrias de perfuração. O escoamento em contracorrente era estabelecido na placa após a injeção de água na região superior do canal e de vapor ou ar na região inferior.

Os resultados experimentais de Bankoff et al. foram correlacionados através do modelo de Wallis (equação (2.27), com $n = 1/2$), sendo o comprimento característico da equação (2.4) substituído por:

$$L_B = D_h^{(1-\zeta)} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right]^{\zeta/2} \quad (2.59)$$

$$\text{sendo } \zeta = \tanh(k_c D_h \gamma) \quad (2.60)$$

$$k_c = \frac{2\pi}{e_p} \quad (2.61)$$

$$\gamma = \frac{A_p}{A} \quad (2.62)$$

onde e_p , A_p e A são a espessura da placa, sua área livre ao escoamento e área total da seção, respectivamente. Desta maneira, os dados foram bem correlacionados através da expressão:

$$j_g^{*1/2} + j_l^{*1/2} = C_B \quad (2.63)$$

$$\text{onde } C_B = 1,07 + 4,33 \times 10^{-3} n_o \pi Bo \quad \text{para } n_o \pi Bo < 200 \quad (2.64)$$

$$\text{ou } C_B = 2 \quad \text{para } n_o \pi Bo > 200 \quad (2.65)$$

onde n_o é o número de orifícios na placa

Dependendo do valor assumido por ζ ($0 < \zeta < 1$), o comprimento característico L_B , definido na equação (2.59), torna-se D_h , no caso de ζ ser igual a 0, e L_L (equação (2.56)), quando $\zeta = 1$. Os números adimensionais $j_{g,l}^*$, calculados com $L_c = L_B$, podem, assim, assumir os valores propostos por Wallis, no caso de canais de pequenos perímetros, ou ser igual a $K_{g,l}$, para os canais de perímetros maiores.

Os resultados experimentais de Navarro (1993, 1995) e de Tófani et al. (1993) realizados em canais com diferentes placas perfuradas, simulando a *tie plate* dos elementos combustíveis dos reatores *PWR*, com e sem feixes de barras, confirmaram a validade da correlação dada pela equação (2.63) com o comprimento característico L_B .

O comprimento característico dado pela equação (2.59) foi implementado com a correlação de Wallis no código *RELAP5/MOD3* que analisa o comportamento termo-hidráulico de centrais nucleares *PWR* em condições de acidentes. Neste programa os valores de ζ e das constantes M e C são definidos pelo usuário em função do canal a ser simulado.

Sobajima (1985) realizou testes com água e vapor em uma seção constituída de um feixe de 5x5 barras simuladoras, acima do qual eram posicionadas placas perfuradas, também com 25 orifícios e passo de 14,3 mm. A espessura da placa, o diâmetro dos orifícios e o chanfro na borda destes orifícios foram os parâmetros de teste para Sobajima, que constatou exercerem forte influência no comportamento da limitação do escoamento em contracorrente. Estes resultados experimentais foram correlacionados pelo modelo de Wallis com M variando de 0,841 a 0,918 e C assumindo valores entre 1,12 e 1,32. Quando correlacionados através do modelo de Tien, a constante M assumiu valores entre 0,853 e 1, enquanto que C situou-se entre 1,68 e 1,92. Os dados de Sobajima foram consistentes com os obtidos por Bankoff et al. para placas com número elevado de orifícios (>15).

Hawighorst et al. (1985) realizaram testes de escoamento em contracorrente em duas formas de área de escoamento: uma circular, com 40 mm de diâmetro, e outra quadrada, com 57 e 59 mm de lado. Na seção circular eram posicionadas placas perfuradas com orifícios concêntricos de diferentes diâmetros. A seção quadrada foi projetada para conter um feixe com 4x4 barras com até 1500 mm de comprimento e, acima deste, placas perfuradas com as características geométricas da *tie plate* dos elementos combustíveis nucleares. Para correlacionar estes resultados experimentais foi proposta uma correlação baseada no modelo de Tien, também conhecida por correlação de Kröning:

$$K_g^{1/2} + M_{Kr} K_l^{1/2} = C_{Kr} \quad (2.66)$$

$$\text{onde } C_{Kr} = 1 + \tanh\left(\frac{Bo^*}{80}\right) \quad (2.67)$$

$$\text{e } M_{Kr} = 0,81 C_{Kr} \left(\frac{v_l}{v_g}\right)^{0,123} \quad (2.68)$$

$$\text{sendo } Bo^* = Bo \frac{\rho_m}{\rho_g} \frac{D_h}{D_g} \quad (2.69)$$

e ν_l e ν_g as viscosidades cinemáticas do líquido e do gás, respectivamente.

Os resultados experimentais de Naitoh et al. (1978) e Bankoff et al. (1981) também foram utilizados na verificação desta correlação e demonstraram boa concordância, com desvios dentro da faixa de $\pm 15\%$ dos valores previstos pela correlação.

Spatz e Mewes (1989) utilizaram esta correlação para verificar seus resultados de testes com água e vapor em um canal contendo um feixe de 8x8 barras, acima do qual eram intercambiadas placas com diferentes geometrias de perfuração. Além da influência do feixe de barras, foi estudada a influência da parede do canal, uma vez que em um reator real esta não existe. Apesar das diferenças dimensionais entre esta seção e a utilizada por Hawighorst et al. (1985), a correlação representou muito bem estes dados experimentais.

Um grande estudo experimental da limitação do escoamento em contracorrente foi realizado na instalação denominada *UPTF (Upper Plenum Test Facility)*, na Alemanha (Weiss et al. 1992). Este dispositivo representa, em escala integral, um reator do tipo *PWR* de 1300 MWe, com seu vaso de pressão, os quatro circuitos primários, incluindo simuladores de bomba e gerador de vapor. O vapor produzido em um núcleo real é simulado no *UPTF* por 193 bocais de injeção instalados logo abaixo de 193 simuladores de elementos combustíveis nucleares, cada um com 16x16 barras de 0,775 m de comprimento. Cada simulador possui duas grades espaçadoras e a respectiva caixa superior com a placa perfurada (*tie plate*). O *plenum* superior do vaso contém todos os internos de um vaso real.

Foram efetuados estudos de escoamento em contracorrente na região da perna quente e tubos do primário do gerador de vapor, na região anular e na interface núcleo/*plenum* superior do vaso de pressão do *UPTF*. As principais conclusões foram sumarizadas por Weiss et al. (1992):

- As limitações do escoamento em contracorrente na perna quente podem ser satisfatoriamente correlacionadas através do modelo de Wallis. Os resultados do *UPTF* apresentam boa concordância com os de Richter et al. (1978) obtidos em configuração

geométrica muito semelhante, porém em escala inferior ($\sim 1/4$). Para estes dados os valores das constantes foram: $C = 0,7$ e $M = 1$.

- Os resultados de testes com injeção de água na perna fria mostraram que existe um efeito significativo da escala no comportamento das limitações do escoamento em contracorrente. As correlações desenvolvidas em dispositivos com escalas menores (1/30, 1/15, 2/15 e 1/5) não se aplicam a toda a região anular do vaso de pressão.

- Os resultados de testes com escoamento em condições saturadas e homogêneas na região da *tie plate*, foram bem representados pelo modelo de Tien, utilizando o número de Kutateladze, com constantes obtidas em testes realizados em um único simulador de elemento combustível. O efeito da escala é evidenciado quando água saturada ou sub-resfriada, oriunda da perna quente, flui na direção do núcleo contra o vapor e água arrastada nele produzidos. Devido à grande dimensão do núcleo, a pressão diferencial no nível da *tie plate* apresenta um perfil não uniforme, provocando comportamentos heterogêneos de escoamento e tornando inaplicáveis os modelos produzidos em condições homogêneas.

2.2 Estudos em Canais Horizontais e Inclinados

Alguns estudos teóricos elaborados para escoamento bifásico estratificado com fluidos escoando no mesmo sentido, têm contribuído para um melhor entendimento do escoamento em contracorrente. Wallis e Dobson (1973), Taitel e Dukler (1976) e Mishima e Ishii (1980) utilizaram a teoria de instabilidade de Kelvin-Helmholtz em um escoamento estratificado com interface ondulada para a determinação do início da formação de uma onda solitária e instável. Se a velocidade do gás é suficientemente alta em relação à do líquido, esta onda pode se formar, aumentar e se deformar como consequência de um efeito de sucção devido à variação da pressão sobre ela, que se sobrepõe ao efeito estabilizante da força da gravidade. Esta onda pode então crescer e atingir a parte superior do canal de escoamento (*slugging*). Os critérios para a formação desta onda tem sido adotados por outros pesquisadores para as situações envolvendo o início do processo de arraste nos escoamentos em contracorrente. Estes modelos geralmente relacionam a velocidade do gás à fração de vazão linear, ou relação comprimento de gás para comprimento total da seção transversal do escoamento, no momento do equilíbrio, na forma:

$$j_g^* = \alpha^{5/2} \quad (\text{Taitel e Dukler}) \quad (2.70)$$

$$j_g^* = 0,487\alpha^{3/2} \quad (\text{Mishima e Ishii}) \quad (2.71)$$

$$j_g^* = 0,5\alpha^{3/2} \quad (\text{Wallis e Dobson}) \quad (2.72)$$

Choi e No (1995) realizaram experimentos em uma tubulação quase horizontal (inclinações com a horizontal de 0,23°, 0,69° e 0,92°), diâmetros de 7 cm, 6 cm e 4 cm, e comprimento de 2,16 m, onde foi estabelecido um escoamento com água e ar em contracorrente, e mediram a fração de vazio ao longo desta seção nos momentos em que os processos de arraste se iniciavam. Estes pesquisadores definiram dois tipos de inícios de arraste. Um, caracterizado pelo crescimento de uma onda no interior do canal, pouco antes do início do arraste, denominado de inundação "interna" e outro, para inclinações maiores, denominado de inundação de "entrada", que ocorre na extremidade por onde a água penetra na tubulação sem a formação interna de uma onda ou ressalto hidráulico. Para a inundação interna desenvolveram uma correlação baseada nos adimensionais de Wallis:

$$j_g^{*1/2} + 0,64j_l^{*1/2} = 0,58 \quad (2.73)$$

Também para a inundação interna obtiveram uma correlação para as medições da fração de vazio:

$$j_g^* = 0,36\alpha^{3/2} \quad (2.74)$$

Os experimentos realizados por Lee e Bankoff (1983) com água e vapor em canais de seção retangular, com inclinações moderadas (4,5°), confirmaram a adequação de alguns modelos de formação de onda, mesmo que desenvolvidos para escoamentos no mesmo sentido, na determinação do início do arraste em escoamentos em contracorrente. Efetuaram medidas da espessura do filme líquido e determinaram a fração de vazio para obter os adimensionais de Wallis através da teoria do envelope.

Ghiaasian et al. (1994) efetuaram experimentos com água e ar escoando em canais circulares com diâmetro de 1,9 cm, comprimentos de 2 m a 6 m e inclinações de 0° a 60° com a vertical. Os experimentos foram iniciados com a imposição de vazões altas de água na extremidade superior da seção e gás na inferior, de tal forma que nenhum líquido pudesse precipitar através do tubo. Em seguida, a vazão do ar foi reduzida gradualmente até que uma pequena quantidade de líquido precipitasse, e, após a estabilização das condições, os dados foram registrados. Uma nova redução da vazão de ar era feita e um conseqüente aumento da precipitação se estabelecia. Desta forma se seguia registrando dados a cada condição estabilizada até a precipitação total da água. Este procedimento de teste corresponde ao retorno à inundação (*deflooding*). Alguns testes de inundação (*flooding*) também foram realizados pelos pesquisadores. Nestes, a vazão de ar era aumentada em níveis, para uma determinada vazão de água injetada, com a conseqüente redução da água precipitada, e o registro dos dados era efetuado a cada condição estabelecida até o arraste quase total. Os pesquisadores não constataram nenhum efeito do procedimento experimental no comportamento do fenômeno. Pouca influência da inclinação do canal foi também verificada, apesar das diferenças entre os valores obtidos na seção vertical com os típicos da literatura. Seus dados puderam ser correlacionados através da equação:

$$j_g^{*1/2} + 0,66j_l^{*1/2} = 0,60 \quad (2.75)$$

Ghiaasiaan et al. (1995, 1997) estudaram ainda na mesma seção de testes os efeitos das propriedades dos fluidos nas características hidrodinâmicas do escoamento em contracorrente assim como levantaram as configurações estabelecidas através da medição da fração de vazio volumétrica na seção de testes. Estes pesquisadores constataram que além das densidades dos fluidos, a viscosidade do líquido e a tensão superficial exercem forte influência no comportamento do processo de arraste, e que a inclinação da seção de testes influi sensivelmente na configuração do escoamento.

Zapke e Kröger (1996) também estudaram os efeitos das propriedades dos fluidos e geometria na entrada do gás nas características do fenômeno. Os experimentos foram realizados em seção tubular com diâmetro de 3 cm, 2 m de comprimento, posicionada verticalmente e com inclinação de 60° com a horizontal. O início do arraste foi obtido através do aumento gradativo da taxa de gás injetado para uma taxa de líquido constante.

Os fortes efeitos da viscosidade do líquido e da tensão superficial na velocidade de início de arraste também foram constatados para ambos os canais. O modelo de Wallis foi modificado para correlacionar os resultados experimentais:

$$j_g^{*1/2} + Mj_l^{*1/2} = EZ_l^b \quad (2.76)$$

$$\text{onde: } Z_l = \frac{\sqrt{\rho_l D \sigma}}{\mu_l} \quad (2.77)$$

e M , E e b são constantes que dependem das características geométricas na entrada do gás e da inclinação da seção.

Mais recentemente Zapke e Kröger (2000) realizaram experimentos em canais retangulares com diferentes larguras (5 cm, 10 cm e 15 cm), espessura de 1 cm e comprimento aproximado de 3,2 m. Diferentes inclinações entre 2° e 90° com a horizontal também foram utilizadas. Os resultados experimentais mostraram que, devido ao aumento da componente gravitacional, a velocidade do ar para início de arraste cresce com a inclinação, atinge um máximo para inclinações entre 60° e 70° e cai abruptamente para inclinações maiores.

2.2.1 Estudos em canais inclinados e horizontais unidos por curva

A situação descrita para a perna quente de um reator nuclear, onde se tem tubulações horizontal e inclinada unidas por curva tem sido pouco explorada tanto teórica como experimentalmente. A Tabela 2.2 resume os experimentos nesta geometria realizados com diferentes diâmetros (D), comprimentos horizontais (L_H) e inclinados (L_I), raios da curva (r) e nas inclinações (θ) encontradas nos diferentes tipos de reatores.

Estes estudos se iniciaram com Richter et al. (1978) simulando, com água e ar em uma seção em acrílico, o escoamento em contracorrente na perna quente de reatores nucleares do tipo *PWR*. Nestes experimentos a água foi injetada em três pontos diferentes: na extremidade superior; na curva e junto com o ar na extremidade inferior da seção. Foram medidas, basicamente, as taxas de água injetada precipitada e de ar injetado. Seus

resultados foram correlacionados através do modelo de Wallis (eq. 2.27 com $n = 1/2$), com as constantes mostradas na Tabela 2.2.

Tabela 2.2 - Experimentos para estudo da limitação do escoamento em contracorrente em tubulação horizontal e inclinada unidas por curva

Experimento	L_H [m]	L_I [m]	θ [graus]	D [m]	r [m]	Correlação Exp.
Richter et al. (1978)	0,9144	~ 0,5	45	0,2032	-	Wallis; $C = 0,7$; $M = 1$
Krolewski (1980)	0,584	0,305	45 (C,E) 90 (A,B,D)	0,0508	-	Wallis; $C = 0,53$; $M = 0,78$ (p/ teste tipo C/45°)
Ohnuki (1986)	0,01 a 0,4	0,038 a 0,6	40 e 45	0,026; 0,051; 0,076	-	Wallis; $C = \ln\{(L_H/D)(1/L_I)\}^{-0,066} + 0,88$; $M = 0,75$
Siddiqui et al. (1986)	$24D < L_H < 95D$	-	90	0,0365 0,047	a 0 a 0,3	Wallis; $j_{gt}^{*1/2} = 0,45$
UPTF teste 11 (1987)	7,197	1,4	50	0,75	1,2	Wallis; $C \cong 0,7$; $M \cong 1$
Ohnuki et al. (1988)	0,26	0,06	50	0,0254	0,0904	Wallis; $C = \ln\{(L_H/D)(1/L_I)\}^{-0,066} + 0,88$; $M = 0,75$
Kawaji et al. (1991)	0,1 e 2,54	1,3 e 1,8	22,5 a 90	0,051	0,15	-
UPTF teste A4 (1992)	7,197	1,4	50	0,75	1,2	Wallis; $C \cong 0,7$; $M \cong 1$
MHYRESA (1995)	2,645; 2,473	1,06; 1,194;	50	0,352; 0,075	-	$j_{gt}^{*1/2} = 0,52$; $j_{gt}^{*1/2} = 0,61$
Wongwises (1996)	0,5568 3,968	a ~ 1,26	50; 75; 90	0,064	0,0975	-
Chun et al. (1999)	0,7 a 3,388	0,623 e 0,648	35	0,04 e 0,08	0,08 e 0,04	-

Krolewski (1980) realizou experimentos em seções de PVC com inclinações de 45° e 90° e para cada uma utilizou duas formas geométricas de extremidade superior. Em cada seção a extremidade inferior era conectada a um tubo vertical com o diâmetro de 0,101 m. Em apenas uma configuração (tipo A) a extremidade inferior era conectada a um tubo vertical com o mesmo diâmetro da seção. Realizou experimentos para determinar início de arraste com velocidade ascendente de ar e retorno à precipitação com velocidade

descendente de ar. Seus resultados mostraram a existência de uma grande histerese no comportamento da curva de inundação para altas taxas de injeção de água.

Ohnuki (1986), realizou 19 experimentos para estudo das influências do diâmetro, comprimentos horizontal e inclinado, formas da curva e da extremidade superior, além da altura hidrostática de água imposta nesta extremidade. Seus testes eram iniciados com o estabelecimento de uma vazão de ar/vapor suficiente para impor o arraste total da água injetada. Em seguida a velocidade do ar/vapor era reduzida até ocorrer precipitação de água e a vazão de água injetada era ajustada para que o nível da câmara de injeção, na extremidade superior, permanecesse inalterado. Neste ponto os dados eram registrados. Nova redução da velocidade do ar/vapor era então imposta e novo ajuste da vazão de água efetuado e, após estabilização do nível, novo registro era feito. Este procedimento se repetiu até a precipitação total da água. Apesar de ter sido o estudo em pequena escala mais completo já efetuado, alguns parâmetros foram pouco explorados por Ohnuki. Dos 19 experimentos 17 foram realizados em seções com diâmetro de 2,6 cm. Apenas dois experimentos foram realizados com diâmetros maiores (5,1 cm e 7,6 cm). As relações entre os comprimentos e o diâmetro da seção foram na maioria das configurações muito abaixo das que ocorrem nos reatores *PWR*. A correlação obtida por Ohnuki, mostrada na Tabela 2.2, superestima a precipitação de água para uma mesma velocidade de vapor se aplicada às condições de um *PWR* e comparada aos resultados obtidos em experimentos em escala real.

Em 1987 e 1992 (Weiss et al. 1992), foram realizados os testes de escoamento em contracorrente na instalação *UPTF (Upper Plenum Test Facility)*, reprodução em escala 1:1 de uma central nuclear do tipo *PWR*, cujas dimensões das pernas quentes são mostradas na Figura 2.4. As medidas da água precipitada e do ar injetado foram também correlacionados através do modelo de Wallis com coeficientes bem próximos aos obtidos por Richter.

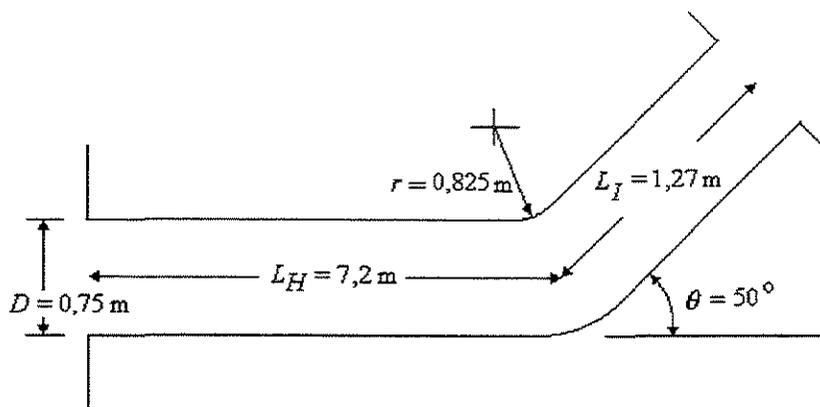


Figura 2.4 – Dimensões da perna quente do UPTF

Ohnuki et al. (1988) estudaram o efeito da escala no escoamento em contracorrente na geometria de *PWR*. Novos experimentos foram realizados em seção com diâmetro de 2,54 cm com inclinação de 50° , nos quais a relação comprimento horizontal/diâmetro para um *PWR* foi obedecida. Apesar disso, no diagrama de Wallis, os pontos experimentais permaneceram ainda abaixo dos resultados obtidos no *UPTF*, embora apresentassem bom acordo com o modelo empírico desenvolvido em 1986.

Um modelo semi-empírico que pudesse considerar os efeitos da escala no comportamento do fenômeno foi desenvolvido por Ohnuki et al. (1988). Efetuando o balanço da quantidade de movimento para cada uma das fases de um escoamento estratificado na parte horizontal da seção de testes e leis constitutivas para as tensões interfaciais Ohnuki et al. obtiveram uma equação cujos parâmetros são as frações de vazio nas extremidades do canal e as velocidades superficiais do líquido e do gás. Ohnuki et al. utilizaram a equação (2.72) de Wallis e Dobson para eliminar a fração de vazio em uma extremidade e obtiveram:

$$F(\alpha, j_l^*, j_g^*) = 0 \quad (2.78)$$

Nesta equação além das densidades dos fluidos estão explícitos o comprimento e o diâmetro do canal assim como os coeficientes de atrito na interfaces gás/parede, gás/líquido

e líquido/parede. A teoria do envelope foi então utilizada para a obtenção de outra equação, ou seja:

$$\frac{\partial F}{\partial \alpha} = G(\alpha, j_l^*, j_g^*) = 0 \quad (2.79)$$

Desta forma pode-se calcular o sistema não linear constituído pelas equações 2.78 e 2.79 através do método de Newton. O modelo se ajustou bem aos testes realizados em 1986 (Ohnuki, 1986) para comprimentos inclinados pequenos e apresentou discrepância com os resultados experimentais com comprimentos inclinados maiores. Ohnuki et al. justificaram o comportamento baseado nas observações visuais que mostraram o deslocamento do domínio da limitação do escoamento para a parte inclinada da seção de testes com comprimento inclinado maior. Este modelo se ajustou relativamente bem aos resultados do *UPTF* com coeficientes de atrito na interface líquido/gás maior que o fator entre o gás e a parede do tubo ($f_i/f_{gp}=1,84$).

Siddiqui et al. (1986) exploraram seções de testes com tubulação vertical e horizontal (e quase horizontal) unidas por curva, simulando linhas dos reatores do tipo *CANDU*. Nestes experimentos as condições de inundação foram atingidas com o aumento gradual da taxa de injeção de ar para uma taxa de água fixa até o início do arraste. Nas condições de inundação a água arrastada foi coletada em tanque graduado para a determinação da vazão. A relação entre comprimento e o diâmetro da seção variou entre 24 e 95. Os pesquisadores observaram a formação de um ressalto hidráulico na parte horizontal da seção, cuja posição dependia da taxa de água injetada. Nas taxas mais altas o ressalto se afastava da curva, e, para uma determinada taxa de água, o aumento da vazão de ar deslocava o ressalto para a curva. Para velocidades de ar maiores, o ressalto se tornava instável e eventualmente atingia a parte superior da tubulação (*slugging*) favorecendo o início do processo de arraste. Como consequência, menores velocidades de ar, que nos tubos verticais, foram necessárias para iniciar o arraste. Os resultados mostraram que o comportamento do fenômeno depende de todos os parâmetros estudados: diâmetro e comprimento horizontal da seção, inclinação da parte inclinada e raio da curva. Utilizando técnicas fotográficas Siddiqui et al. mediram a fração de vazio no ressalto hidráulico no início da instabilidade e relacionaram com a velocidade do ar através da equação:

$$j_g^* = 0,2 \alpha^{3/2} \tag{2.80}$$

Obtiveram ainda, para o arraste total do líquido, a correlação:

$$j_g^{*1/2} = 0,45 \tag{2.81}$$

Os experimentos de Siddiqui et al. foram utilizados por Ardron e Banerjee (1986), para o desenvolvimento de outro modelo semi-empírico. Aplicando a conservação da massa e do momento em um escoamento estacionário, incompressível e sem transferência de massa na interface, no modelo mostrado na Figura 2.5, e utilizando fatores de fricção adequados, Ardron e Banerjee chegaram na seguinte equação:

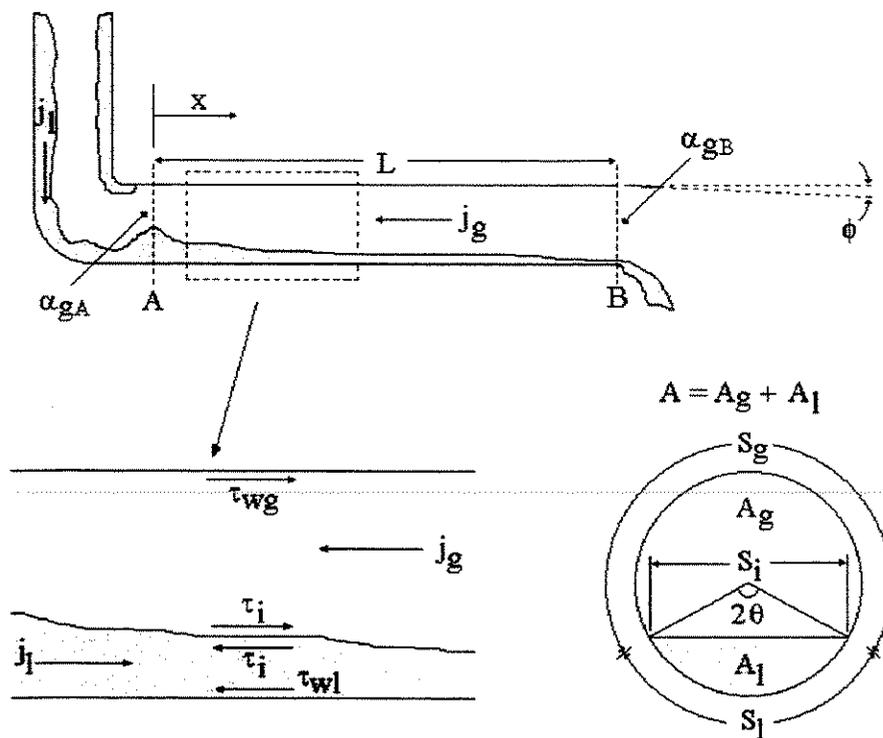


Figura 2.5 - Geometria do escoamento bifásico em contracorrente

$$\frac{1}{Re^{*-0,2}} \frac{d\alpha_g}{d\tilde{x}} = \left\{ \frac{0,092}{\pi} \left[\left(\frac{\pi}{\tilde{S}_g + \tilde{S}_i} \right)^{-0,2} (\tilde{S}_i + \alpha_l \tilde{S}_g) \frac{j_g^{*1,8}}{\alpha_g^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + K^{-0,2} \left(\frac{\pi}{\tilde{S}_l} \right)^{-0,2} \alpha_g \tilde{S}_l \frac{j_l^{*1,8}}{\alpha_l^2} \right] + \alpha_g \alpha_l I \right\} / \left\{ \frac{\pi \alpha_g \alpha_l}{4 \tilde{S}_i} - \frac{\alpha_l}{\alpha_g} j_g^{*2} - \frac{\alpha_g}{\alpha_l} j_l^{*2} \right\} \quad (2.82)$$

onde:

$$Re^* = \frac{D}{\nu_g} \sqrt{\frac{gD(\rho_l - \rho_g)}{\rho_g}} \quad (2.83)$$

$$K = \frac{\nu_g}{\nu_l} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (2.84)$$

$$I = Re^{*0,2} \text{sen}\phi \quad (2.85)$$

sendo $\tilde{x} = x/D$ e $\tilde{S}_{g,l,i} = S_{g,l,i}/D$. Da Figura 2.5 pode-se tirar as relações:

$$\tilde{S}_g = \pi - \theta; \quad \tilde{S}_l = \theta; \quad \tilde{S}_i = \text{sen}\theta; \\ \alpha_g = 1 - \frac{1}{\pi} \left(\theta - \frac{1}{2} \text{sen}2\theta \right); \quad \alpha_l = 1 - \alpha_g \quad (2.86)$$

Na equação (2.82) para $d\alpha_g/d\tilde{x} \rightarrow \infty$, α_g deve satisfazer a seguinte equação:

$$\frac{\pi \alpha_g \alpha_l}{4 \tilde{S}_i} - \frac{\alpha_l}{\alpha_g^2} j_g^{*2} - \frac{\alpha_g}{\alpha_l^2} j_l^{*2} = 0 \quad (2.87)$$

Nesta equação, se $j_g^* = 0$ e $\rho_g \ll \rho_l$, pode-se obter:

$$u_l = \sqrt{\frac{gA}{S_i}} \quad (2.88)$$

que é a clássica equação para a velocidade crítica em canal aberto (Chow, 1959). A equação (2.87) foi então considerada por Ardron e Banergee como condição crítica para início de arraste de líquido na saída (ponto B da Figura 2.5) do canal, onde o líquido tem queda livre .

A equação (2.82) pode ser escrita na forma:

$$\frac{1}{Re^{*-n}} \frac{d\alpha_g}{d\tilde{x}} = F(\alpha_g, j_l^*, j_g^*, K, I) \quad (2.89)$$

pois os parâmetros α_l , \tilde{S}_l , \tilde{S}_g e \tilde{S}_l , podem ser expressos em função de α_g , que pode ser obtido da equação (2.80). Desta forma pode-se integrar a função entre os pontos A, local do salto hidráulico e B, saída do tubo, mostrados na Figura 2.5:

$$\psi = \frac{L Re^{*-n}}{D} = \int_{\alpha_{gA}}^{\alpha_{gB}} \frac{d\alpha_g}{F} \quad (2.90)$$

Solução da equação (2.90) pode ser obtida efetuando-se para cada ψ , K e I do sistema de interesse, a seqüência de cálculos:

1. Postular um valor para j_l^* ;
2. Arbitrar valor para j_g^* ;
3. Calcular α_{gA} através da equação (2.80);
4. Calcular α_{gB} , de maneira iterativa através da equação (2.87);
5. Calcular pelo método de Simpson a integral da equação (2.90), para obter um ψ compatível com o par j_l^* e j_g^* ;
6. Repetir etapas 2 a 5 até que ψ se iguale ao valor previamente definido

Razoável acordo foi encontrado entre o modelo e os resultados de Siddiqui et al. (1986) e os de Krolewski (1980).

Kawaji et al. (1991) também realizaram experimentos com água e ar, em seções simulando linhas dos reatores CANDU, com inclinações maiores na tubulação não vertical

da seção. Nestes experimentos os pesquisadores procuraram também determinar a influência da taxa de injeção de água no início do arraste. Obtiveram 3 fases distintas para o comportamento do início do arraste em função da taxa de água injetada. Para $j_{li}^{*1/2} < 0,4$ observaram a presença de um ressalto hidráulico na parte horizontal da seção de comprimento maior (2,54 m). O ressalto surgiu devido à mudança da velocidade do escoamento, que de crítica (Froude > 1) passou a subcrítica (Froude < 1). A presença do ressalto hidráulico, como nos experimentos de Siddiqui et al., provocou, segundo os pesquisadores, a diminuição da velocidade do ar para início de arraste em relação à necessária ao início do arraste em tubos apenas verticais. Para $0,4 < j_{li}^{*1/2} < 0,8$, com o aumento de $j_{li}^{*1/2}$, o ressalto se afasta da curva e caminha para a saída da água. O mecanismo responsável pelo início do arraste descrito por Kawaji et al. é o aumento da altura do ressalto, que pode até atingir a parte superior do tubo (*slugging*). Para $j_{li}^{*1/2} > 0,8$ o início do arraste ocorre na parte vertical da seção próximo à injeção de água. Um comportamento semelhante foi obtido na seção com comprimento horizontal menor (0,1 m) como pode ser visto na Figura 2.6 que mostra as diferentes tendências descritas em função das taxas de injeção de água. Neste caso, porém, o início da segunda faixa, ocorreu para $j_{li}^{*1/2} > 0,2$, com o deslocamento do ressalto para fora da extremidade do tubo. Também para este comprimento para $j_{li}^{*1/2} > 0,8$ o início do arraste aconteceu na parte vertical da seção.

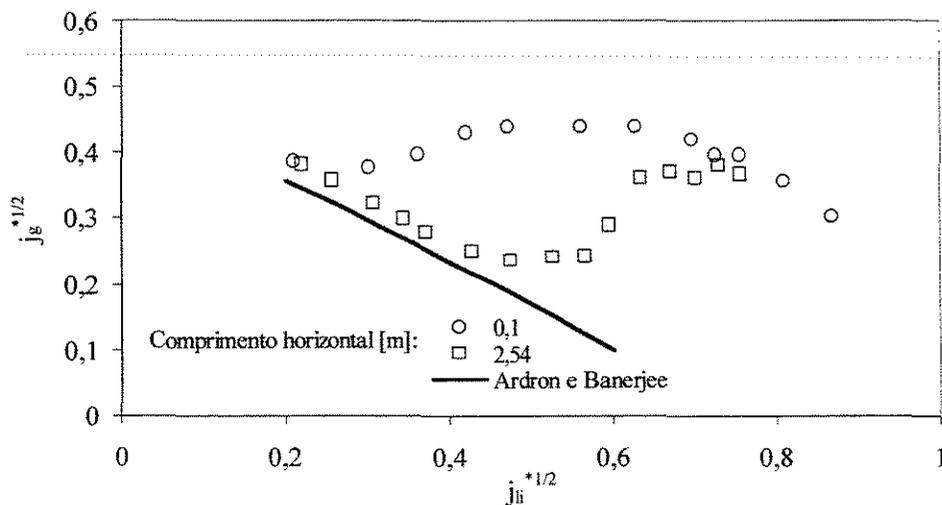


Figura 2.6 – Resultados experimentais de Kawaji et al. (1991)

A Figura 2.6 compara ainda os resultados de Kawaji et al. com o modelo de Ardron e Banerjee aplicado à seção de 2,54m, que não prevê as tendências descritas.

Wongwises (1996) também executou experimentos para determinar o início do processo de arraste em seção de testes com a geometria de *PWR*. Seus resultados apresentaram as mesmas tendências qualitativas obtidas por Kawaji et al. como pode ser visto na Figura 2.7. Utilizando células de condutância, Wongwises mediu a fração de vazio próxima à curva no momento do início do arraste e correlacionou a medida com a velocidade do ar:

$$j_g^* = 0,82 \alpha^{2,75} \tag{2.91}$$

Esta equação foi utilizada, em substituição a obtida por Siddiqui et al. (eq. 2.80), por Wongwises no modelo de Ardron e Banerjee nas previsões de seus experimentos e, como no caso de Kawaji et al., o modelo não prevê as tendências obtidas nos experimentos.

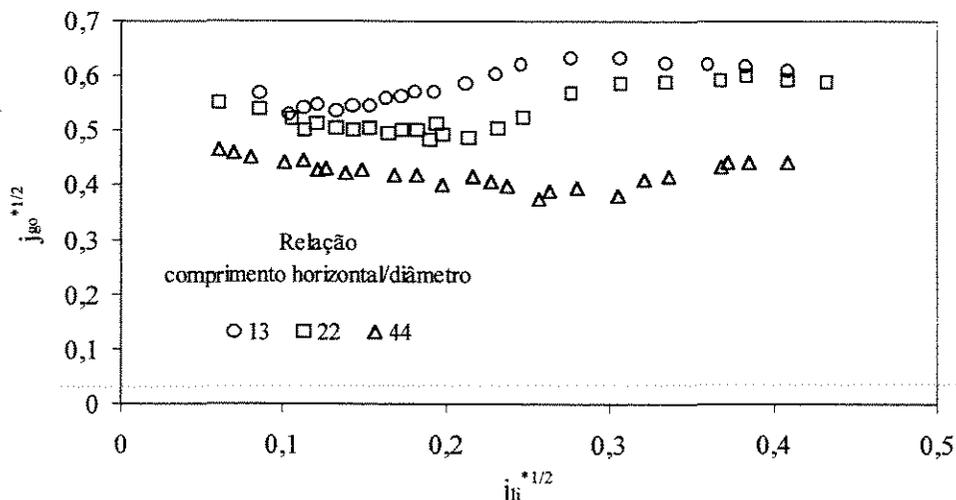


Figura 2.7 – Resultados experimentais de Wongwises (1996)

Chun et al. (1999) efetuou cerca de 103 experimentos com ar e água para levantar comportamento do início do arraste com a taxa de água injetada, na geometria dos reatores coreanos do tipo *PWR*, com perna quente em 35°. Os resultados obtidos também apresentaram as mesmas tendências qualitativas obtidas pelos pesquisadores Wongwises e

Kawaji et al. Seus resultados foram comparados com os obtidos por Ohnuki et al. que não apresentaram as mesmas tendências, como pode ser visto na Figura 2.8.

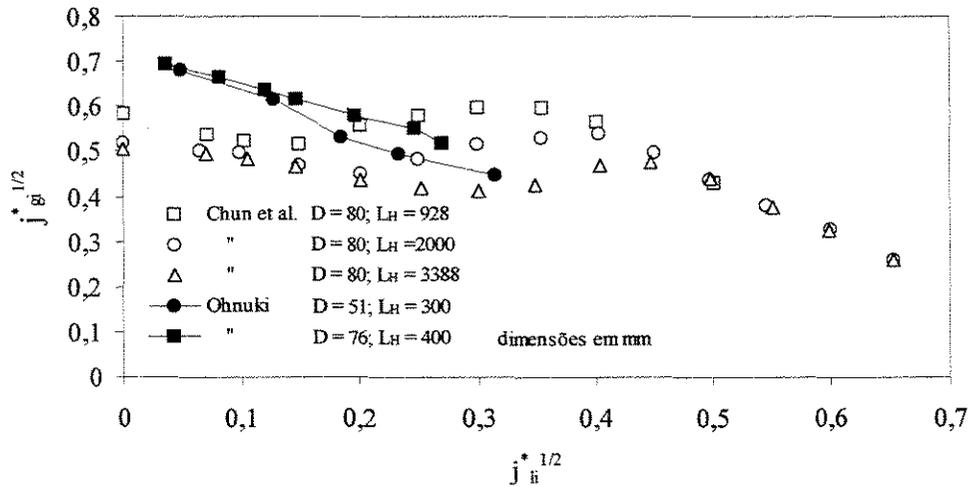


Figura 2.8 – Resultados de Chun et al. (1999) comparados com os de Ohnuki (1986)

A Figura 2.9 compara alguns dos resultados (R75 e R351) dos experimentos de escoamento em contracorrente denominados *MHYRESA* (Geffraye et al., 1995) conduzidos pela *CEA-CEN* Grenoble com os obtidos no *UPTF* (Weiss et al., 1992), por Richter et al. e por Ohnuki (1986) com diâmetros de 51 cm e 76 cm. Uma relativa dispersão pode ser

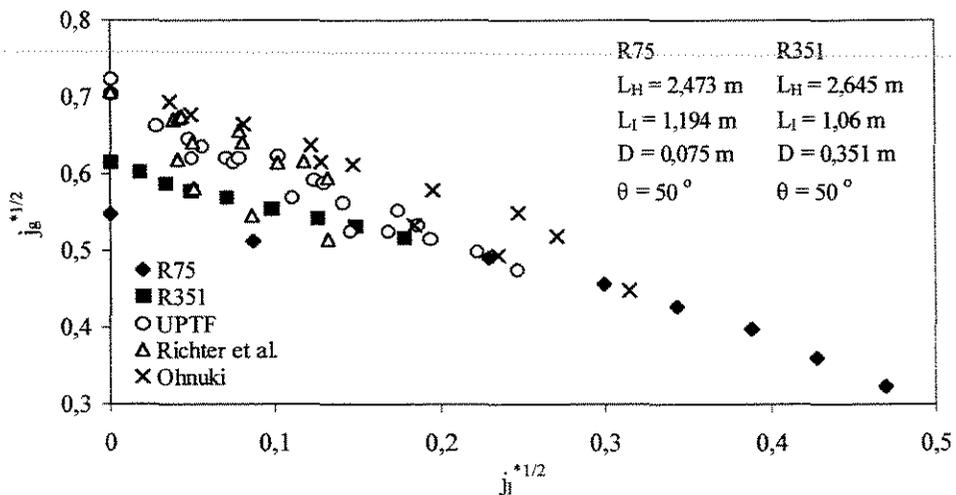


Figura 2.9 – Comparação entre os resultados experimentais do *MHYRESA* (1995), Richter et al. (1978), Ohnuki (1986) e *UPTF* (1992)

observada entre os resultados experimentais.

Os resultados de Ohnuki, Richter et al. e Krolewski, assim como os obtidos no *UPTF*, foram utilizados por Bertodano (1994) na avaliação de um modelo por ele desenvolvido para o escoamento em contracorrente na tubulação da perna quente. Bertodano considerou, como na análise de escoamentos em canal aberto, a existência do ressalto hidráulico na passagem do escoamento supercrítico para o subcrítico. Concluiu que o ressalto hidráulico, presente nos escoamentos em tubos de pequeno diâmetro, pode não ocorrer na situação da perna quente o que diferencia o processo de inundação entre as duas escalas. Desta maneira, correlações de inundação desenvolvidas em tubulações de pequeno porte não poderiam ser diretamente aplicadas a tubulações maiores. Bertodano linearizou seu modelo para a forma:

$$j_g^{*1/2} + 0,798 j_l^{*1/2} = 0,619 \quad (2.92)$$

O levantamento apresentado nesta seção mostra que ainda existem grandes diferenças qualitativas entre os resultados dos principais experimentos já realizados para estudo do comportamento do processo de limitação do escoamento em contracorrente. Experimentos realizados como objetivo de determinar o início do arraste do líquido pelo gás apresentaram resultados inconsistentes com os realizados para a definição de uma curva de inundação. Os diferentes procedimentos experimentais utilizados, assim como as diferentes características geométricas das seções de teste podem gerar resultados muitas vezes incomparáveis. A Figura 2.6 ou 2.8 que comparam os resultados dos experimentos de Kawaji et al. com o modelo de Ardron e Banerjee e os resultados de Chun et al. com os de Ohnuki, respectivamente mostram que os mecanismos que comandam o fenômeno na forma geométrica da perna quente ainda não são bem conhecidos. Apesar do grande número de experimentos realizados por Ohnuki, sua correlação não apresenta boa concordância com os resultados em grande escala obtidos no *UPTF*. Os mecanismos responsáveis pelo controle da precipitação da água descritos por ele não são os mesmos visualizados por Kawaji et al., Wongwises e Chun et al.. Em geral, os pesquisadores apresentados nesta seção afirmaram nas conclusões de seus trabalhos que a quantidade de resultados experimentais para esta geometria ainda é insuficiente para assegurar uma boa compreensão do fenômeno, assim como a qualidade dos modelos semi-empíricos.

CAPÍTULO 3 – DISPOSITIVO E METODOLOGIA EXPERIMENTAIS

Os estudos experimentais sobre a limitação do escoamento em contracorrente foram realizados em um dispositivo denominado Circuito Água-Ar (CAA), construído para este fim no Laboratório de Termo-hidráulica do CDTN. Neste circuito foi instalada a seção de testes com as características semelhantes às da perna quente de um reator nuclear do tipo *PWR*. Este capítulo descreve este sistema experimental assim como sua instrumentação, o processo de aquisição de dados e a metodologia experimental utilizada. É feita também uma análise das incertezas associadas a cada uma das linhas de medida.

3.1 O Circuito Água-Ar

O circuito hidráulico foi projetado para ser utilizado com ar e água em pressões próximas à atmosférica e temperatura ambiente. A Figura 3.1 mostra o diagrama simplificado deste circuito e sistemas associados.

Em um experimento típico, a água, oriunda de um reservatório (RA), é injetada por uma bomba centrífuga na câmara superior (CS) e precipita através da seção de testes (ST). O ar, gerado por um compressor, é injetado na câmara inferior (CI) e escoar em contracorrente com a água na seção de testes e, após passar pela câmara superior, é liberado para a atmosfera. Dependendo das vazões envolvidas, parte da água pode ser impedida de escoar para a câmara inferior pelo ar em sentido oposto, sendo conduzida para o tanque de coleta TAA. A água que pode precipitar para a câmara inferior é conduzida para o tanque TAP. A medida dos níveis de água nestes tanques, com diâmetros conhecidos, efetuadas por transmissores de pressão, possibilita a determinação dos volumes de água envolvidos nos experimentos.

A medição da vazão da água injetada, da que precipita e da que é arrastada pelo ar possibilita a verificação do balanço de massa. O balanço pode também ser verificado para o ar, através das medições da vazão à montante e à jusante da seção de testes.

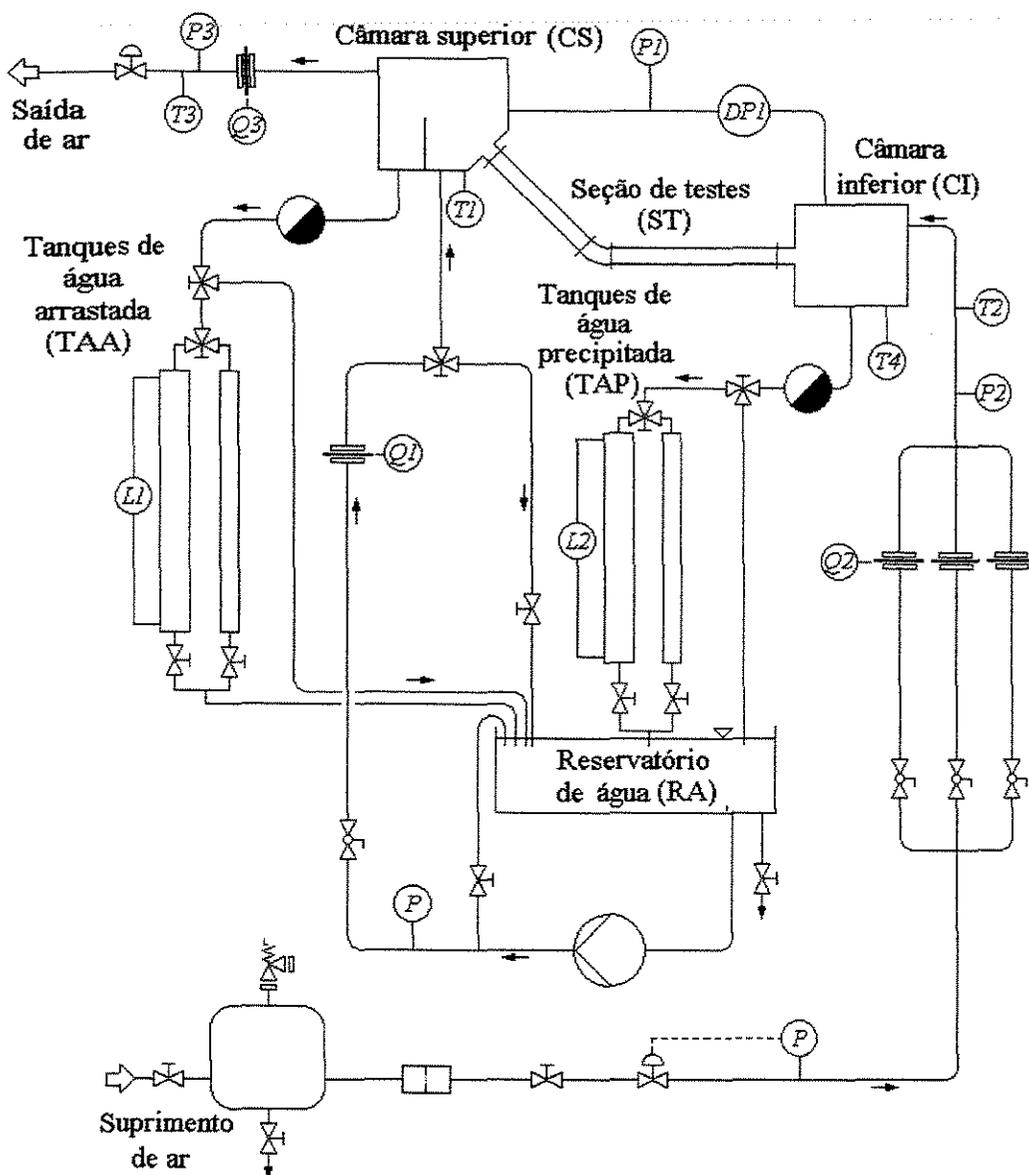


Figura 3.1 – Fluxograma do Circuito Água-ar (CAA)

3.2 A Seção de Testes

As Figuras 3.2 e 3.3 mostram, respectivamente, alguns detalhes dimensionais das seções de testes com as câmaras superior e inferior, e uma foto deste conjunto. As laterais destas câmaras assim como as seções de testes foram confeccionadas em acrílico para permitir a visualização do escoamento. Os comprimentos horizontal, L_H , e inclinado, L_I , a inclinação, θ , e o diâmetro interno,

D , são as características geométricas variáveis da seção de testes. As extremidades do tubo da seção são conectadas às câmaras de modo a possibilitar a troca da tubulação por outras de diferentes diâmetros e comprimentos. O conjunto foi montado em uma estrutura que permite o movimento horizontal e vertical da câmara inferior para possibilitar a colocação de seções de teste com diferentes dimensões.

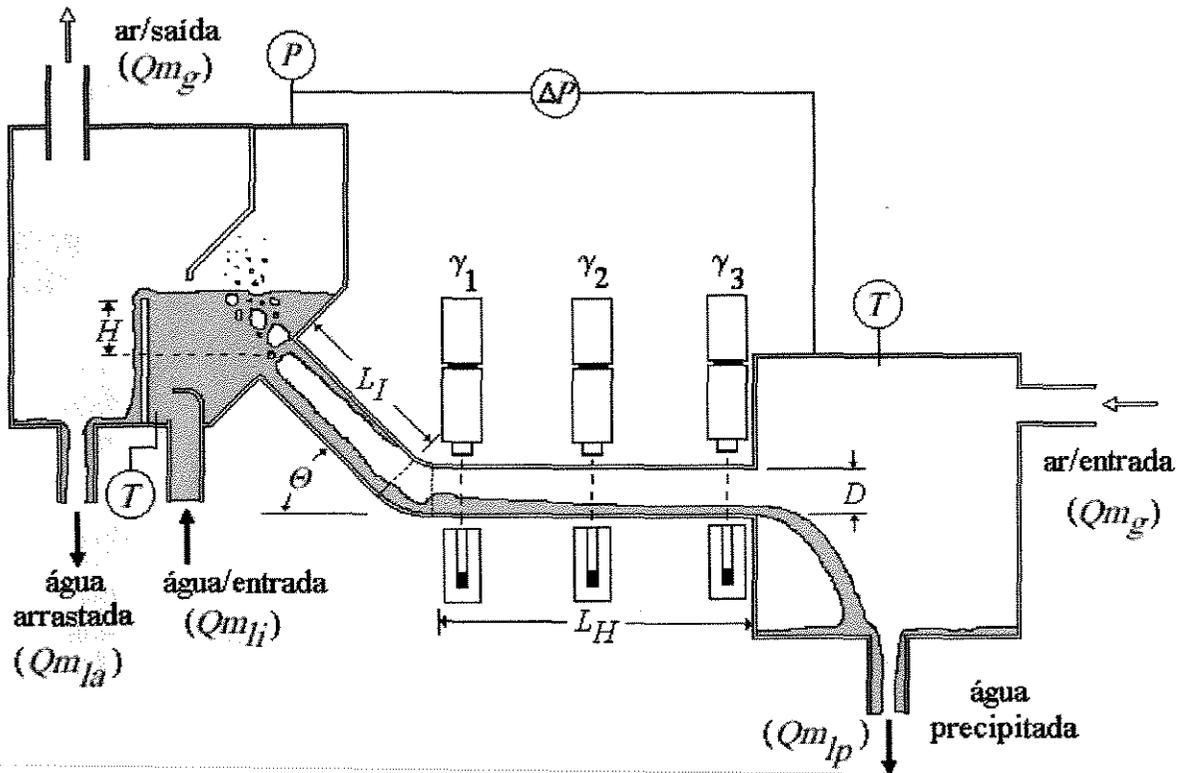


Figura 3.2 – Seção de testes do CAA

A câmara superior é separada em duas partes por uma placa vertical de altura ajustável. Uma parte contém o bocal de injeção de água, e a extremidade superior da seção através da qual a água precipita. Nesta parte, após o início do arraste de água, forma-se uma piscina com altura definida pela placa separadora. O excesso de água transborda para a segunda parte da câmara superior e escoar para o tanque de coleta TAA. A influência da altura hidrostática de água, H ,

acima da extremidade superior da seção de testes no comportamento da fase de inundação do escoamento também é objeto deste estudo.

A câmara superior simula a entrada do gerador de vapor de um reator *PWR*, para onde a água, oriunda dos seus tubos internos, precipita e caminha para a perna quente. A câmara inferior representa o *plenum* superior do vaso do reator.

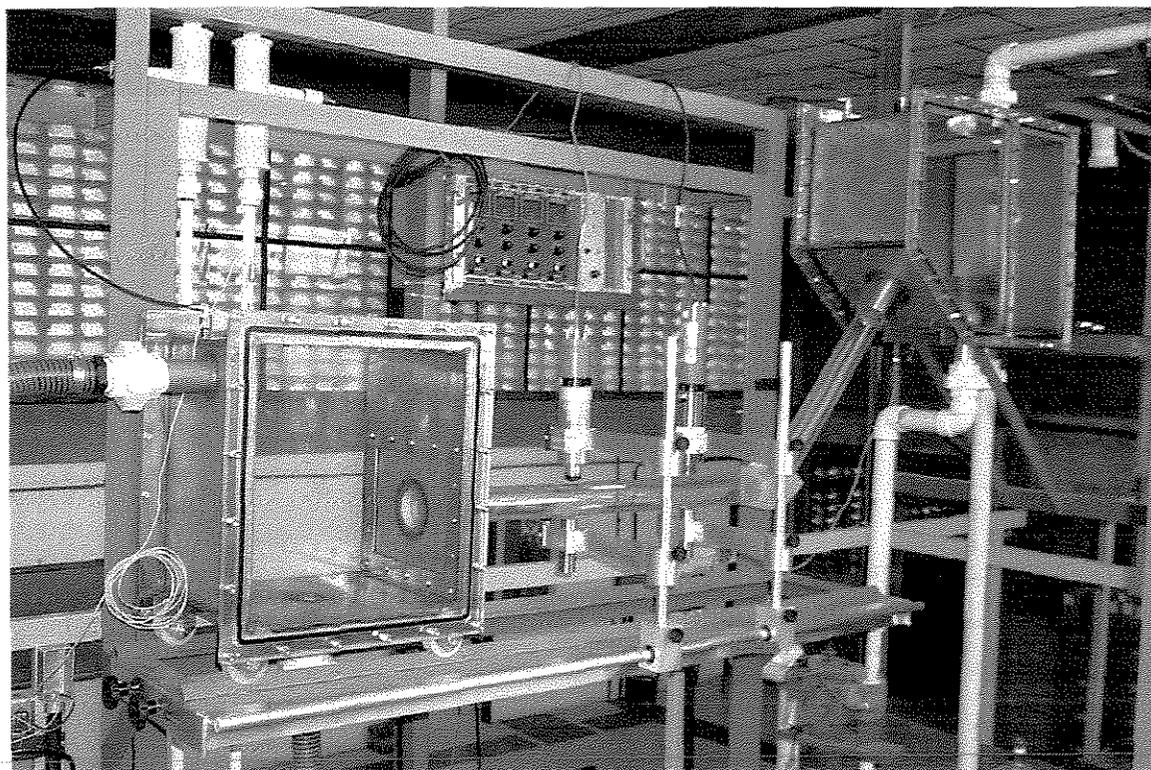


Figura 3.3 - Seção de testes do CAA

A Figura 3.4 mostra as montagens utilizadas para se variar a inclinação da seção de testes. A instalação de flanges de 20° e 40° possibilitou a montagem de seções com inclinações de 30°, 70° e 90° com a horizontal, além das conectadas diretamente na câmara superior com inclinação de 50°.

Todas as curvas da seção de testes foram confeccionadas com raio médio de 1,6 vezes o diâmetro interno do respectivo tubo uma vez que é este o raio das curvas nos reatores *PWR*.

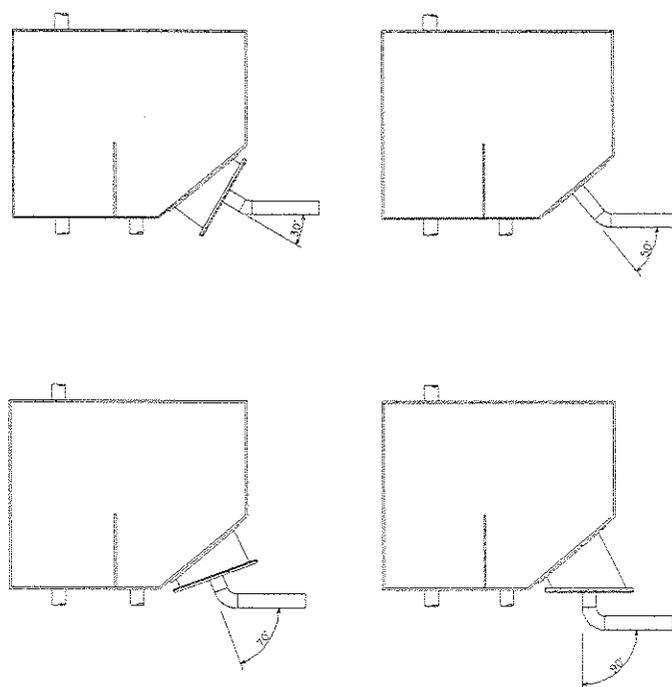


Figura 3.4 – Montagens para variação da inclinação da seção de testes

3.3 Os Sistemas de Medida

A Tabela 3.1 mostra a lista dos instrumentos utilizados nos experimentos detalhando o tipo, e a faixa na qual foram ajustados, nas posições mostradas nas Figuras 3.1 e 3.2.

Na determinação das incertezas combinadas nas linhas de medida foi adotada a seguinte equação:

$$\delta P_x = \left[\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial P_x}{\partial x_i} \delta x_i \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.1)$$

onde P_x = parâmetro medido ou calculado

x_i = i ésima variável independente

δP_x , δx_i = incertezas absolutas em P_x e x_i , respectivamente

Tabela 3.1 – Lista dos medidores

Parâmetros primários	Ident. no diagrama (Fig. 3.1)	Parâmetro secundário	Faixa operacional pré-ajustada
Temperaturas [°C] (Termopares K)			
Câmara superior	<i>T1</i>	Prop. dos fluidos	0 a 50
Ar-entrada	<i>T2</i>	Prop. dos fluidos	0 a 50
Ar saída	<i>T3</i>	Prop. dos fluidos	0 a 50
Câmara inferior	<i>T4</i>	Prop. dos fluidos	0 a 50
Pressões [mbar] (Transdutores)			
Man. Seção de testes	<i>P1</i>	Prop. dos fluidos	0 a 1000
Man. ar-entrada	<i>P2</i>	Prop. dos fluidos	0 a 1000
Man. ar-saída	<i>P3</i>	Prop. dos fluidos	0 a 1000
Dif. – seção de testes	<i>DPI</i>	-	0 a 70
Dif. - nível de água no TAA	<i>L1</i>	Vazão de água arrastada	0 a 200
Dif. - nível de água no TAP	<i>L2</i>	Vazão de água precipitada	0 a 200
Dif. – placa de orifício	<i>Q1</i>	Vazão de água injetada	0 a 400
Dif. – placa de orifício	<i>Q2</i>	Vazão de ar injetado	0 a 650
Dif. – placa de orifício	<i>Q3</i>	Vazão de ar de saída	0 a 650
Contagem [cps] (γ /Detector/med. de taxa)			
Detector 1	<i>C1</i>	Fração de vazio - α_1	0 a 9000
Detector 2	<i>C2</i>	Fração de vazio - α_2	0 a 9000
Detector 3	<i>C3</i>	Fração de vazio - α_3	0 a 9000

A Figura 3.5 mostra o esquema de cada uma das linhas de medida que se constituem basicamente em medidas de temperatura, pressão e contagens de raios gama. Nas subseções que se seguem cada linha de medida é descrita com mais detalhes.

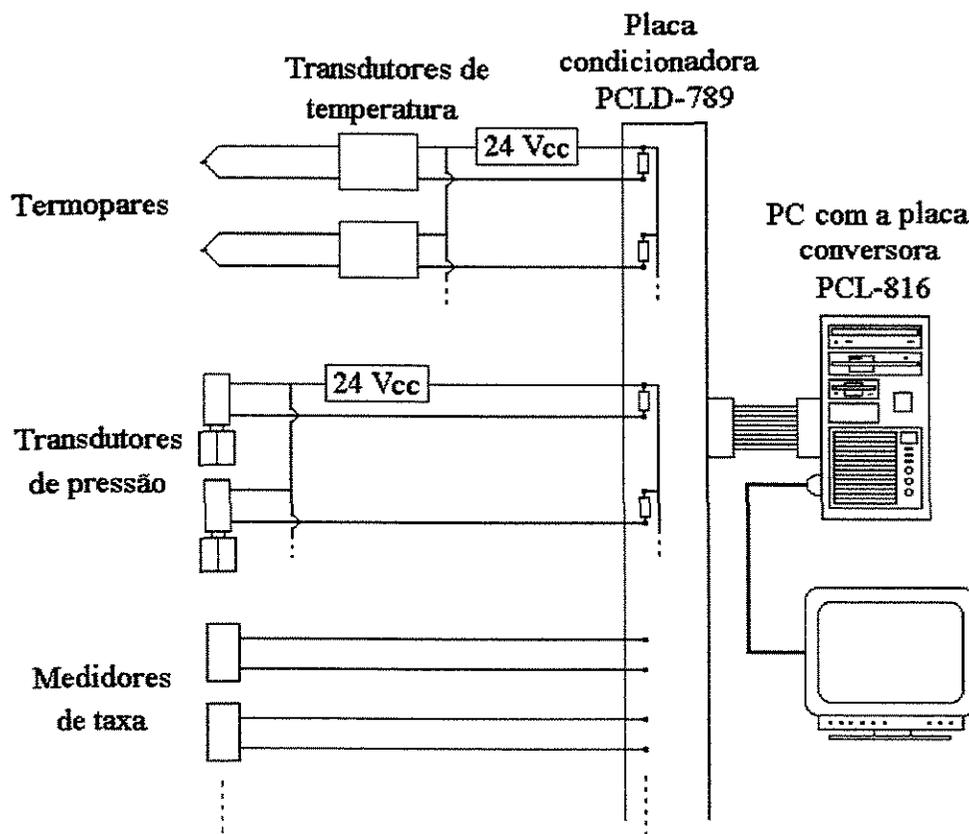


Figura 3.5 – Esquema das linhas de medida no CAA

3.3.1 Medidas de Temperatura

As temperaturas da água e do ar foram utilizadas basicamente para a determinação das propriedades destes fluidos, uma vez que os experimentos buscaram avaliar o comportamento fluidodinâmico do escoamento. Para estas medidas, nas posições indicadas nas Figuras 3.1 e 3.2, foram utilizados termopares do tipo K (Cromel-Alumel), com isolamento mineral compactado em bainha de aço inox, com diâmetro externo de 1,5 mm. Estes termopares foram ligados a

conversores mV/mA, alimentados com 24 V, com saída de 4 a 20 mA. Os sinais gerados foram então conduzidos ao Sistema de Coleta de Dados, como mostra a Figura 3.5.

Cada linha, constituída de: sensor; conversor mV/mA; placas condicionadora e conversora analógico/digital, foi calibrada na faixa de $\sim 24^{\circ}\text{C}$ a $\sim 50^{\circ}\text{C}$, utilizando-se um sistema padrão constituído de um banho, um termômetro de resistência de Platina e um medidor de resistência. Os sinais deste sistema padrão e os das linhas de temperatura, coletados no monitor do computador, foram então utilizados para a determinação, por regressão, das seguintes equações:

$$T1 = 12513,277 U - 257,385 \quad (S_T = 0,19) \quad (3.2)$$

$$T2 = 3181,733 U - 61,600 \quad (S_T = 0,14) \quad (3.3)$$

$$T3 = 10515,091 U - 203,941 \quad (S_T = 0,15) \quad (3.4)$$

$$T4 = 3185,159 U - 58,225 \quad (S_T = 0,08) \quad (3.5)$$

onde as temperaturas são expressas em $^{\circ}\text{C}$ e U e S_T são, respectivamente a tensão lida no computador, em volts, e o erro padrão da curva ajustada. O procedimento adotado e resultados obtidos nestas calibrações são apresentados no Apêndice I.

3.3.2 Medidas de Pressão

Todas as medidas de pressão, diferencial ou manométrica, mostradas na Figura 3.1, foram efetuadas com transdutores de pressão com saídas de 4 a 20 mA. Transdutores também foram utilizados na determinação das vazões de ar e água, mas estas metodologias serão apresentadas nas seções seguintes.

Estas linhas de pressão são constituídas de transdutores de pressão, ligados em paralelo e alimentados por uma fonte de 24 Vcc, em um circuito fechado, como mostra a Figura 3.5. O sinal gerado é coletado em uma resistência e conduzido para as placas condicionadora e conversora.

Utilizando-se uma unidade padrão de pressão a faixa de cada transdutor foi ajustada para os valores pré definidos e em seguida todas as linhas foram calibradas conforme procedimento apresentado no Apêndice II. As seguintes equações foram obtidas:

$$P1 = 12504,304 U - 251,498 \quad (S_p = 1,24) \quad (3.6)$$

$$P2 = 12497,935 U - 249,465 \quad (S_p = 0,17) \quad (3.7)$$

$$P3 = 12530,150 U - 252,052 \quad (S_p = 0,15) \quad (3.8)$$

$$DP1 = 877,257 U - 17,475 \quad (S_p = 0,14) \quad (3.9)$$

$$L1 = 2495,307 U - 50,161 \quad (S_p = 0,11) \quad (3.10)$$

$$L2 = 2512,509 U - 50,280 \quad (S_p = 0,10) \quad (3.11)$$

$$Q1 = 5011,098 U - 100,539 \quad (S_p = 0,04) \quad (3.12)$$

$$Q2 = 8119,037 U - 161,631 \quad (S_p = 0,16) \quad (3.13)$$

$$Q3 = 8134,216 U - 162,964 \quad (S_p = 0,11) \quad (3.14)$$

onde as pressões são expressas em mbar e U e S_p são, respectivamente, a tensão, em volts, lida no computador e o erro padrão da curva ajustada.

Nas medidas de diferença de pressão através da placas de orifício na linha de ar e entre as câmaras superior e inferior, entre as tomadas de pressão e os transmissores foram utilizados potes preenchidos com água como mostrado na Figura 3.6. Isto manteve ambos os lados do transdutor diferencial sempre com a mesma coluna de líquido, uma vez que qualquer líquido eventualmente arrastado na tomada de pressão retornava a ela.

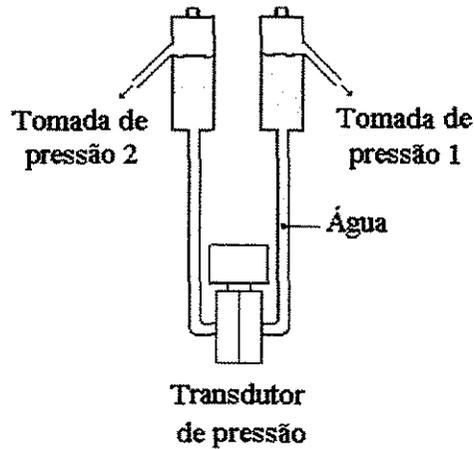


Figura 3.6 - Tomadas de pressão nas linhas de medida com mistura bifásica

3.3.3 Medidas de Vazão

As vazões da água na entrada e do ar na entrada e saída da seção de testes foram obtidas através da medida da perda de pressão em placas de orifício, enquanto que as vazões de água arrastada e precipitada foram determinadas através das medidas das taxas de aumento de volume em tanques de diâmetros conhecidos.

- Placas de orifício

Todos os aspectos construtivos e de montagem das placas de orifício, flanges e tomadas de pressão, obedeceram a recomendações da norma DIN 1952 e as vazões foram calculadas conforme a equação:

$$q_m = C_d E \varepsilon \frac{\pi}{4} d^2 \sqrt{2 \rho \Delta p} \quad [\text{S.I.}] \quad (3.15)$$

$$\text{onde } C_d = 0,5959 + 0,0312 \beta^{2,1} - 0,184 \beta^8 + 0,0029 \beta^{2,5} \left[\frac{10^6}{Re_D} \right]^{0,75} + 0,039 \beta^4 (1 - \beta^4)^{-1} - 0,0169266 \beta^3 \quad (3.16)$$

$$E = (1 - \beta^4)^{-1/2} \quad (3.17)$$

com $\beta = d/D$ (d = diâmetro do orifício da placa; D = diâmetro da tubulação = 50,05 ± 0,19 mm)

$$\text{e } Re_D = \frac{4q_m}{\pi D \mu} \quad (3.18)$$

Para cobrir as faixas programadas de vazões de ar foram confeccionadas 3 placas com diferentes diâmetros de orifícios.

O fator de expansividade, ε , é igual a 1 para água e para o ar deve-se utilizar a expressão:

$$\varepsilon = 1 - (0,41 + 0,35 \beta^4) \Delta p / 1,4 p \quad (3.19)$$

onde Δp = perda de pressão na placa (tomada de pressão nos flanges).

A densidade do fluido, ρ , assim como a viscosidade μ , devem ser calculadas para a pressão p , à montante da placa de orifício.

A norma DIN 1952 sugere a seguinte equação para a estimativa da incerteza na determinação de q_m :

$$\frac{\delta q_m}{q_m} = \left[\left(\frac{\delta C_d}{C_d} \right)^2 + \left(\frac{\delta E}{E} \right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + 4 \left(\frac{\beta^4}{CE} \right)^2 \left(\frac{\delta D}{D} \right)^2 + \right]$$

$$+ 4 \left[\left(1 + \frac{\beta^4}{C_d E} \right)^2 \left(\frac{\delta d}{d} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\delta \Delta p}{\Delta p} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\delta \rho}{\rho} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.20)$$

A norma ainda sugere a utilização das seguintes incertezas parciais :

$$\delta C_d / C_d = 0,006$$

$$\delta \varepsilon / \varepsilon = 0,04 \Delta p / p$$

$$\delta D / D = 0,004$$

$$e \quad \delta d / d = 0,0007$$

As incertezas nas perdas de pressão, $\delta \Delta p / \Delta p$, são as apresentadas no item 3.3.2.

- Tanque de coleta.

As vazões das águas arrastada e precipitada, foram determinadas através da equação:

$$q_m = \frac{D_{tc}^2 \Delta p \pi}{4 g \Delta t} \quad [\text{S.I.}] \quad (3.21)$$

onde D_{tc} = Diâmetro interno do tanque de coleta.

g = Aceleração gravitacional.

Δt = Intervalo de tempo de medida.

Δp = Diferença de pressão medida no tanque no intervalo Δt .

Para a coleta da água arrastada e da que precipita, existem no CAA 3 tanques com diferentes diâmetros. A Tabela 3.2 mostra os valores e as respectivas incertezas (2s) obtidas nas medidas destes diâmetros. A escolha do par de tanques é feita após estimativa do tempo de enchimento de cada um objetivando a obtenção, em ambos, do maior nível de água possível, para minimização dos erros.

Tabela 3.2 - Diâmetros dos tanques de coleta

D_{tc} [cm]	δD_{tc} [cm]
10,78	0,068
15,62	0,029
29,99	0,084

Aplicando-se a equação (3.1) em (3.21) obtém-se a equação para a determinação da incerteza na medida de q_m :

$$\frac{\delta q_m}{q_m} = \left[\left(\frac{\delta \Delta p}{\Delta p} \right)^2 + \left(\frac{\delta g}{g} \right)^2 + \left(\frac{\delta \Delta t}{\Delta t} \right)^2 + 4 \left(\frac{\delta D_{tc}}{D_{tc}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.22)$$

onde, para as incertezas parciais, foram adotados os seguintes valores:

$$\delta g/g = 0,002$$

$$\delta \Delta t/\Delta t = 0,02/\Delta t$$

e $\delta \Delta p/\Delta p$ pode ser determinado conforme item 3.3.2, dependendo do transmissor e do nível de diferença de pressão.

3.3.4 Medidas de Fração de Vazio

Um dos parâmetros mais importantes na modelagem de escoamento bifásicos é a fração de vazio, ou a proporção da fase gasosa relativa ao escoamento. Neste estudo o escoamento que se estabelece na parte horizontal da seção de testes é do tipo estratificado, porém, com

características de instabilidade que tornam a interface água/ar transversalmente perturbada, particularmente nas proximidades da curva que une a parte horizontal com a inclinada da seção, onde é prevista a ocorrência de um ressalto hidráulico, com interface ainda mais irregular. Efetuar medições precisas das proporções dos fluidos não é tarefa muito fácil. Algumas técnicas (Siddiqui et al., 1986; Wongwises, 1996; Choi e No 1995) tem sido utilizadas porém com restrições e simplificações nas interpretações dos resultados das medições. Em nossos estudos, a fração de vazão linear da seção de testes foi determinada utilizando-se a técnica de atenuação diferenciada de radiação gama no meio bifásico, uma vez que se trata de uma técnica não intrusiva. Nesta seção são descritos a técnica e o sistema dimensionado para as condições dos testes no CAA (Souza, 1990).

3.3.4.1 A Metodologia

Um feixe colimado de fótons monoenergéticos γ , incidindo no meio atenuador bifásico tem sua intensidade diminuída exponencialmente conforme a equação:

$$I = I_0 \exp(-\mu x) \quad \rightarrow \quad I / I_0 = A = \exp(-\mu x) \quad (3.23)$$

onde:

I = intensidade do feixe emergente

I_0 = intensidade da fonte

x = espessura do meio atenuador

μ = coeficiente de atenuação linear

A = fator de atenuação

O coeficiente de atenuação linear depende da composição do meio atenuador, da sua densidade e da energia do fóton:

$$\mu = N_a \rho \sum_{i=1}^K \frac{\omega_i \sigma_i}{m_i} \quad (3.24)$$

sendo:

K = número de elementos presentes no meio atenuador

ρ = densidade do meio

N_a = número de Avogrado

ω_i = fração do i ésimo elemento na composição do meio

m_i = peso molecular do i ésimo elemento no meio

σ_i = seção de choque para absorção microscópica do i ésimo elemento

O fator de atenuação em um meio constituído de vários materiais, pode ser escrito como o produto dos fatores de atenuação parciais de cada material no caminho do feixe. Na montagem utilizada nos testes no CAA, mostrada nas Figuras 3.2 e 3.7, o feixe de radiação passa através do ar externo e de uma tubulação de acrílico que contem a mistura de água (l) e ar (g), na configuração estratificada. Assim o fator de atenuação total, A_T , pode ser dado pela equação:

$$A_T = A_g A_{ac} A_l \quad (3.25)$$

onde cada fator parcial tem a forma da equação (3.22).

Mantidos os afastamentos fonte/detector e a espessura da parede da tubulação que constitui a seção de testes, a intensidade do feixe emergente depende apenas da configuração do escoamento bifásico e pode ser dado por:

$$I = I_0^* \exp(-\int \mu dx) \quad (3.26)$$

onde a constante I_0^* depende da intensidade da fonte, da geometria de colimação e dos fatores de atenuação do feixe nas paredes da seção de testes e no ar externo. A integral dos coeficientes da água e do ar no interior da seção de testes tem a forma:

$$\int \mu dx = \int \mu_g dx + \int \mu_l dx = \mu_g x_g + \mu_l x_l \quad (3.27)$$

Considerando que $x_T = x_g + x_l$ é o comprimento total do caminho do feixe através do fluido, e que a relação $x_g/(x_g + x_l)$ é, por definição, a fração de vazio linear, α , neste trajeto, pode-se obter:

$$\int \mu dx = x_T(\mu_g - \mu_l)\alpha + \mu_l x_T \quad (3.28)$$

Se o feixe é colimado verticalmente passando pelo centro da tubulação, x_T pode ser considerado igual ao seu diâmetro interno. Sendo os coeficientes da equação (3.28) também constantes, a equação (3.26) pode ser tornar:

$$I = I'_0 \exp(-c\alpha) \quad (3.29)$$

ou

$$\alpha = -\frac{1}{c} \ln\left(\frac{I}{I'_0}\right) \quad (3.30)$$

onde:

$$I'_0 = I_0^* \exp(-\mu_l x_T) \quad (3.31)$$

$$e \quad c = x_T(\mu_g - \mu_l) \quad (3.32)$$

3.3.4.2 O arranjo experimental

Visando a obtenção do perfil da fração de vazio ao longo da parte horizontal da seção de testes, foram utilizadas 3 montagens como a mostrada na Figura 3.7. A Figura 3.8 mostra detalhes de dois conjuntos detector/colimador montados no local de medição. Cada uma das montagens é constituída dos seguintes componentes:

- Fonte de Americio 241, da Amersham International plc (código AMC26), com as seguintes características:

Atividade nominal: 200 mCi

Meia vida: 458 anos

Emissão de fótons, com 59,5 keV: $5,5 \times 10^7$ fótons/esferoradiano/s

A forma da fonte é esférica com diâmetro ativo de 5 mm, envolvida por material cerâmico, selados em cápsula de aço inoxidável cilíndrica com diâmetro de 7 mm e comprimento de 10 mm.

Para facilitar o manuseio da fonte foi desenvolvido um colimador que serviu também como blindagem da radiação. A Figura 3.9 mostra detalhes deste colimador. O diâmetro e o comprimento de colimação foram definidos de tal forma que, mesmo para a maior distância entre fonte e detector, prevista nos experimentos, toda a radiação colimada pudesse atingir sem perdas a área do detector.

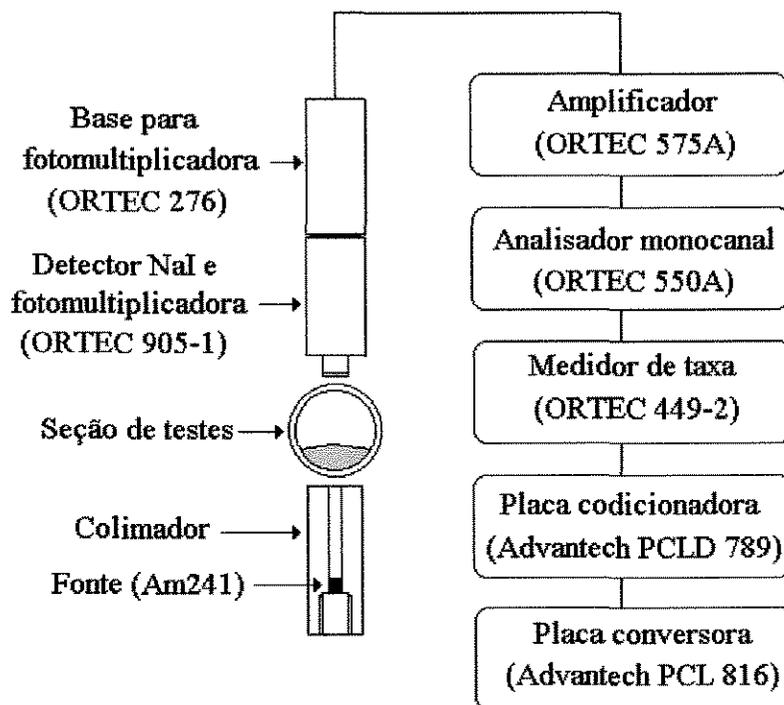


Figura 3.7 – Componentes da linha de medida da fração de vazio.

- Conjunto detector NaI 1 x 1 pol. com fotomultiplicadora acoplada, da EG&G/ORTEC, Modelo 905-1.

Neste tipo de detector, a radiação gama após interagir com o cintilador, um cristal de NaI, produz um pulso de luz que é convertido em um pulso elétrico pela fotomultiplicadora. O cintilador, tem alta eficiência na detecção da radiação gama devido ao alto número atômico do iodo.

- Base para fotomultiplicadora, da EG&G/ORTEC, Modelo 276

Pré-amplifica o sinal recebido da fotomultiplicadora além de fornecer a alta tensão que ela necessita.

- Amplificador , da EG&G/ORTEC, Modelo 575A

Amplifica de 5 a 1250 vezes o sinal recebido da base da fotomultiplicadora.

- Analisador mono canal da EG&G/ORTEC, Modelo 550A

Permite selecionar as alturas dos pulsos recebidos do amplificador, proporcionais às energias depositadas no detector, deixando passar somente aqueles com alturas dentro da faixa que define o pico de absorção total de 59,6 keV do Am-241. Pode-se com isto excluir ruídos e radiação de fundo.

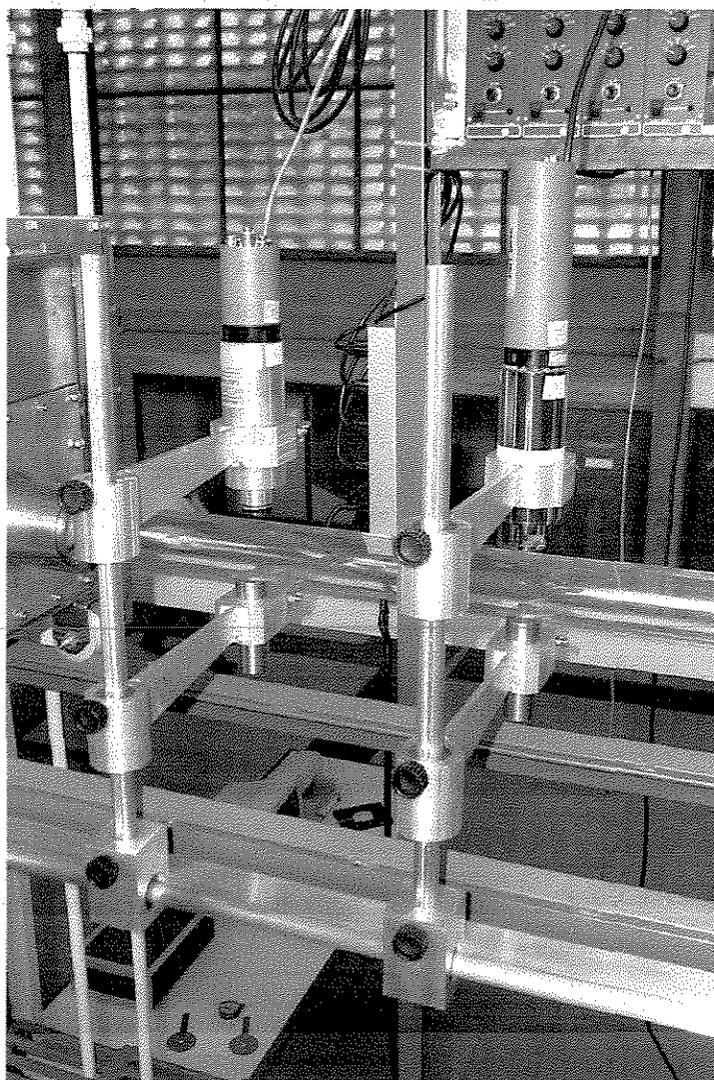


Figura 3.8 - Detalhes do medidor de fração de vazio

- Medidor de taxa, EG&G/ORTEC, Modelo 449-2

Os pulsos que passam pelo analisador são contados no medidor de taxa. Este medidor transforma a frequência de chegada dos pulsos em uma diferença de tensão ou corrente, que aciona um indicador previamente ajustado para contagens por minuto ou segundo. Esta operação é efetuada através de um circuito resistência/capacitor – RC, que define a constante de tempo do sistema. Permite leituras de 10 a 10^6 contagens por segundo. Possui seleção para constante de tempo de integração entre 0,03 e 30 segundos. O equipamento possui ainda três saídas analógicas, 10 V, 1 mA e 100 mV, que correspondem às faixas do indicador frontal. A saída de 100 mV foi utilizada nos experimentos programados.

- Gabinete com Fonte (EG&G/ORTEC, Modelo 4001C)

Sua função é acomodar e fornecer a alimentação elétrica necessária ao funcionamento dos equipamentos.

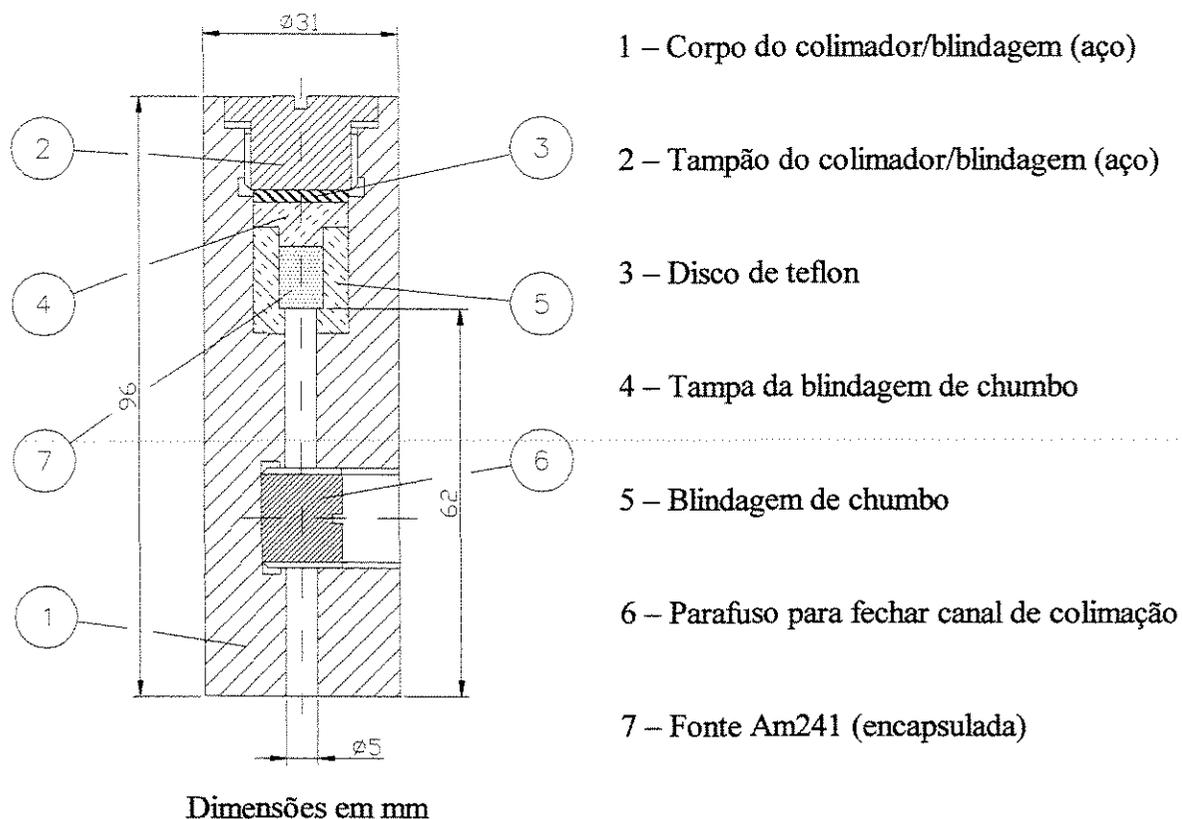


Figura 3.9 – Detalhes do colimador/blindagem

3.3.4.3 As medições

A forma geométrica e dimensões do sistema montado definem a fração dos fótons emitidos que atingem o detector, normalmente representada pelo fator G . Os pulsos gerados no detector após serem discriminados pelo analisador monocanal são então contados no medidor de taxa. A taxa de contagem, R , obtida neste medidor é dada pela equação:

$$R = A_0 y e_d A_T G \quad (3.33)$$

Onde:

A_0 = atividade da fonte

y = fração de fótons emitidos com a energia considerada

e_d = eficiência intrínseca de detecção

A_T = fator de atenuação total

$G = r^2/4d^2$ = fator de correção geométrica (r = raio do colimador; d = distância fonte/detector)

A tensão de saída, U , deste medidor é proporcional a R e, portanto, função linear da intensidade do feixe, ou seja:

$$U = a'I + b \quad (3.34)$$

onde a e b são constantes que representam, respectivamente, o ganho global do conjunto detector/amplificador e tensão de *off set*. Substituindo a intensidade I , dada pela equação (3.29), na equação acima:

$$U = a \exp(-c \alpha) + b \quad (3.35)$$

$$\text{onde } a = a' I'_0 \quad (3.36)$$

A constante b , que representa as contribuições da radiação de fundo, e dos ruídos eletrônicos, pode ser determinada medindo-se a tensão sem a fonte de radiação. Com a fonte no lugar, mede-se duas tensões com frações de vazio conhecidas, $\alpha = 1$ e $\alpha = 0$, ou seja, tubo preenchido apenas com ar e apenas com água, respectivamente. Assim tem-se:

$$U_1 = b + a \exp(-c) \quad (3.37)$$

$$U_2 = b + a \quad (3.38)$$

resolvendo as duas equações para a e c :

$$a = U_2 - b \quad (3.39)$$

$$e \quad c = -\ln\left(\frac{U_1 - b}{U_2 - b}\right) \quad (3.40)$$

Com estas constantes pode-se determinar α através da equação:

$$\alpha = \frac{1}{c} \ln\left(\frac{a}{U - b}\right) \quad (3.41)$$

A incerteza envolvida em uma medição isolada da taxa de contagem ou tensão no medidor de taxa é dada pela expressão:

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta U}{U} = \frac{1}{\sqrt{2 R \tau}} \quad (3.42)$$

onde τ é a constante de tempo fixada no medidor de taxa. Desta equação conclui-se que, quanto maior a taxa de contagem, menor a incerteza da medida. Para se obter pequenas incertezas, τ deve ser grande, o que limita a velocidade do medidor em responder às variações de taxa. A natureza aleatória do processo de detecção da radiação gama é a principal fonte de incerteza nas medidas da fração de vazio. As contagens devem ser mediadas em um tempo longo, quando possível, para minimizar erros. A incerteza definida pela equação (3.42) pode assim ser reduzida de um fator k_σ , que depende deste tempo de contagem, t :

$$k_\sigma = \left\{ 2 \frac{\tau}{t} \left[1 - \frac{\tau}{t} \left(1 - e^{-\tau/t} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (3.43)$$

O fator de redução na incerteza pode ser igual a 0,1 se o tempo de contagem for 100 vezes a constante de tempo utilizada no medidor de taxa.

A eq. (3.42) é utilizada para determinar as incertezas em U_1 , U_2 e b e as incertezas em c e α são calculadas através das expressões:

$$\delta a = \left[(\delta U_2)^2 + (\delta b)^2 \right]^{1/2} \quad (3.44)$$

$$\delta c = \left[\left(\frac{\delta U_1}{U_1 - b} \right)^2 + \left(\frac{\delta U_2}{U_2 - b} \right)^2 + \left(\frac{(U_2 - U_1)\delta b}{(U_1 - b)(U_2 - b)} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.45)$$

Assim a incerteza na fração de vazio pode ser determinada através da expressão:

$$\delta \alpha = \left\{ \left(\alpha \frac{\delta c}{c} \right)^2 + \frac{1}{c^2} \left[\left(\frac{\delta a}{a} \right)^2 + \frac{\delta U^2 + \delta b^2}{(U - b)^2} \right] \right\}^{1/2} \quad (3.46)$$

As radiações espalhadas dependem fortemente do nível de água na tubulação. Dependendo deste nível um fóton espalhado pode escapar definitivamente do feixe primário ou voltar para ele. O colimador desenvolvido para os experimentos por ser relativamente longo e estreito minimiza este efeito.

Outros fatores podem também minimizar os erros no processo de medida. Evitar que os cristais de cintilação sejam submetidos a altas temperaturas e utilizar fonte de tensão estabilizada para a fotomultiplicadora, para evitar a variação no seu ganho.

As medidas de U_1 e U_2 também devem ser feitas durante um tempo longo para tornar as incertezas desprezíveis. O Apêndice III mostra os resultados obtidos na verificação da metodologia aqui apresentada. Nesta verificação pode-se levantar incerteza absoluta máxima de 0,0208 para a fração de vazio, o que valida a utilização da técnica para este fim.

3.4 O Sistema de Aquisição e Tratamento de Dados

O sistema utilizado na aquisição dos sinais dos transdutores de temperatura e pressão assim como dos medidores de taxa de radiação é constituído de:

- Placa condicionadora, da marca Advantech, modelo PCLD-789.

Esta interface multiplexadora possui 16 canais de entrada e permite a filtragem de ruídos, amplificação do sinal ou conversão de corrente dos transdutores de pressão e indicadores de temperatura para tensão através da instalação de uma resistência. Nos experimentos realizados os sinais foram amplificados 50 vezes e o resistor para as linhas dos transdutores de pressão e de temperatura foi de 5 Ω .

- Placa Conversora Analógico Digital, também da marca Advantech, modelo PCL-816.

Esta placa, instalada no gabinete do computador, converte o sinal analógico recebido da PCLD-789 em sinal digital. Tem resolução de 16 bits, taxa de coleta máxima de até 100 kHz e incerteza de 0,003% da faixa ± 1 LSB.

- Computador Pentium 166 e seus componentes básicos.

Para a aquisição e processamento dos dados foi elaborado, em QBASIC, um programa cujo fluxograma simplificado é apresentado na Figura 3.10. O programa mostra na tela do monitor, em tempo real, as grandezas primárias: temperaturas, pressões e taxas contagem, assim como as secundárias: propriedades dos fluidos, vazões, níveis de água nos tanques de coleta e frações de vazio. Na conversão dos sinais para unidades de engenharia, além das equações apresentadas nos itens 3.3.1 a 3.3.4, são utilizadas equações simplificadas para determinação das propriedades da água e do ar mostradas no Apêndice IV, e as que determinam outros parâmetros secundários, como as velocidades superficiais e os adimensionais de Wallis.

As incertezas dos parâmetros primários como as pressões ou diferenças de pressão, temperaturas e tensões nos medidores de taxa são calculadas através da expressão:

$$\delta x = \left(\delta x_c^2 + \delta x_m^2 \right)^{1/2} \quad (3.47)$$

onde o primeiro termo é a incerteza referente à calibração da grandeza x ($\delta T_c = 2S_T$ e $\delta P_c = 2S_P$, para temperaturas e pressões, respectivamente) e o segundo se refere à incerteza do valor médio da grandeza x ($\delta x_m = 2s/\sqrt{n}$, sendo s o desvio padrão da grandeza

x em n varreduras). Este componente da incerteza aumenta com o aumento da oscilação da medida da grandeza x .

Determinadas as incertezas das grandezas primárias, as incertezas nas propriedades dos fluidos (densidades, viscosidades e tensão superficial) são então determinadas através das equações contidas também no Apêndice IV e, posteriormente, calculadas as incertezas nas vazões, velocidades superficiais e nos adimensionais de Wallis conforme as expressões (3.20), (3.22) e:

$$\frac{\delta j_{l,g}}{j_{l,g}} = \left[\left(\frac{\delta q_{m_{l,g}}}{q_{m_{l,g}}} \right)^2 + \left(\frac{\delta \rho_{l,g}}{\rho_{l,g}} \right)^2 + \left(2 \frac{\delta D}{D} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.48)$$

$$\frac{\delta j_l^*}{j_l^*} = \left[\left(\frac{\delta j_l}{j_l} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\delta g}{g} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\delta D}{D} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \left(\frac{2\rho_l - \rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right) \frac{\delta \rho_l}{\rho_l} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right) \frac{\delta \rho_g}{\rho_g} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.49)$$

$$\frac{\delta j_g^*}{j_g^*} = \left[\left(\frac{\delta j_g}{j_g} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\delta g}{g} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\delta D}{D} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_g} \right) \frac{\delta \rho_l}{\rho_l} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\rho_l - 2\rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right) \frac{\delta \rho_g}{\rho_g} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.50)$$

Os resultados coletados e calculados pelo programa podem ser gravados, para posterior análise de duas maneiras: uma contínua, na qual os dados são gravados durante um intervalo de tempo, com início e fim definidos pelo operador, e outra discreta, que corresponde a apenas um determinado momento do experimento (condição estacionária), também definido pelo operador. Embora o sistema permita a coleta em intervalos de 0,0125 s, definiu-se a gravação de valores médios em 80 varreduras, o que leva a um intervalo entre valores gravados de aproximadamente 1s.

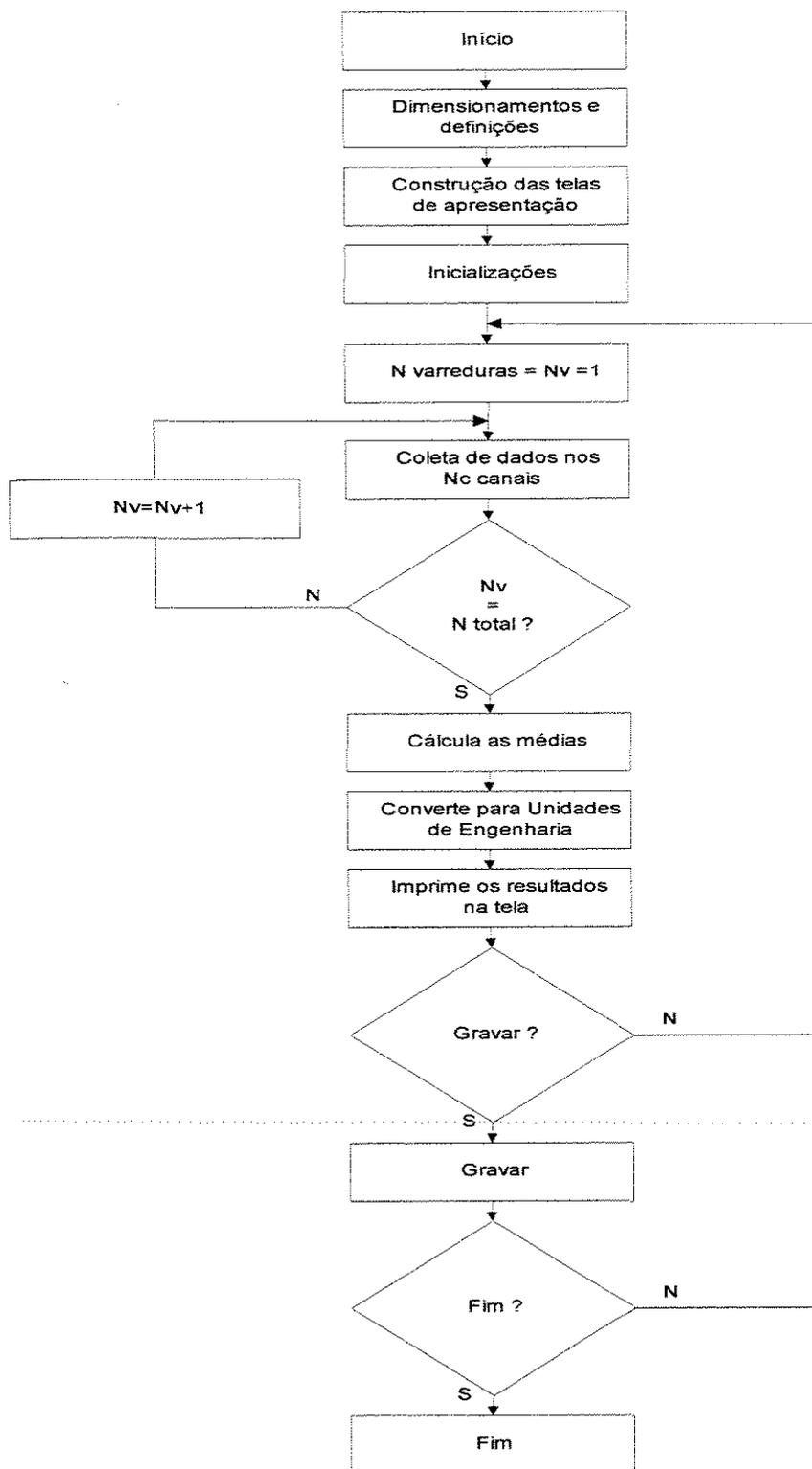


Figura 3.10 - Fluxograma simplificado do programa de aquisição de dados para os testes de escoamento em contracorrente no Circuito Água-Ar

3.5 Testes de Comissionamento

Alguns experimentos preliminares foram realizados para se avaliar as reais possibilidades operacionais do sistema, conhecer o comportamento geral do fenômeno e assim melhor definir a matriz e o procedimento experimentais. Estes testes foram também utilizados para avaliar as incertezas dos parâmetros envolvidos.

Nos testes preliminares o escoamento em contracorrente foi estabelecido com injeção de ar através da extremidade inferior da seção de testes e de injeção de água através da extremidade superior. Inicialmente, para uma vazão de água estabelecida o ar foi injetado com baixa vazão que gradualmente foi aumentada até que se observasse o processo de arraste. A vazão de ar foi aumentada ainda mais até o arraste total da água. Em seguida, esta vazão foi reduzida, também gradualmente, até que a precipitação total fosse novamente atingida. Estes experimentos mostraram a existência de uma histerese caracterizada pela diferença entre os comportamentos do escoamento nas condições ascendente e descendente de injeção de ar. Para velocidades de ar abaixo do ponto de início de arraste, no processo ascendente a precipitação foi total enquanto que no descendente foi parcial. Após início do arraste e conseqüente enchimento da câmara superior, o escoamento se torna agitado na parte inclinada da seção e na parte horizontal uma configuração estratificada com interface ondulada se estabelece. Nas proximidades da curva o perfil estratificado se torna mais oscilante. A Figura 3.11 mostra o comportamento de alguns parâmetros medidos em um experimento com incursão ascendente e descendente da vazão de ar para uma determinada geometria da seção de testes. A oscilação da diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior após o início do arraste inferior mostra a característica agitada assumida pelo escoamento. Na fase de redução da vazão de ar, para vazões mais baixas, para $t > \sim 640$ s na Figura 3.11, a oscilação aumenta devido a instabilidade estabelecidas também na parte horizontal da seção de testes.

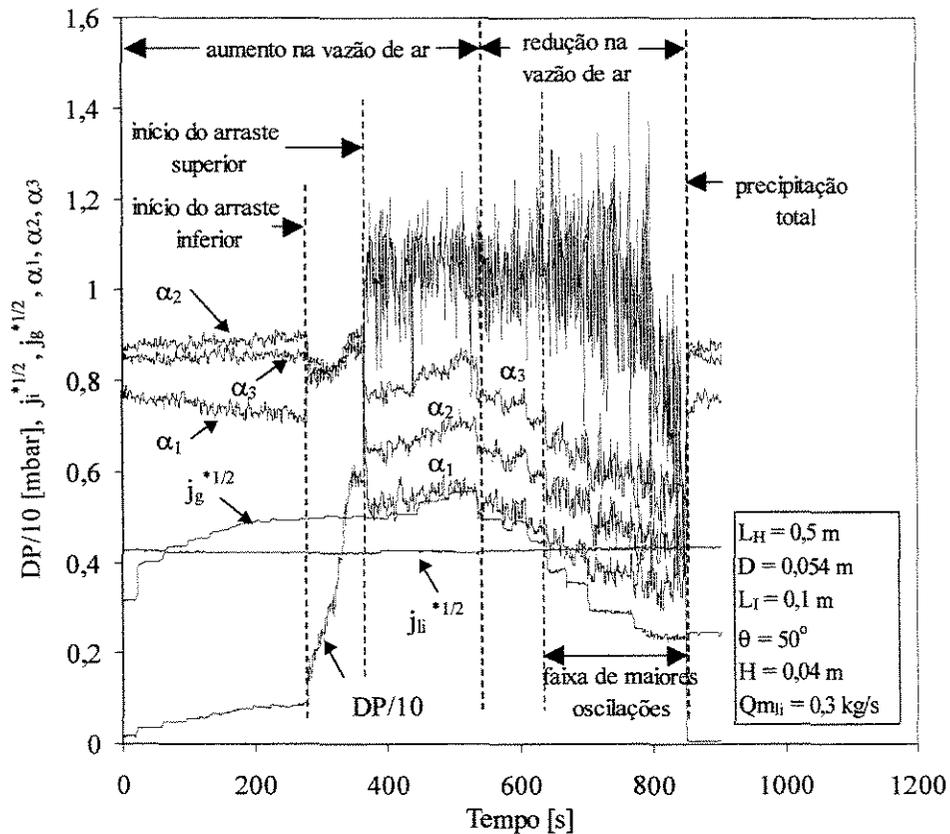


Figura 3.11 – Comportamento de alguns parâmetros durante um experimento

Para a definição da matriz operacional, foram exploradas faixas extremas de vazão de água e de ar injetados o que também possibilitou a definição dos tanques de coleta de água arrastada e precipitada mais adequados para que as incertezas na determinação das respectivas vazões pudessem ser minimizadas. Nestes testes foi também definida a constante de tempo definitiva de 1s para o medidor de taxa na medição da fração de vazio. Esta escolha tornou compatível a dispersão intrínseca na medida de α com as oscilações observadas no comportamento da inundação.

A Tabela 3.3 mostra as incertezas máximas estimadas, definidas para as condições com grandes oscilações e as faixas operacionais definidas após testes de comissionamento do sistema, para as principais medidas e calculadas.

Tabela 3.3 – Faixa operacional e incertezas estimadas

Grandeza	Faixa operacional	Incerteza máx.
$T1, T2, T3, T4$ [°C]	20 a 28	0,3
PI [mbar]	0 a 300	2,5
$DP1$ [mbar]	0 a 30	2,5
j_g [m/s]	1,5 a 7,5	0,01
j_l [m/s]	0 a 0,25	0,004
$J_g^{*1/2}$	0,15 a 0,65	0,008
$J_l^{*1/2}$	0 a 0,6	0,01
$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$	0,2 a 1	0,015

3.6 A Matriz Experimental

A Tabela 3.4 mostra o plano de experimentos para o estudo das influências dos parâmetros geométricos e da altura hidrostática na extremidade superior da seção de testes no comportamento das limitações do escoamento em contracorrente. A máxima vazão de ar fornecida pelo compressor definiu o maior diâmetro da seção de testes uma vez que o arraste total do líquido deve ser alcançado. Limitações nos sistemas de medida de vazão de ar e de água definiram o diâmetro de menor valor. Para algumas das configurações geométricas procurou-se também verificar o efeito da taxa de injeção de água no comportamento do fenômeno. Estas vazões de injeção variaram, em função do diâmetro da seção, de 0,05 kg/s a 0,5 kg/s. As vazões de ar, que também dependem do diâmetro da seção, cobriram as faixas necessárias à obtenção da precipitação total da água injetada até o seu arraste total. A configuração: $L_H = 50$ cm, $L_I = 10$ cm e $\theta = 50^\circ$ foi a mais explorada uma vez que esta geometria possui as relações L_H/D e L_I/D próximas das encontradas nos reatores *PWR*.

Tabela 3.4 - Matriz de testes para o estudo da limitação do escoamento em contracorrente no CAA

Nº da Configuração	D [cm]	θ [graus]	L_H [cm]	L_I [cm]	H [cm]
1*	5,4	30	50	10	4
2	5,4	30	80	10	4
3	5,4	50	10	50	4
4	5,4	50	30	50	4
5	5,4	50	30	50	13
6	5,4	50	30	10	4
7	5,4	50	30	10	13
8	5,4	50	50	10	0
9*	5,4	50	50	10	4
10	5,4	50	50	10	8,5
11*	5,4	50	50	10	13
12	5,4	50	80	10	1
13	5,4	50	80	10	2
14	5,4	50	80	10	4
15	5,4	50	80	30	4
16*	5,4	50	80	50	4
17	5,4	50	80	50	13
18*	5,4	70	50	10	4
19	5,4	70	80	10	4
20*	5,4	90	50	10	4
21*	5,4	90	80	10	4
22*	5,4	90	80	30	4
23	3,59	50	35	10	4
24	3,59	50	80	10	4
25	3,59	50	80	30	4
26*	4,4	50	42	10	4
27*	4,4	50	80	10	4

* Configurações com varredura na vazão de água injetada

3.7 O Procedimento Experimental

Definida a configuração geométrica da seção de testes e efetuada sua montagem, alguns testes preliminares eram feitos para a definição das faixas de vazões de ar e água a serem estabelecidos no experimento definitivo. Nesta etapa selecionam-se também os tanques de coleta da água precipitada e arrastada e efetuam-se uma verificação de toda a instrumentação.

Antes de cada série de experimentos media-se os parâmetros b , U_1 e U_2 , definidos na seção 3.3.4.3, conforme seqüência abaixo. Testes de comissionamento demonstraram que a repetição deste procedimento para cada um dos experimentos não seria necessária.

Seqüência para medição dos parâmetros do sistema de medida de fração de vazio

-
1. Posicionar detectores

 2. Ligar bomba com toda a água passando por seu *by-pass* ou pelo *by-pass* da seção de testes

 3. Medir *background*/ruído em cada linha de medida – b

 4. Posicionar fontes

 5. Medir valor U_1 (max. taxa de contagem) para cada linha de medida

 6. Fechar válvula na base da câmara inferior

 7. Ajustar vazão baixa na bomba

 8. Atuar válvula de 3 vias para injetar água na seção de testes. Encher totalmente a parte horizontal da seção com água

 9. Desligar bomba

 10. Medir valor U_2 (taxa de contagem mínima) para cada linha

 11. Inserir os valores b , U_1 e U_2 de cada linha de medida de fração de vazio no programa de coleta de dados

Após a inserção dos parâmetros do medidor de fração de vazio, nomeava-se os arquivos de gravação. Para cada experimento a seqüência abaixo era seguida:

Seqüência de etapas para cada experimento

1. Ajustar a vazão de água desejada pelo *by-pass* da seção
2. Injetar água na seção de testes
3. Verificar se é necessário reajustar a vazão de água
4. Ajustar um valor baixo para a vazão de ar
5. Gravar dados quando altura nos tanques e balanços estiverem adequados
6. Incrementar valor da vazão do ar
7. Voltar para o passo 5 até atingir o arraste total da água
8. Decrescer valor da vazão do ar
9. Gravar dados quando altura nos tanques e balanços estiverem adequados
10. Voltar passo 8 até atingir novamente a precipitação total
11. Voltar passo 1 para nova vazão de água

Para cada nível de vazão de ar estabelecido, devido ao método utilizado nas medidas das vazões de água arrastada e precipitada, era necessário esperar alguns minutos para que estas vazões se estabilizassem. Em cada um destes patamares foram também necessários pequenos ajustes na vazão de água injetada.

Nesta seqüência eram gravados todos os sinais primários, em volts, e em unidades de engenharia, assim como todos os parâmetros secundários. Para se acompanhar melhor o transitório de início do processo de arraste em cada experimento, foram também feitas gravações contínuas dos dados. Nestas gravações, para cada vazão de água, também foram estabelecidos níveis de vazão de ar crescentes e decrescentes.

CAPÍTULO 4 – RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE

Neste capítulo são apresentados e analisados os resultados experimentais obtidos no estudo do fenômeno da limitação do escoamento bifásico em contracorrente. Inicialmente é descrito o comportamento típico do fenômeno, apresentando suas principais características na forma geométrica estudada. Em seguida são analisadas as influências dos parâmetros dimensionais L_H , L_I , θ e do nível de água acima da extremidade superior da tubulação inclinada, H , no comportamento do fenômeno. O efeito da vazão de água injetada no início do processo de arraste também é analisado. Uma correlação empírica, que considera todas estas influências é aqui apresentada e comparada com as disponíveis na literatura na previsão do comportamento do fenômeno em sistemas com maiores dimensões. Um modelo analítico simplificado, desenvolvido para a parte horizontal do canal de escoamento, também é aqui apresentado.

4.1 Comportamento Típico do Fenômeno

Conforme procedimento experimental descrito no capítulo anterior, após a estabilização da vazão de água injetada na seção de testes, iniciava-se a injeção do ar, a partir de níveis baixos de vazão, em incrementos regulares até que o início do arraste fosse atingido. Estabilizada esta nova condição de escoamento, seguia-se aumentando gradualmente a vazão do ar até a obtenção do arraste total da água injetada. A cada nível de vazão do ar efetuava-se a gravação de todos os parâmetros medidos.

Os comportamentos apresentados nesta seção se referem aos experimentos realizados na configuração: $D = 0,054$ m; $L_H = 0,5$ m; $L_I = 0,1$ m; $\theta = 50^\circ$; $Q_{m_{li}} = 0,3$ kg/s e $H = 0,04$ m. Esta configuração geométrica possui as relações L_H/D e L_I/D próximas das que ocorrem nos reatores do tipo *PWR*.

A Figura 4.1 mostra o comportamento relativo das velocidade superficiais do ar e da água que precipita através da seção de testes. A figura mostra a existência de uma histerese no comportamento do escoamento. Inicialmente, com baixa taxa de injeção de ar, toda a água injetada precipita através da seção, isto está representado pelo patamar AB da curva. Entre os pontos B e C ocorre o início do processo de arraste (*onset of flooding*). Este processo transitório se inicia para a velocidade superficial do ar de ~ 5 m/s. Após esse transitório, grande parte da

água injetada passa a ser arrastada e, a medida que a velocidade do ar aumenta, a quantidade de água que precipita diminui seguindo a tendência mostrada na figura, até que, na velocidade de ~ 5,9 m/s, toda água injetada é impedida de precipitar (ponto D). Em seguida, com a diminuição da velocidade superficial do ar, a mesma tendência (CD) do processo ascendente é seguida. Entretanto, se a velocidade do ar continua a diminuir, de maneira diferente do processo ascendente, a quantidade de água precipitada continua a aumentar até que a precipitação total da água injetada seja novamente atingida (ponto E), caracterizando uma histerese no comportamento do escoamento. A Figura 4.2 mostra o comportamento da taxa arraste de água injetada, também em função da velocidade superficial do ar.

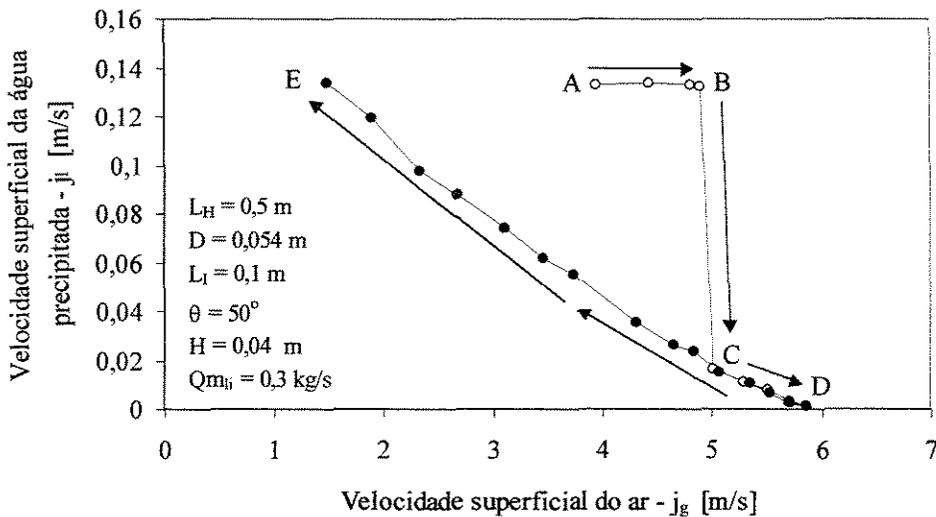


Figura 4.1 – Diagrama de velocidades

As dificuldades na medição da quantidade de água que precipita para a câmara inferior, e da que é arrastada para a câmara superior, nos casos limites de arraste total e precipitação total, respectivamente, são inerentes ao método utilizado nesta medição que, como descrito no capítulo anterior, constitui-se da medida da taxa de aumento do nível em tanques com diâmetros conhecidos. Isto é contornado pela visualização do escoamento nestas condições limites, assim como pela análise da gravação contínua dos dados como mostrado na Figura 4.3. Nesta figura estão representados: 1/10 da diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior, a frações de vazio lineares nas posições 3 cm, 16 cm e 40,5 cm em relação à curva, e os números adimensionais de Wallis para o ar e água injetados calculados pela expressão:

$$j_{l,g}^* = \frac{\rho_{l,g}^{1/2} j_{l,g}}{[gD(\rho_l - \rho_g)]^{1/2}} \quad (4.1)$$

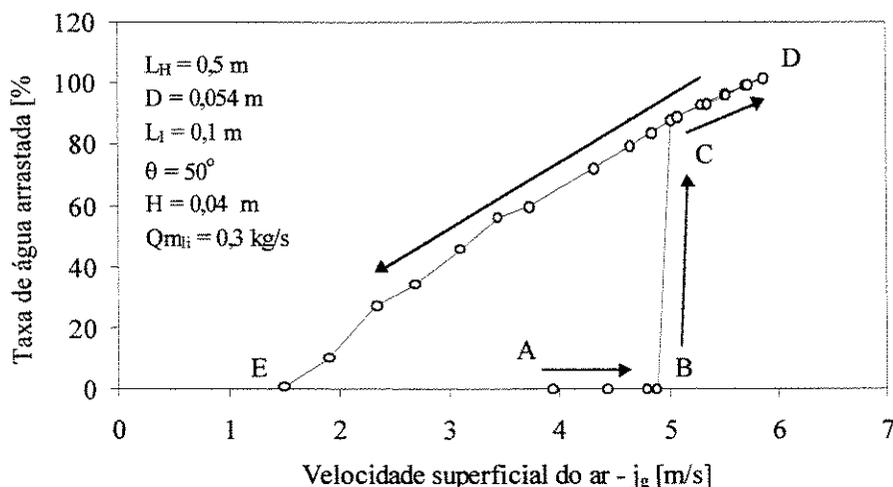


Figura 4.2 – Taxa de arraste da água injetada

Enquanto o ar injetado não é suficiente para o arraste da água, a figura mostra uma menor fração de vazio próximo à curva (α_1) enquanto que nas posições mais afastadas seu valor é mais elevado (α_2 e α_3). Neste experimento observou-se na posição de α_1 um pequeno "calo" na linha central do escoamento, formado devido à queda pelo tubo inclinado. A medida que a taxa de injeção de ar ($j_g^{*1/2}$) aumenta, α_1 diminui, definindo um nível de água maior nesta região, os valores de α_2 e α_3 permanecem praticamente inalterados e a diferença de pressão, como esperado, aumenta. O momento em que o início do arraste ocorre, é detectado pela mudança brusca no comportamento da diferença de pressão e das frações de vazio. Para $j_g^{*1/2}$ próximo de 0,5, inicia-se o arraste de gotas na extremidade superior da seção de testes e o conseqüente enchimento da câmara superior. O nível de água na parte horizontal da seção passa a ser aproximadamente uniforme, como mostram os comportamentos das frações de vazio. Isto foi também observado visualmente. A diferença de pressão entre as câmaras e as frações de vazio se elevam até que o nível máximo definido pela placa niveladora é atingido. Tem-se então um período, caracterizado na figura pelo pequeno patamar em torno de 6 mbar na diferença de pressão, no qual as frações de vazio também se estabilizam. Verifica-se visualmente que neste

período o escoamento do líquido é instável assim como sua queda na câmara inferior. Esta instabilidade favorece a formação de uma pequena onda na extremidade do tubo horizontal que bloqueia parcialmente a água e provoca o início do processo de arraste da água a partir desta extremidade da seção de testes. O arraste é abrupto, como pode ser observado na evolução repentina da diferença de pressão para até ~ 10 mbar da figura. Em seguida, ao longo da parte horizontal da seção o nível de água adquire um perfil inclinado, mais alto próximo à curva e menor nas proximidades da câmara inferior, como mostram, na figura, os comportamentos das frações de vazio. Após este transitório pouca água precipita para a câmara inferior e sua

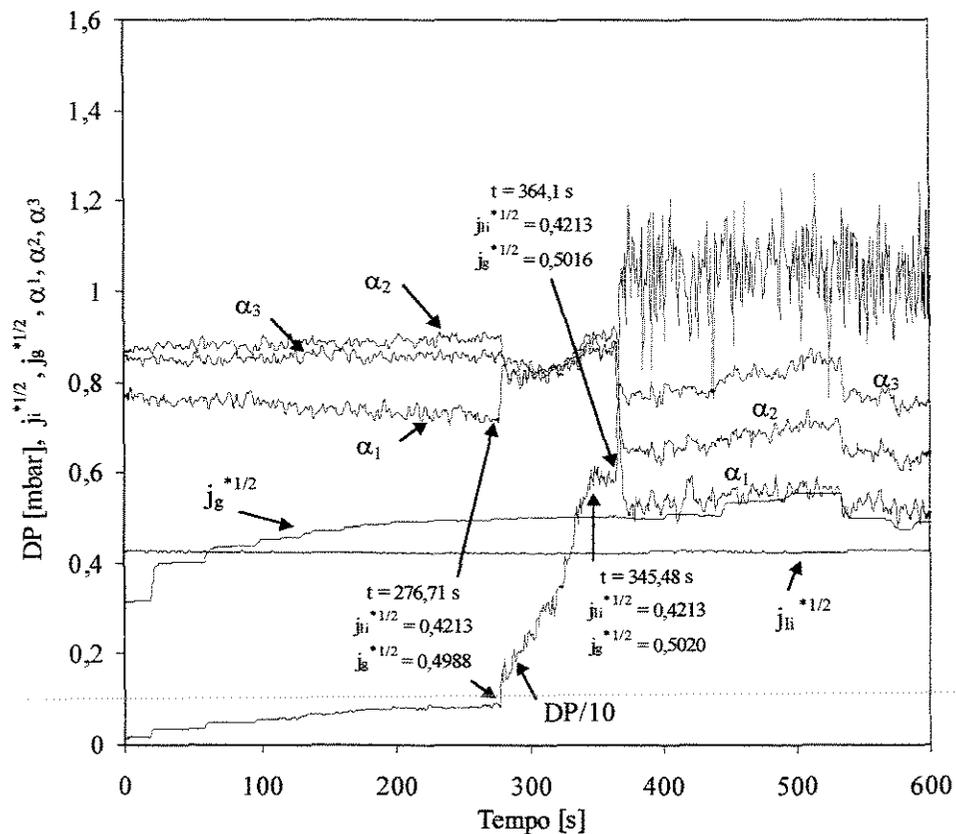


Figura 4.3 – Frações de vazio, diferença de pressão (1/10) e taxas de injeção de ar e de água

superfície na parte horizontal é ondulada. Na parte inclinada da seção de testes, o escoamento passa a ser muito agitado, e assim permanece até que o arraste total da água injetada seja atingido (patamar mais elevado de $j_g^{*1/2}$ próximo dos 500 s). O comportamento disperso da diferença de pressão entre as câmaras mostra esta agitação. Esta configuração do escoamento, com agitação na parte inclinada e um perfil inclinado na parte horizontal da seção de testes, se mantém até o

arraste total da água e, posteriormente, durante todo o processo de redução da taxa de injeção do ar até que a precipitação total da água é novamente atingida. O comportamento descrito para esta configuração geométrica e taxa de água injetada é qualitativamente muito semelhante aos obtidos em outras configurações e taxas de injeção. As influências dos parâmetros dimensionais e da taxa de água injetada serão analisadas na próxima seção.

Nestes experimentos não houve controle da pressão no sistema, que variava em função do nível de vazão do ar estabelecido. A Figura 4.4 mostra o comportamento da pressão na câmara

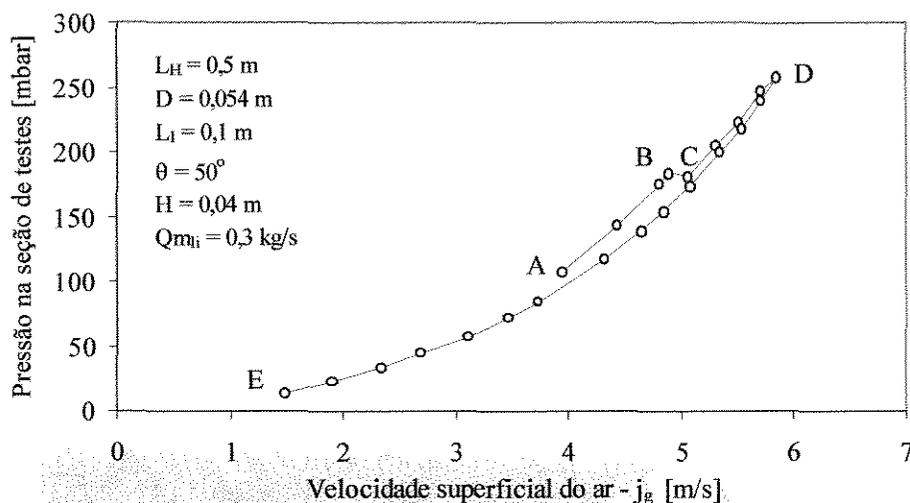


Figura 4.4 – Pressão na câmara superior da seção de testes

superior em função da velocidade superficial do ar. A pequena queda na pressão observado na figura para velocidades superiores a $\sim 5 \text{ m/s}$ é consequência da formação da piscina na câmara superior e condições estabelecidas nas partes inclinada e horizontal da seção após o início do arraste.

A Figura 4.5 mostra o comportamento da diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior. Devido à natureza do escoamento que se estabelece na seção e aos valores absolutos medidos, a oscilação desta diferença de pressão é grande, como já mostrado na Figura 4.3. Os valores representados na Figura 4.5 são instantâneos, e, apesar da instabilidade, pode-se constatar, após o início do arraste, um patamar entre os valores 10 e 12 mbar. O ponto E representado na figura corresponde à precipitação total da água após incursão descendente na injeção de ar.

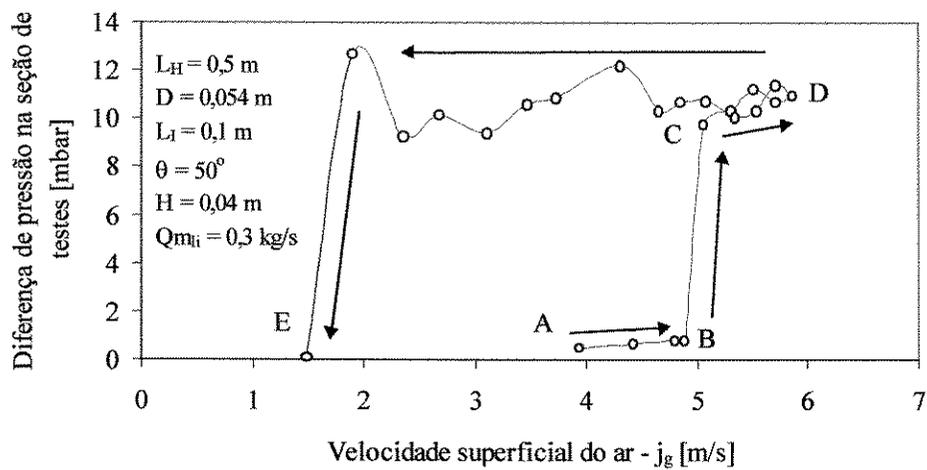


Figura 4.5 – Comportamento da diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior

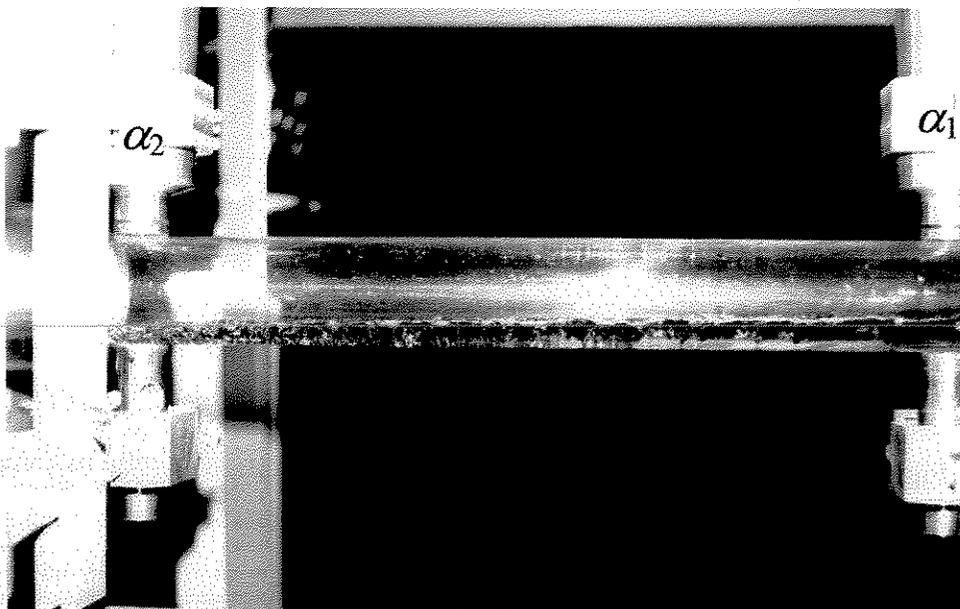


Figura 4.6 – Foto da parte horizontal da seção de testes durante a fase de inundação do escoamento em contracorrente

O perfil que se estabelece na parte horizontal da seção de testes após início do arraste pode ser visto na foto da Figura 4.6. Na foto podem ser vistos os detetores e colimadores correspondentes às medições de α_1 e α_3 . O detetor e o colimador correspondentes a α_2 foram removidos para melhor visualização do perfil e interface ondulada. Este perfil é também quantificado nas Figuras 4.7 e 4.8 através das medidas de fração de vazio durante o processo de redução da velocidade do ar. Para esta configuração constata-se que o perfil permanece com inclinação aproximadamente constante durante todo o processo.

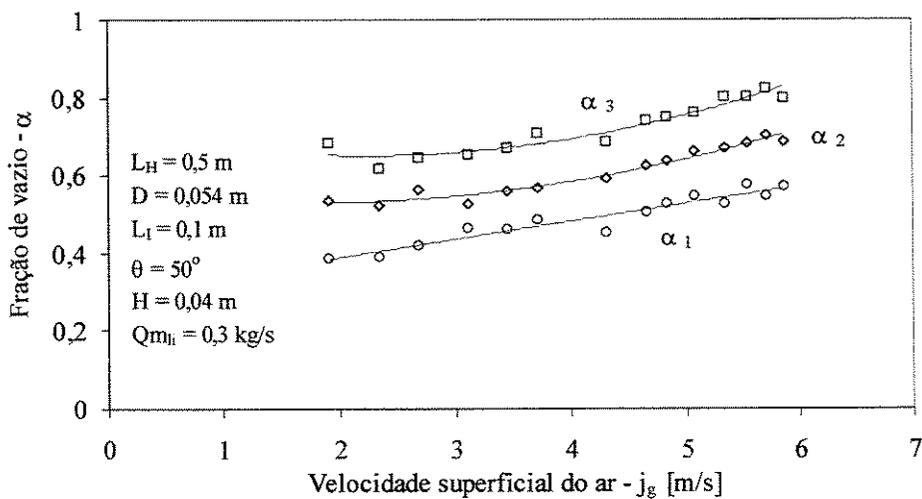


Figura 4.7 – Evolução da fração de vazio durante o processo de redução da velocidade do ar

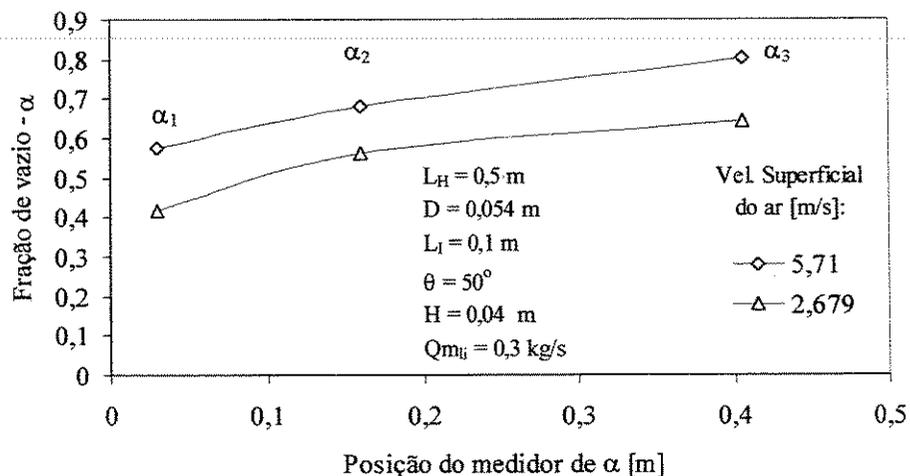


Figura 4.8 – Perfil da fração de vazio ao longo da seção de testes durante a fase de redução da injeção de ar

Como descrito no capítulo 2, os números adimensionais de Wallis e Kutateladze, para os resultados experimentais obtidos em geometrias de seção de testes mais simples, como as tubulares verticais, podem ser correlacionados através das seguintes expressões lineares:

Wallis:

$$j_g^{*1/2} + M j_l^{*1/2} = C_W \quad (4.2)$$

Kutateladze:

$$K_g^{1/2} + M K_l^{1/2} = C_K \quad (4.3)$$

sendo M , C_W e C_K constantes "ajustadas" para os dados experimentais, e:

$$K_{l,g} = \frac{j_{l,g} \rho_{l,g}^{1/2}}{[\sigma g (\rho_l - \rho_g)]^{1/4}} \quad (4.4)$$

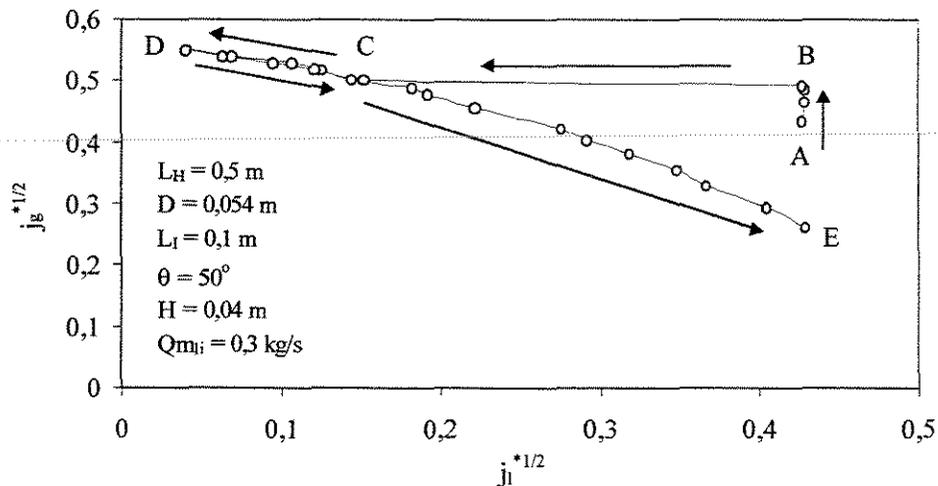


Figura 4.9 – Resultados experimentais no diagrama de Wallis

O adimensional de Kutateladze se diferencia do definido por Wallis na equação (4.1), por não apresentar, de forma explícita, dependência de alguma característica geométrica do canal de escoamento.

As Figuras 4.9 e 4.10 mostram os diagramas de Wallis e Kutateladze, muito utilizados na representação do fenômeno em estudo. No diagrama de Wallis estão marcados os pontos correspondentes aos mostrados na Figura 4.1, enquanto que no diagrama de Kutateladze estão representados apenas os pontos da fase DE do escoamento. Os comportamentos de ambos os diagramas são qualitativamente idênticos e, embora não dependa do diâmetro da tubulação, o diagrama de Kutateladze apresenta curvas distintas para representar resultados em seções com diferentes diâmetros, como mostrado na Figura 4.10. Portanto, nas discussões que serão apresentadas nas seções que se seguem, apenas os adimensionais de Wallis serão utilizados.

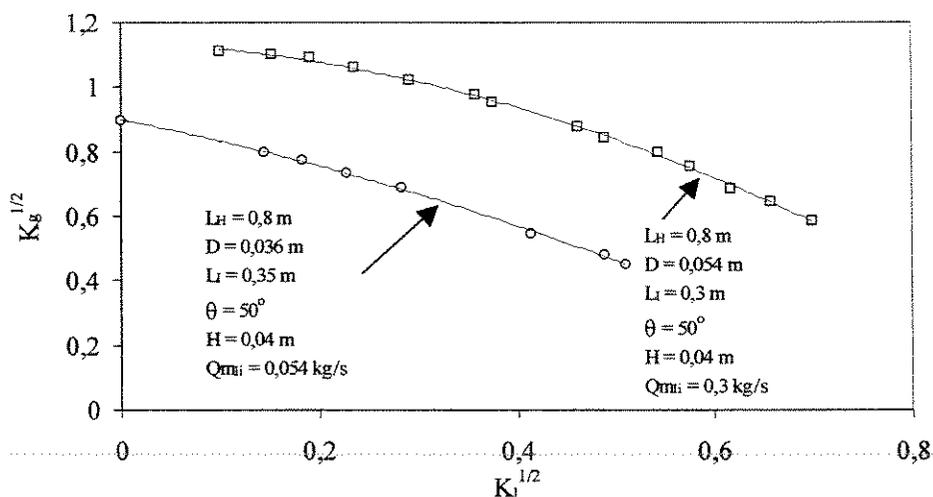


Figura 4.10 – Resultados experimentais no diagrama de Kutateladze

É importante aqui salientar os principais aspectos que caracterizam o fenômeno da limitação do escoamento em contracorrente. O primeiro é o início do arraste da água (*onset of flooding*), situado entre os pontos B e C da Figura 4.1, podendo, eventualmente, ser até um destes pontos. O segundo é o definido pelo início do arraste total da água que, neste diagrama, pode ser considerado como sendo a extrapolação da curva DE para $j_l^{*1/2} = 0$, uma vez que neste experimento não se mediu o valor exato da velocidade do ar nesta condição

limite. Por fim, fica aqui definido que a curva de inundação (*flooding curve*) é a curva DE, que, para a geometria estudada, só foi obtida após enchimento da câmara superior e estabelecimento das condições de escoamento na parte inclinada e horizontal. Alguns pesquisadores definem a transição do arraste total para o reinício da precipitação por *deflooding* ou *flow reversal*. A curva, quando representada através dos adimensionais de Wallis ou Kutateladze, não é linear como as obtidas para outros canais de escoamento mais estudados, tais como seções circulares ou anulares verticais ou mesmo placas perfuradas. Neste estudo verificou-se que um polinômio do segundo grau representa melhor os pontos experimentais.

As velocidades superficiais de início de arraste e de arraste total do líquido, assim com os adimensionais de Wallis correspondentes, são apresentadas na Tabela 4.1. Os parâmetros $j_{li}^{*1/2}$, $j_{gi}^{*1/2}$, apresentados na tabela, são os números de Wallis para a água injetada e ar no início do arraste, respectivamente. Os valores de $j_{gi}^{*1/2}$ foram definidos com base nos registros discreto e contínuo e com o auxílio das observações visuais. Para alguns testes, foram observados dois princípios de arraste, $j_{gi}^{*1/2}$, dependendo da taxa de injeção de água, que serão explicados na próxima seção. Na tabela são também apresentados as constantes para a correlação de Wallis, obtidas por regressão linear, através dos pontos experimentais correspondentes à fase de redução da velocidade do ar, ou, inundação, na forma eqüivalente à da equação (4.2):

$$j_g^{*1/2} = A_{10} + A_{11}j_l^{*1/2} \quad (4.5)$$

São também apresentados os coeficientes obtidos para ajuste com equações do segundo grau, que, como mostram os coeficientes de correlação, r , são mais adequadas aos resultados obtidos:

$$j_g^{*1/2} = A_{20} + A_{21}j_l^{*1/2} + A_{22}j_l^* \quad (4.6)$$

Neste estudo, para as velocidades do ar no início do arraste total, $j_{gt}^{*1/2}$, serão assumidos os os coeficientes A_{20} , correspondentes aos valores de $j_g^{*1/2}$ para $j_l^{*1/2} = 0$ nas curvas do segundo grau.

A Figura 4.11 mostra todos os pontos experimentais correlacionados no diagrama de Wallis. A dispersão destes pontos é devida às diferentes condições geométricas cujos efeitos no

comportamento da inundação serão analisados nas próximas seções. O diagrama mostra ainda o modelo definido pela equação (4.2) ou (4.5) aplicado também a todos os pontos experimentais da fase de inundação.

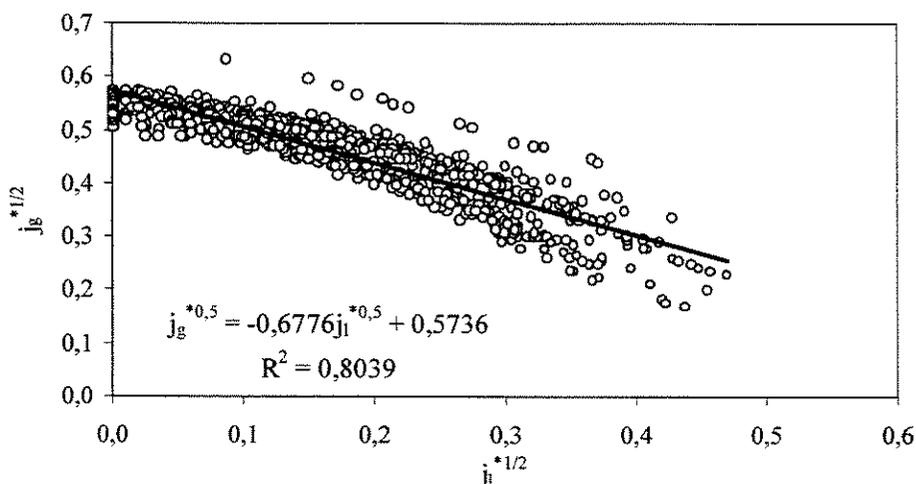


Figura 4.11 – Diagrama de Wallis para todos os pontos experimentais na curva de inundação

Os coeficientes $M = 0,6766$ e $C_W = 0,5736$, obtidos com todos os pontos experimentais, mostram o comportamento diferenciado da inundação nesta geometria em relação aos verificados em seções verticais que, como descrito no capítulo 2, apresentam coeficientes nas faixas: $0,8 < M < 1$ e $0,7 < C_W < 1$.

Tabela 4.1 – Coeficientes de Wallis

Nº do Teste	D [cm]	θ [graus]	L_H [cm]	L_l [cm]	H [cm]	$j_{li}^{*0,5}$	Coef. Wallis – 1º Grau			Coef. Wallis – 2º Grau				$j_{gl}^{*0,5}$ 2	$j_{gl}^{*0,5}$ 1
							A_{10}	A_{11}	r^2	A_{20}	A_{21}	A_{22}	r^2		
1	5,4	30	50	10	4	0,2120	0,5821	-0,4655	0,9884	0,5794	-0,3849	-0,3854	0,9899	0,5561	
2	5,4	30	50	10	4	0,3008	0,5871	-0,5601	0,9839	0,5739	-0,2813	-0,9207	0,9992	0,5711	
3	5,4	30	50	10	4	0,3471	0,5898	-0,5998	0,9581	0,5641	-0,1624	-1,2526	0,9976	0,5748	
4	5,4	30	50	10	4	0,4254	0,5967	-0,6652	0,9583	0,5653	-0,1827	-1,2300	0,9990	0,5287	
5	5,4	30	50	10	4	0,4917	0,6004	-0,7489	0,9630	0,5588	-0,2227	-1,1362	0,9968	0,5006	0,4569
6	5,4	30	80	10	4	0,4258	0,5719	-0,8141	0,9701	0,5333	-0,2458	-1,4638	0,9988	0,5170	
7	5,4	50	10	50	4	0,4254	0,7008	-0,7038	0,9971	0,6952	-0,6514	-0,1089	0,9972	0,5663	0,5202
8	5,4	50	30	50	4	0,4256	0,6187	-0,6626	0,9803	0,5869	-0,2776	-0,8961	0,9974	0,5252	
9	5,4	50	30	50	13	0,4261	0,5828	-0,6358	0,9798	0,5600	-0,3117	-0,7607	0,9981	0,5123	
10	5,4	50	30	10	4	0,4264	0,6042	-0,5821	0,9736	0,5808	-0,2504	-0,7633	0,9971	0,5044	
11	5,4	50	30	10	13	0,4259	0,5467	-0,5508	0,9917	0,5374	-0,3837	-0,4524	0,9988	0,4999	
12	5,4	50	50	10	0	0,3005	0,5807	-0,5643	0,9778	0,5681	-0,2621	-1,0047	0,9981	0,5824	
13	5,4	50	50	10	4	0,1708	0,5683	-0,3725	0,9965	0,5667	-0,3129	-0,3586	0,9981	0,5548	
14	5,4	50	50	10	4	0,2123	0,5822	-0,5399	0,9896	0,5771	-0,3969	-0,6814	0,9926	0,5692	
15	5,4	50	50	10	4	0,2439	0,5792	-0,4715	0,9921	0,5731	-0,3421	-0,5133	0,9960	0,5776	
16	5,4	50	50	10	4	0,3007	0,5827	-0,5459	0,9685	0,5620	-0,1765	-1,1644	0,9989	0,5819	
17	5,4	50	50	10	4	0,3477	0,5966	-0,6521	0,9734	0,5695	-0,2033	-1,2204	0,9983	0,5621	0,5525
18	5,4	50	50	10	4	0,3891	0,5986	-0,6809	0,9512	0,5563	-0,1164	-1,4105	0,9971	0,5259	
19	5,4	50	50	10	4	0,4264	0,5975	-0,6921	0,9755	0,5585	-0,2090	-1,0964	0,9990	0,4999	
20	5,4	50	50	10	4	0,4612	0,6120	-0,7660	0,9556	0,5543	-0,1457	-1,2729	0,9973	0,4855	0,4702
21	5,4	50	50	10	4	0,4918	0,6011	-0,7176	0,9709	0,5651	-0,2644	-0,9933	0,9989	0,4750	0,437
22	5,4	50	50	10	4	0,5217	0,6122	-0,7827	0,9683	0,5604	-0,2213	-1,0892	0,9958	0,4794	0,3982
23	5,4	50	50	10	8,5	0,3007	0,5450	-0,5093	0,9844	0,5359	-0,2711	-0,7935	0,9986	0,5797	
24	5,4	50	50	10	13	0,3015	0,5198	-0,5103	0,9924	0,5145	-0,3797	-0,4664	0,9980	0,5796	
25	5,4	50	50	10	13	0,4917	0,5311	-0,6346	0,9521	0,4948	-0,1551	-1,0756	0,9984	0,4445	
26	5,4	50	80	10	1	0,4263	0,5919	-0,8143	0,9561	0,5448	-0,1604	-1,6231	0,9952	0,5226	0,4893
27	5,4	50	80	10	2	0,4250	0,5884	-0,7794	0,9253	0,5304	-0,0340	-1,7928	0,9976	0,5258	0,4945
28	5,4	50	80	10	4	0,4264	0,5900	-0,8261	0,9215	0,5263	-0,0063	-1,8947	0,9979	0,5004	
29	5,4	50	80	30	4	0,4258	0,5967	-0,8967	0,9694	0,5392	-0,1143	-2,0660	0,9986	0,5220	
30	5,4	50	80	50	4	0,3470	0,5635	-0,8255	0,9582	0,5338	-0,2481	-1,7310	0,9969	0,5559	
31	5,4	50	80	50	4	0,4258	0,5737	-0,8958	0,9604	0,5297	-0,1934	-1,9106	0,9981	0,5195	
32	5,4	50	80	50	4	0,4910	0,5638	-0,8841	0,9688	0,5297	-0,4354	-0,9632	0,9886	0,4999	0,4571
33	5,4	50	80	50	4	0,5500	0,6009	-0,9892	0,9791	0,5494	-0,4118	-1,3538	0,9959	0,4909	< 0,334
34	5,4	50	80	50	13	0,4262	0,5676	-0,8749	0,9639	0,5250	-0,3338	-1,2629	0,9932	0,5107	
35	5,4	70	50	10	4	0,1724	0,5631	-0,4147	0,9723	0,5526	-0,1106	-1,7462	0,9983	0,5579	
36	5,4	70	50	10	4	0,2125	0,5610	-0,4268	0,9913	0,5572	-0,2798	-0,7700	0,9985	0,5828	
37	5,4	70	50	10	4	0,2443	0,5594	-0,4579	0,9823	0,5526	-0,2290	-1,0110	0,9985	0,5895	
38	5,4	70	50	10	4	0,3007	0,5665	-0,5297	0,9769	0,5530	-0,2432	-0,9498	0,9989	0,5612	
39	5,4	70	50	10	4	0,3468	0,5742	-0,5867	0,9904	0,5610	-0,3812	-0,5646	0,9973	0,4845	
40	5,4	70	50	10	4	0,4253	0,5717	-0,6298	0,9677	0,5466	-0,2220	-1,0259	0,9989	0,3245	
41	5,4	70	50	10	4	0,4912	0,5748	-0,6301	0,9632	0,5429	-0,1846	-1,0741	0,9992	0,3333	
42	5,4	70	80	10	4	0,4258	0,5507	-0,7061	0,9411	0,5081	-0,0960	-1,5446	0,9973	0,3209	

Tabela 4.1 – Coeficientes de Wallis (cont.)

Nº do Teste	D [cm]	θ [graus]	L_H [cm]	L_L [cm]	H [cm]	$j_{li}^{* 0,5}$	Coef. Wallis – 1º Grau			Coef. Wallis – 2º Grau				$j_{gi}^{* 0,5}$ 2	$j_{gi}^{* 0,5}$ 1
							A_{10}	A_{11}	r^2	A_{20}	A_{21}	A_{22}	r^2		
43	5,4	90	50	10	4	0,1686	0,5693	-0,7070	0,9761	0,5430	-0,0611	-3,5274	0,9951	0,5287	
44	5,4	90	50	10	4	0,2121	0,5517	-0,5601	0,9597	0,5401	-0,2020	-1,7335	0,9936	0,5308	
45	5,4	90	50	10	4	0,2436	0,5614	-0,6268	0,9757	0,5452	-0,2731	-1,3713	0,9972	0,5406	
46	5,4	90	50	10	4	0,3004	0,5702	-0,7240	0,9763	0,5449	-0,2639	-1,4734	0,9977	0,5264	
47	5,4	90	50	10	4	0,3466	0,5678	-0,7399	0,9574	0,5358	-0,1698	-1,7142	0,9986	0,3995	
48	5,4	90	50	10	4	0,3888	0,5684	-0,7692	0,9458	0,5331	-0,1208	-1,9579	0,9981	0,4053	
49	5,4	90	50	10	4	0,4257	0,5684	-0,7636	0,9237	0,5214	-0,0458	-1,9840	0,9988	0,4015	
50	5,4	90	80	10	4	0,2117	0,5326	-0,5915	0,9674	0,5143	-0,1650	-1,8699	0,9926	0,4394	
51	5,4	90	80	10	4	0,4251	0,5389	-0,7314	0,9859	0,5150	-0,3905	-0,8666	0,9992	0,3718	<0,239
51.1	5,4	90	80	30	4	0,1701	*	*	*	*	*	*	*	0,4848	
51.2	5,4	90	80	30	4	0,2022	*	*	*	*	*	*	*	0,4666	
52	5,4	90	80	30	4	0,2118	0,5401	-0,5880	0,9473	0,5255	-0,1344	-2,1905	0,9927	0,5249	
53	5,4	90	80	30	4	0,2444	0,5423	-0,6348	0,9762	0,5298	-0,3156	-1,3074	0,9956	0,4806	
54	5,4	90	80	30	4	0,3001	0,5466	-0,6614	0,9752	0,5283	-0,2783	-1,3413	0,9988	0,5144	
55	5,4	90	80	30	4	0,3479	0,5549	-0,7399	0,9837	0,5311	-0,3564	-1,0893	0,9982	0,4824	
56	5,4	90	80	30	4	0,3885	0,5600	-0,7747	0,9739	0,5267	-0,2883	-1,2598	0,9975	0,3646	0,2939
57	3,59	50	35	10	4	0,2989	0,5899	-0,6439	0,9854	0,5750	-0,3587	-0,9374	0,9962	0,6001	
58	3,59	50	80	10	4	0,3001	0,4704	-0,5679	0,8501	0,4554	0,2918	-3,8245	0,9981	0,4083 - 0,4553 *	
59	3,59	50	80	30	4	0,2992	0,4849	-0,9070	0,9912	0,4717	-0,6158	-1,1014	0,9993	0,5590	
60	4,4	50	42	10	4	0,2319	0,5668	-0,5015	0,9433	0,5522	-0,1536	-1,5109	0,9989	0,5998	
61	4,4	50	42	10	4	0,2597	0,5738	-0,5963	0,9676	0,5533	-0,1336	-1,7777	0,9956	0,6045	
62	4,4	50	42	10	4	0,2791	0,5830	-0,6756	0,9800	0,5592	-0,2489	-1,3963	0,9977	0,6000	
63	4,4	50	42	10	4	0,2990	0,5837	-0,7044	0,9643	0,5488	-0,1166	-1,8495	0,9993	0,5971	
64	4,4	50	42	10	4	0,3477	0,5872	-0,7687	0,9475	0,5532	-0,1189	-1,8842	0,9990	0,5934	
65	4,4	50	42	10	4	0,3886	0,5928	-0,7776	0,9610	0,5591	-0,2124	-1,5784	0,9992	0,5770	
66	4,4	50	42	10	4	0,4314	0,5930	-0,8092	0,9491	0,5492	-0,1503	-1,6517	0,9999	0,5472	
67	4,4	50	42	10	4	0,4601	0,6076	-0,8817	0,9624	0,5623	-0,2432	-1,5484	0,9986	0,5194	
67.1	4,4	50	42	10	4	0,5046	*	*	*	*	*	*	*	0,4905	
68	4,4	50	42	10	4	0,5508	0,5931	-0,8238	0,9434	0,5477	-0,1494	-1,7207	0,9976	0,4670	
69	4,4	50	42	10	4	0,5937	0,5747	-0,7182	0,9630	0,5528	-0,2451	-1,4142	0,9990	0,4237	
70	4,4	50	80	10	4	0,2309	0,5207	-0,6842	0,9557	0,5070	-0,1468	-2,7233	0,9947	0,5110	
71	4,4	50	80	10	4	0,2575	0,5287	-0,7929	0,9694	0,5111	-0,2977	-1,9718	0,9977	0,5405	
72	4,4	50	80	10	4	0,3015	0,5270	-0,7920	0,9427	0,5057	-0,2057	-2,3427	0,9927	0,5406	
73	4,4	50	80	10	4	0,3886	0,5419	-0,8905	0,9396	0,5070	-0,2182	-2,1203	0,9987	0,5521	
74	4,4	50	80	10	4	0,4607	0,5363	-0,9082	0,9631	0,5047	-0,2824	-1,8642	0,9996	0,5194	
75	4,4	50	80	10	4	0,5509	0,5451	-0,9566	0,9430	0,5072	-0,2356	-2,2673	0,9986	0,4573	

* faixa para $j_{gi}^{* 1/2} - 2$

4.2 Efeitos da Taxa de Injeção de Água e dos Parâmetros Geométricos no Comportamento do Fenômeno

4.2.1 Efeito da taxa de injeção de água - Q_{m_i}

O comportamento do escoamento em contracorrente em função da vazão de água injetada na seção de testes é mostrado nos diagramas de velocidades das Figuras 4.12 a 4.16, para diferentes inclinações e diâmetros da seção de testes. Estes diagramas apresentam em comum algumas tendências:

1. Aumento da velocidade de início de arraste com a vazão de água injetada até um valor máximo para depois decrescer;
2. A velocidade de início de arraste total, é praticamente constante;
3. A curva de inundação é praticamente independente da taxa de injeção de água.

Em função da geometria da seção de testes estas tendências podem ser mais ou menos evidentes. Em alguns casos, devido aos limites operacionais da instalação de testes, não se pode atingir vazões de água que definissem melhor as tendências mencionadas. Para algumas vazões ocorre um processo de arraste adicional caracterizado por uma rampa em declive intermediária representando uma outra curva de inundação. Isto é mais evidente nos diagramas das Figuras 4.12 e 4.13.

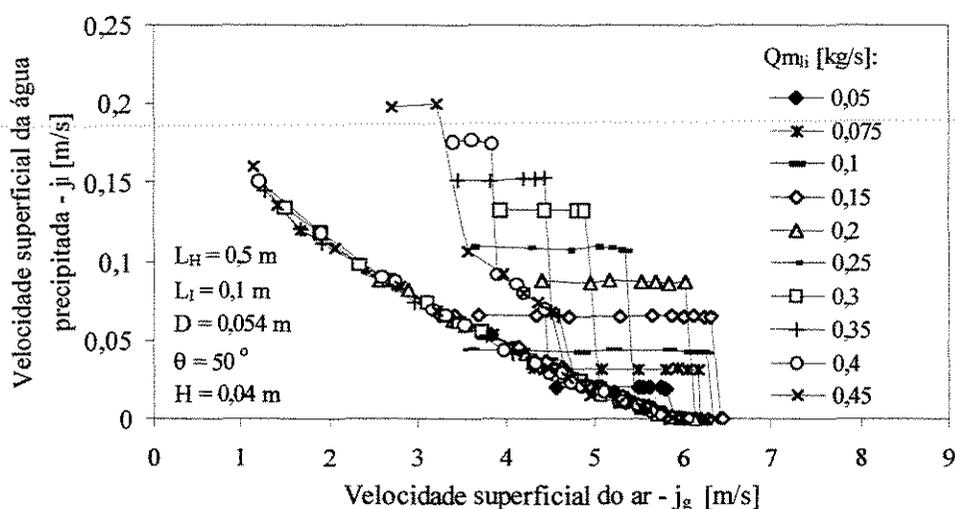


Figura 4.12 – Diagrama de velocidades para diferentes taxas de injeção de água – $D = 0,054$ m; $\theta = 50^\circ$

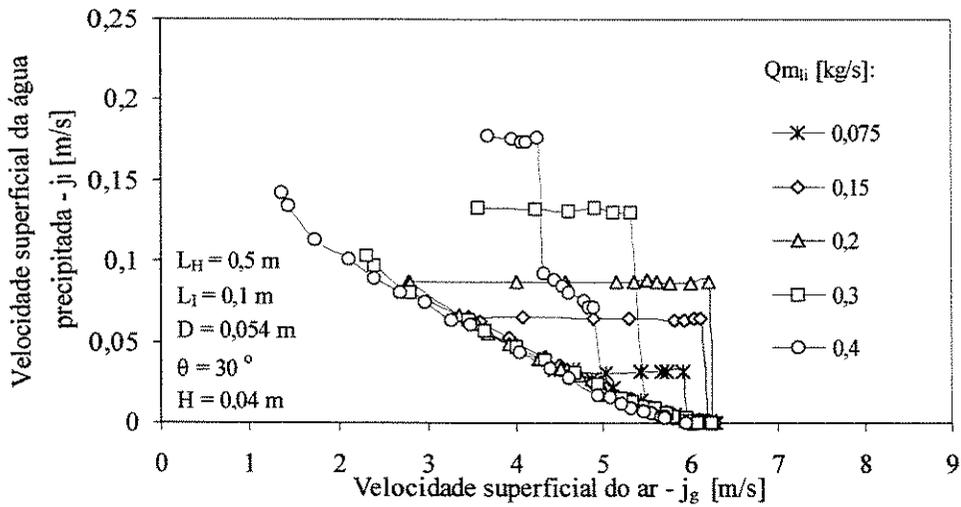


Figura 4.13 – Diagrama de velocidades para diferentes taxas de injeção de água – $D = 0,054$ m; $\theta = 30^\circ$

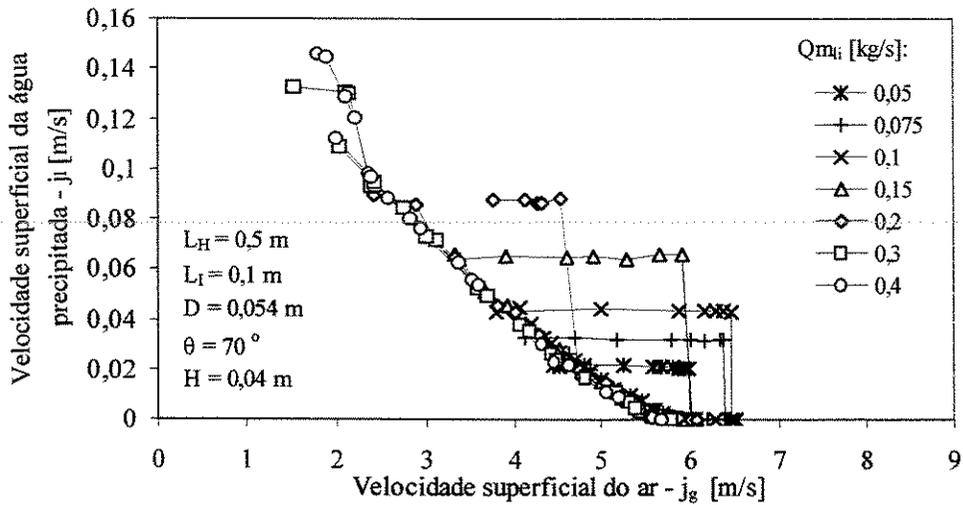


Figura 4.14 - Diagrama de velocidades para diferentes taxas de injeção de água – $D = 0,054$ m; $\theta = 70^\circ$

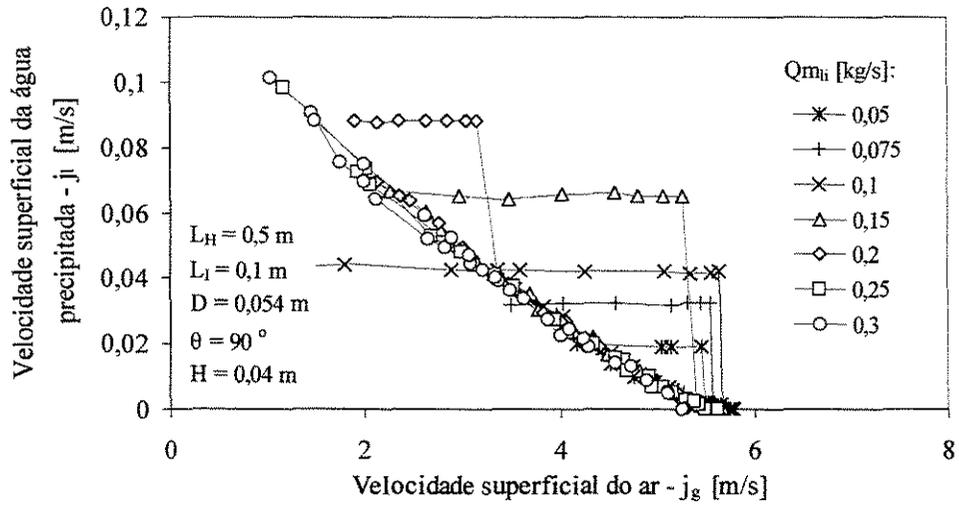


Figura 4.15 - Diagrama de velocidades para diferentes taxas de injeção de água – $D = 0,054$ m; $\theta = 90^\circ$

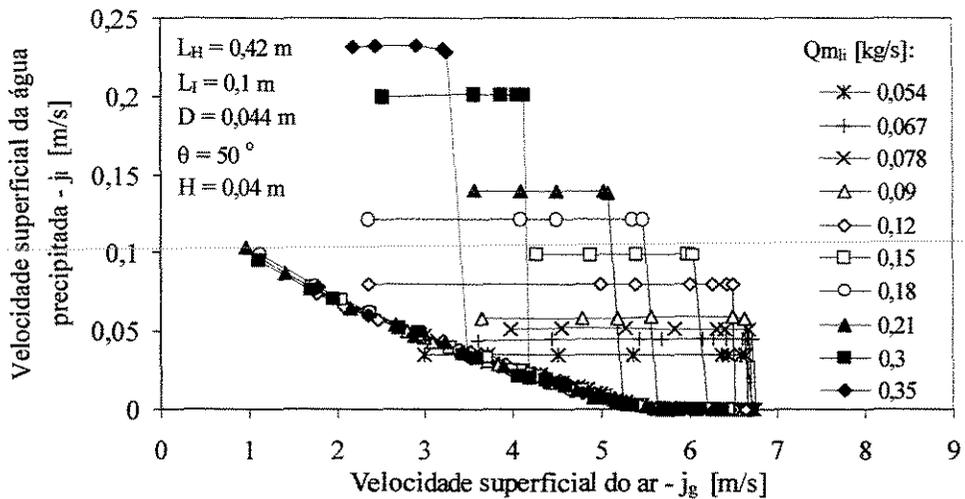


Figura 4.16 - Diagrama de velocidades para diferentes taxas de injeção de água – $D = 0,044$ m; $\theta = 50^\circ$

A influência da velocidade de água injetada na velocidade do ar necessária ao início do arraste é mostrada nos diagramas adimensionais $j_{li}^{*1/2} \times j_{gi}^{*1/2}$ das Figuras 4.17 e 4.18. Nestas figuras pode-se observar, mais claramente para as inclinações de 30°, 50° e 70°, as tendências mencionadas, com máximos bem definidos.

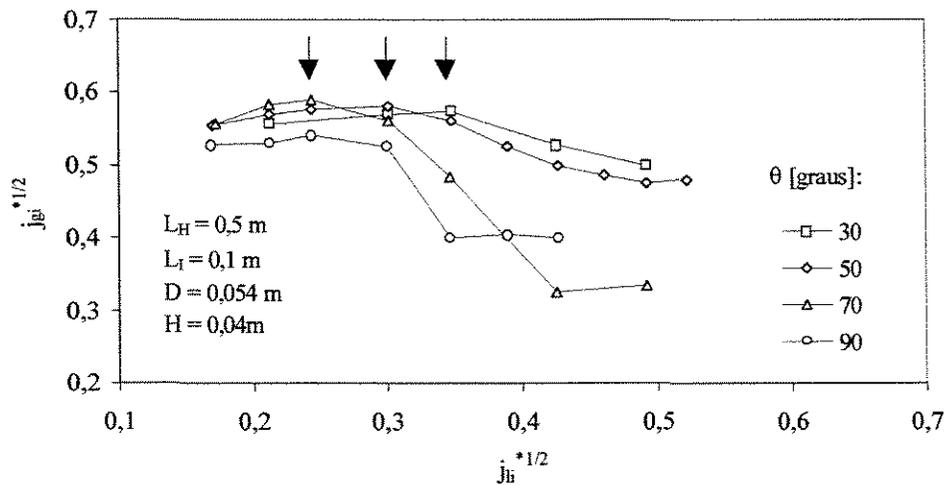


Figura 4.17 – Comportamento do início do arraste com a taxa de água injetada para diferentes inclinações

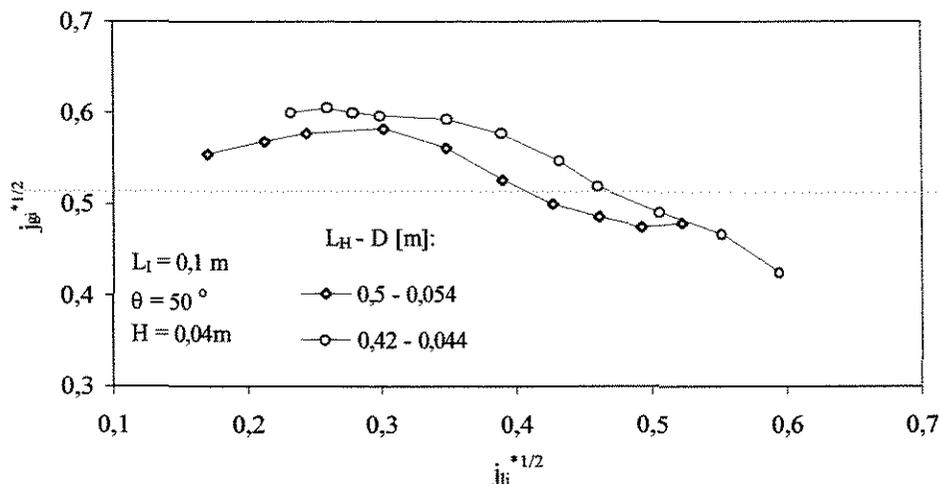


Figura 4.18 – Comportamento do início do arraste com a taxa de água injetada para diferentes diâmetros

Os patamares mostrados na Figura 4.17 para $\theta = 70^\circ$ (2 últimos pontos) e 90° (3 últimos pontos) e menos nitidamente para $\theta = 50^\circ$ (3 últimos pontos) correspondem às "segundas

quedas" nas precipitações de água, ou seja, aos arrastes ocorridos na extremidade inferior, que, como pode ser visto na Figura 4.12, para $\theta = 50^\circ$ nas vazões de 0,45 kg/s, 0,4 kg/s e 0,3 kg/s, ocorrem para velocidades muito próximas.

Durante os experimentos observou-se visualmente que o início do processo de arraste da água pode ocorrer, dependendo da taxa de água injetada, nas extremidades inferior ou superior da seção de testes. Para baixas taxas de injeção de água, o arraste se inicia na extremidade inferior, na interface com a câmara inferior. Para taxas maiores, um processo de arraste se inicia na outra extremidade, na interface com a câmara superior, e, posteriormente, dependendo da velocidade do ar, ocorre o arraste na extremidade inferior. O arraste superior pode ser explicado com o auxílio da Figura 4.19, que mostra os valores medidos do nível de água na câmara superior em função da taxa de água injetada, para velocidade de ar nula ou abaixo da necessária para qualquer arraste, para a inclinação de 50° . Como esperado, o nível de água medido na câmara superior sobe com a taxa de injeção de água, diminuindo assim a área destinada à passagem do ar na extremidade superior. Esta restrição ao escoamento do ar promove arraste de gotas nesta extremidade da seção e o conseqüente acúmulo de água na câmara superior. O nível de água na câmara se eleva até o nível de transbordo. O início da influência desta extremidade no arraste é caracterizado pelo máximo mostrado em cada curva da Figura 4.17. Em inclinações maiores este comportamento é antecipado e acentuado como mostram as tendências das curvas da figura, para valores de $j_{li}^{*1/2}$ acima dos máximos.

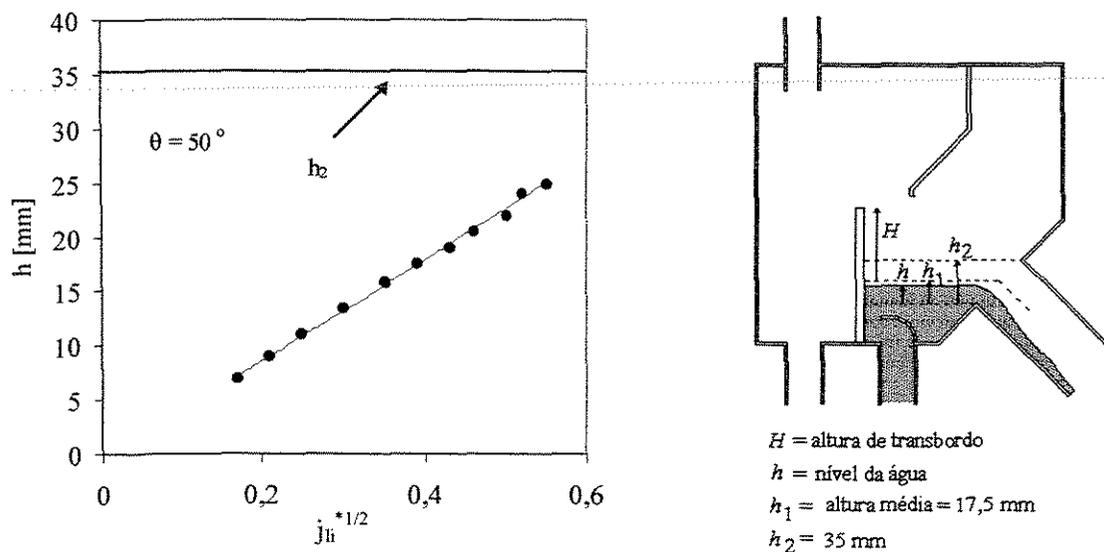


Figura 4.19 – Nível de água na câmara superior em função da taxa de água injetada ($\theta = 50^\circ$)

As Figuras 4.20 e 4.21 mostram os comportamentos de alguns dos parâmetros medidos em gravação contínua do início do processo de arraste para duas taxas de injeção de água. Para a vazão de injeção de $\sim 0,05$ kg/s ($j_{li}^{*1/2} \cong 0,16$), a Figura 4.20 mostra um transitório inicial caracterizado por um aumento brusco na queda de pressão entre as câmaras e uma queda mais suave do valor de α_3 . Visualmente foi observado que neste momento ocorreu um impedimento à precipitação da água para a câmara inferior com a formação de uma onda estacionária nesta extremidade da tubulação. A água injetada, que continua a escoar pela tubulação horizontal, ao atingir o local da onda, é impedida de precipitar na câmara inferior e acumula-se nesta extremidade, encorpando a onda que passa a ser empurrada pelo ar que escoar no sentido contrário ao da água. Quando esta frente atinge a curva, a onda, sempre "alimentada pela água", já possui grandes proporções e bloqueia ainda mais a precipitação da água que se acumula na parte inclinada da seção, de forma muito agitada. A água injetada passa a se acumular na câmara superior. Na parte horizontal da seção, da curva até a extremidade do tubo se estabelece um perfil no nível de água decrescente e com superfície ondulada. Os comportamentos das frações de vazio mostrados na Figura 4.20, a partir do instante $t = 153,24$ s, mostram a definição deste perfil. Ao comportamento da diferença de pressão entre as câmaras mostrado na figura, se associa o enchimento da câmara superior, que se estabiliza em ~ 10 mbar, pressão correspondente ao nível de transbordo de 40 mm definido para este teste.

Para vazão de injeção da água de $\sim 0,4$ kg/s ($j_{li}^{*1/2} \cong 0,49$), o início do arraste ocorre na extremidade superior da tubulação inclinada. Devido ao alto nível da água na câmara superior, o ar inicia o arraste de gotas da interface e o enchimento da câmara até o nível de transbordo definido pela placa de transbordo. No teste da Figura 4.21 este transitório se inicia em $t \cong 72$ s e termina em $t \cong 107$ s. Após a formação desta piscina tem-se um novo perfil na parte horizontal da seção, com nível aproximadamente uniforme em todo o tubo. É necessário aumentar ainda mais a velocidade do ar para que o arraste inferior possa ocorrer. Este instante é caracterizado pela segunda queda na diferença de pressão entre as câmaras, para ~ 10 mbar, e pela formação do perfil inclinado na parte horizontal, semelhante ao obtido em baixas vazões de água. O patamar na diferença de pressão que se estabelece entre os tempos $t \cong 107$ s e $t \cong 287$ s corresponde à primeira curva de inundação mostrada na Figura 4.12, obtida para as vazões de água: 0,35 kg/s, 0,4 kg/s e 0,45 kg/s.

Resumindo, para baixas vazões de injeção de água, o início do arraste ocorre na extremidade inferior e, a medida que a vazão aumenta, aumenta a velocidade da água na parte horizontal da seção de testes e a velocidade de ar, necessária ao início deste arraste. A partir de uma determinada vazão de água, a restrição estabelecida na extremidade superior passa a criar condições para arraste nesta região. A partir deste ponto, o aumento da injeção de água, diminui a quantidade de água que precipita e a velocidade necessária ao início do arraste inferior.

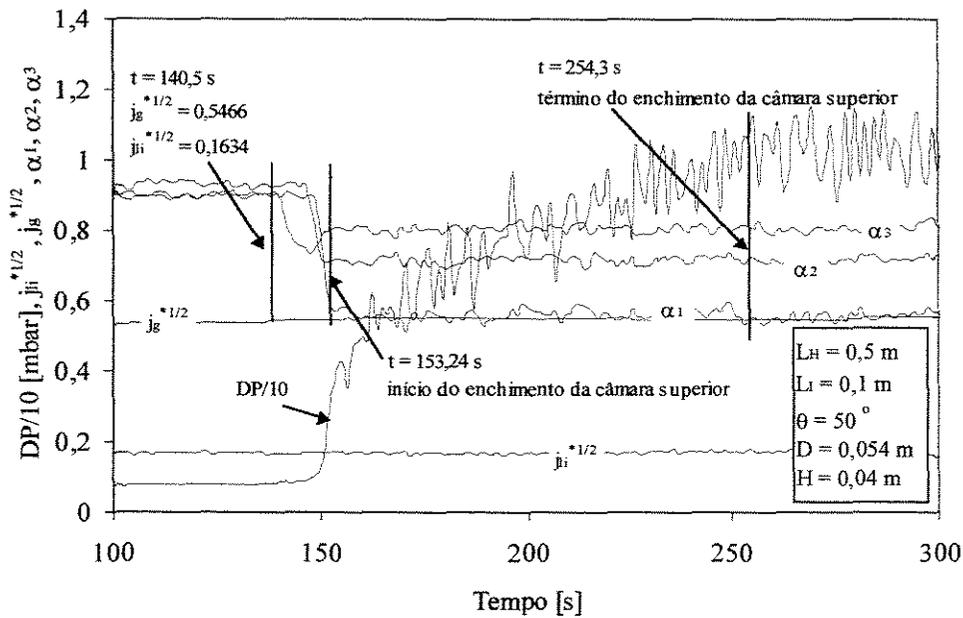


Figura 4.20 – Início do processo de arraste para baixas vazões de água

Os pesquisadores Kawaji et al. (1986), Wongwises (1995), Chun et al. (1999) também obtiveram em seus experimentos um comportamento semelhante ao descrito. Para baixos $j_{li}^{*1/2}$, dependendo das características geométricas da seção de testes eles visualizaram ainda um ressalto hidráulico na parte horizontal da seção cujo efeito é de diminuição da velocidade do ar para início de arraste com o aumento da vazão de água. Este comportamento somente foi observado em alguns de nossos experimentos em seção de testes com inclinação de 90° . Na Figura 4.22 estão assinalados os momentos nos quais o ressalto hidráulico alcançam as posições dos medidores de fração de vazio. Nesta faixa de $j_{li}^{*1/2}$, o ressalto hidráulico caminha na direção da curva com o aumento da velocidade do ar. Um aumento da taxa de água injetada aumenta a

dimensão do ressalto e diminui a velocidade de ar necessária ao início do arraste. O experimento da Figura 4.22 está assinalado (círculo vazado) na Figura 4.23, onde se tem o comportamento $j_{gi}^{*1/2}$ para os testes com inclinação de 90° .

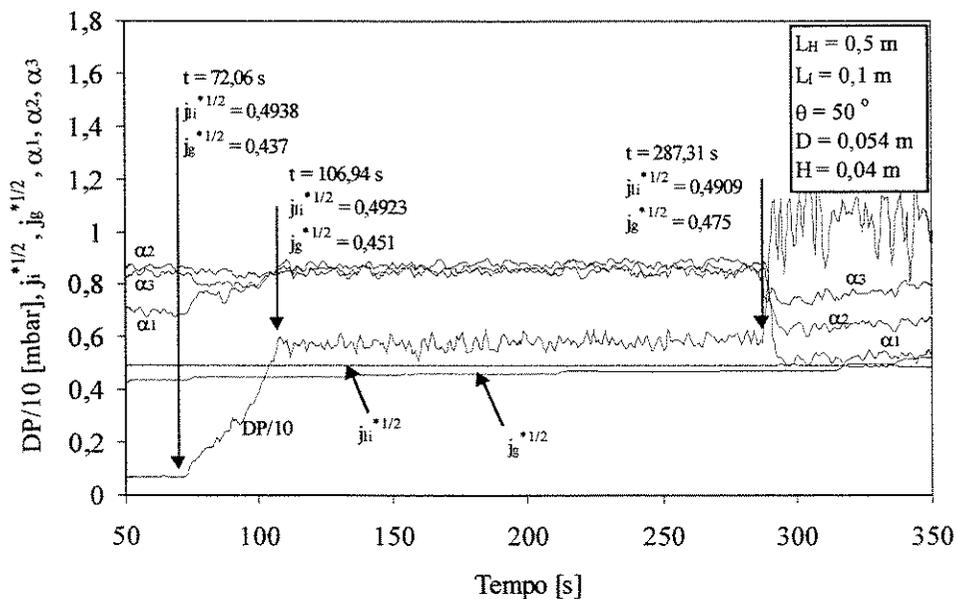


Figura 4.21 – Início do processo de arraste para altas taxas de injeção de água

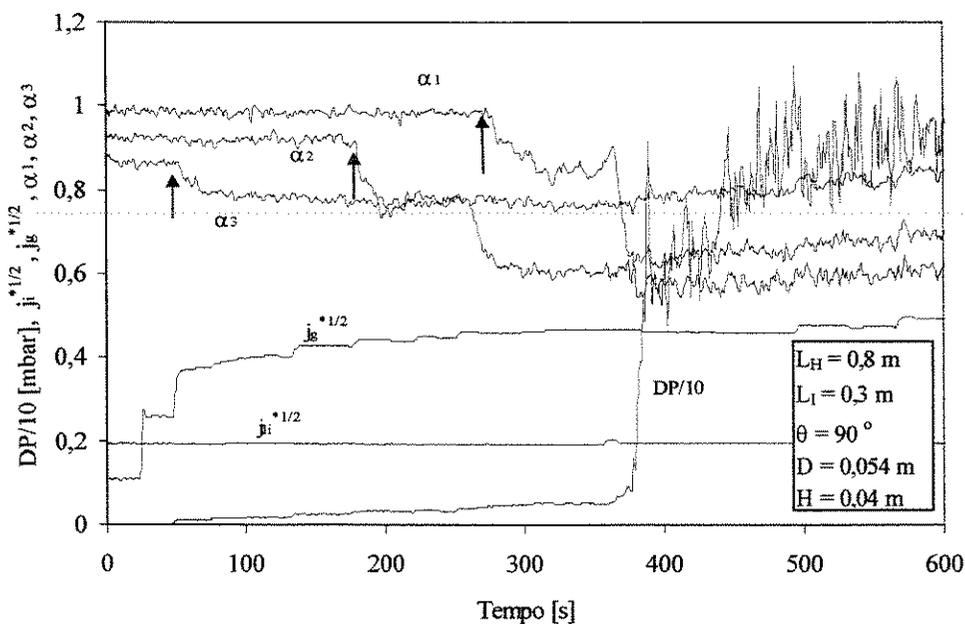


Figura 4.22 – Início do processo de arraste com formação de ressalto hidráulico

Para taxas de injeção de água muito baixas, $j_{gi}^{*1/2} < 0,2$ para o caso da Figura 4.23, a água cai através da parede da câmara inferior, exigindo menor velocidade de ar para iniciar o arraste nesta extremidade mesmo com o aumento da taxa de injeção de água.

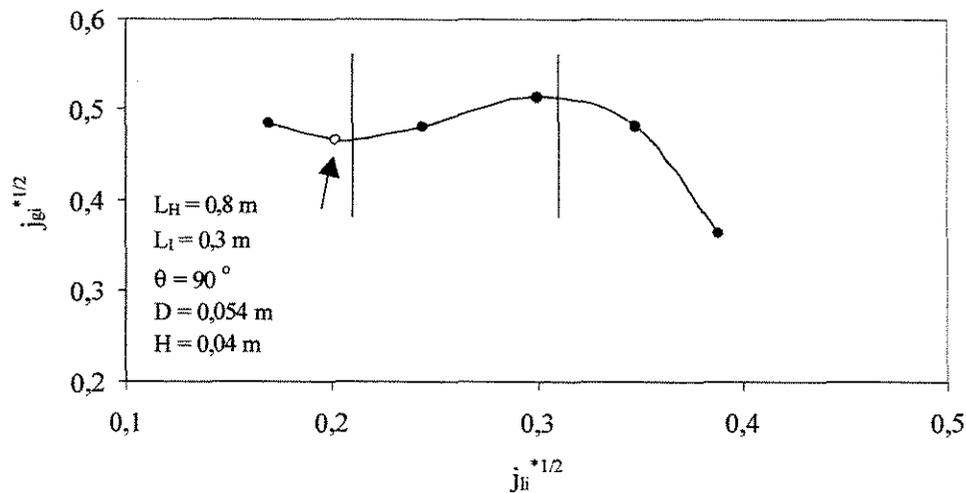


Figura 4.23 - Comportamento do início do arraste com da taxa de água injetada

Como pode ser visto na Figuras 4.24, as velocidades de início de arraste total ($j_{gt}^{*1/2}$), ou velocidades limites de penetração nula de água, praticamente independem da taxa de água injetada. O mesmo comportamento foi verificado nas outras configurações estudadas.

As curvas de inundação, ou seja, a curva de redução da vazão de ar após arraste total,

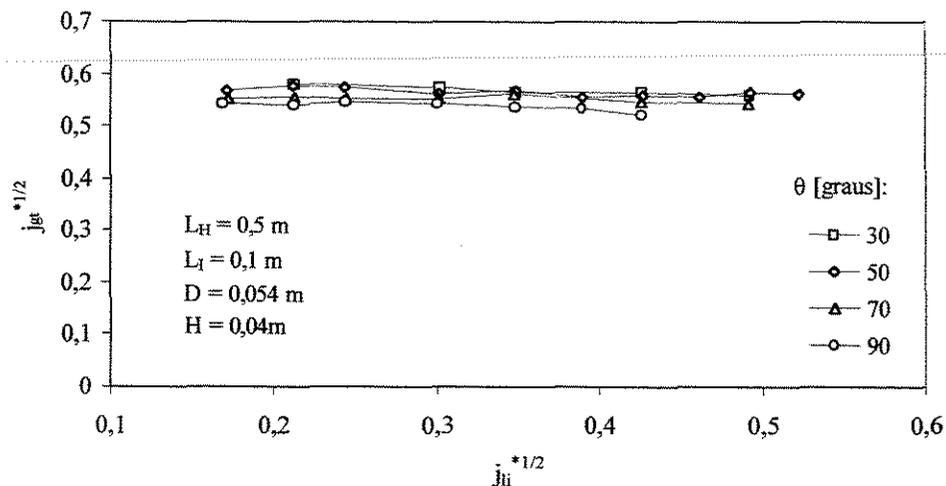


Figura 4.24 – Influência da taxa de injeção de água na velocidade de início de arraste total

mostradas nas Figuras 4.12 a 4.16 apresentam comportamentos praticamente independentes da taxa de água injetada. A Figura 4.25 mostra o diagrama de Wallis com todos os pontos das curvas de inundação correspondentes aos experimentos representados na Figura 4.12. A figura mostra que, como mencionado na seção anterior, um modelo quadrático se ajusta muito bem aos resultados.

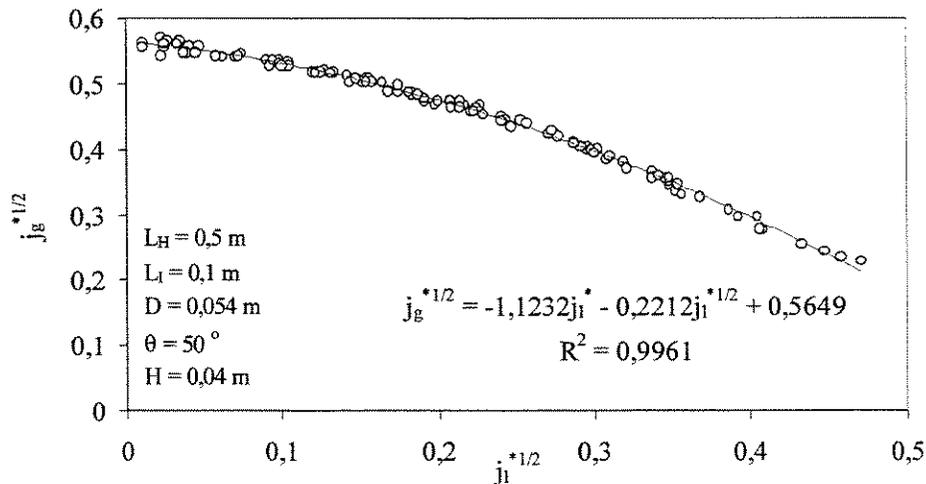


Figura 4.25 – Resultados experimentais para diferentes vazões de injeção de água no diagrama de Wallis

A Figura 4.26 mostra as frações de vazio α_1 e α_3 na curva de inundação, para a mesma configuração geométrica, em diagrama utilizado por outros pesquisadores. Embora exista uma relativa dispersão nos pontos experimentais não se pode afirmar que exista alguma influência da taxa de injeção de água nestas frações de vazio, ou no perfil médio da interface na parte horizontal da seção de testes.

Os comportamentos mostrados nas Figuras 4.25 e 4.26, foram também obtidos nos experimentos realizados nas seções de testes com outras características geométricas, o que sugere que a curva de inundação seja independente da taxa de injeção de água. Na Tabela 4.2 são apresentados os modelos quadráticos (eq. (4.6)) para o diagrama de Wallis ajustados para os pontos experimentais de cada configuração geométrica com diferentes vazões de injeção. São também apresentados os coeficientes obtidos para as curvas de potência ajustados para as frações de vazio α_1 e α_3 correspondentes:

$$j_g^* = A\alpha_i^B \tag{4.7}$$

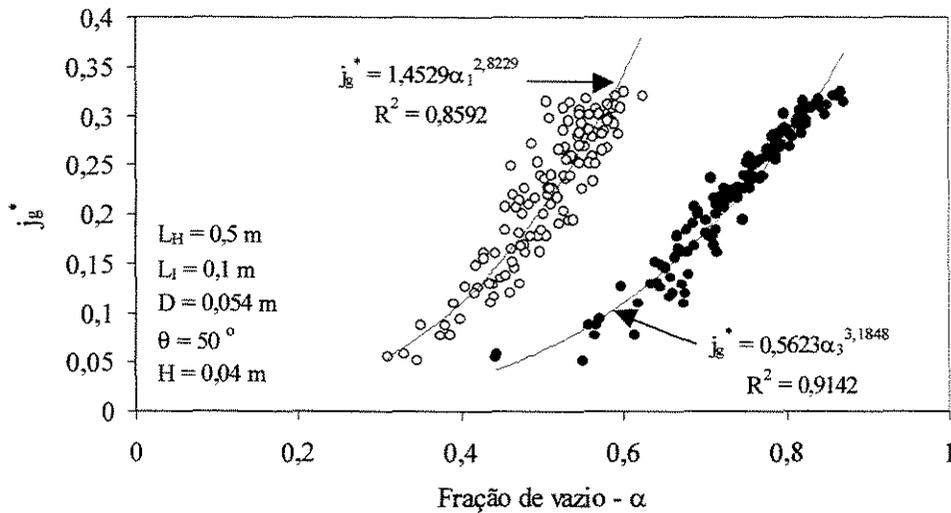


Figura 4.26 – Comportamento das frações de vazio α_1 e α_3 com todas as taxas de injeção de água

As diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior em função da velocidade do ar são mostradas na Figura 4.27, para todas as taxas de injeção de água durante a curva de inundação

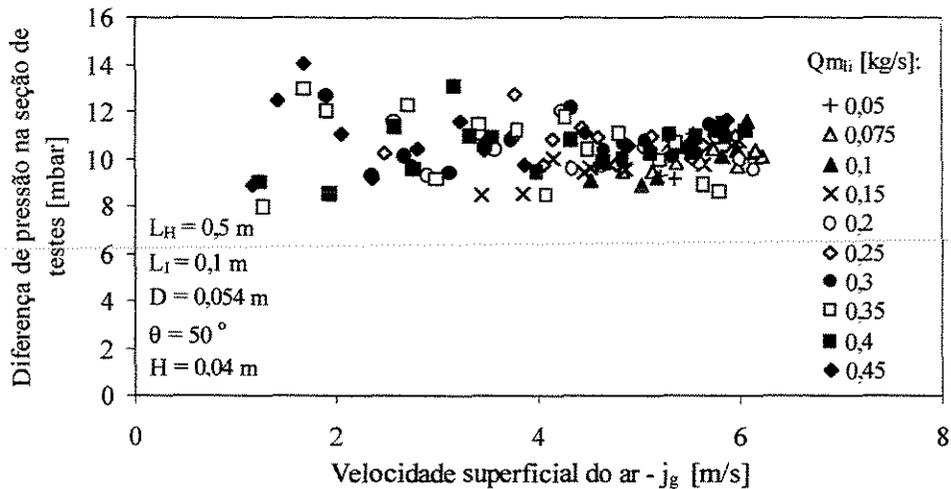


Figura 4.27 – Influência da taxa de injeção de água na diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior

Apesar da dispersão dos pontos experimentais, característica da natureza do escoamento na curva de inundação, não se pode afirmar que exista algum efeito da taxa de injeção de água no

comportamento desta diferença de pressão, que tende a permanecer constante para todas as taxas (diferença de pressão média $\cong 10,5$ mbar). A mesma tendência foi observada nas outras geometrias testadas.

Tabela 4.2 – Coeficientes dos modelos para o diagrama de Wallis e frações de vazio

Nº do Teste	D [cm]	θ [graus]	L_H [cm]	L_I [cm]	H [cm]	Wallis 2º. Grau				$\alpha_{1\text{médio}}$		$\alpha_{3\text{médio}}$	
						A_{20}	A_{21}	A_{22}	r^2	A	B	A	B
1 a 5	5,4	30	50	10	4	0,5665	-0,1844	-1,2606	0,9942	1,3148	3,0203	0,6126	3,3981
6	5,4	30	80	10	4	0,5333	-0,2458	-1,4638	0,9988	1,6094	3,4312	0,5114	4,2329
7	5,4	50	10	50	4	0,6952	-0,6514	-0,1089	0,9972	*	*	*	*
8	5,4	50	30	50	4	0,5869	-0,2776	-0,8961	0,9974	2,6156	4,1961	1,0329	4,402
9	5,4	50	30	50	13	0,56	-0,3117	-0,7607	0,9981	1,7507	3,7426	0,7646	3,8474
10	5,4	50	30	10	4	0,5808	-0,2504	-0,7633	0,9971	1,9552	3,5722	0,7239	2,8631
11	5,4	50	30	10	13	0,5374	-0,3837	-0,4524	0,9988	0,8842	2,7536	0,486	2,4965
12	5,4	50	50	10	0	0,5681	-0,2621	-1,0047	0,9981	1,5112	2,9201	0,5065	2,5216
13 a 22	5,4	50	50	10	4	0,5649	-0,2212	-1,1232	0,9961	1,4542	2,8229	0,5623	3,1848
23	5,4	50	50	10	8,5	0,5359	-0,2711	-0,7935	0,9986	0,8808	2,4737	0,428	2,5234
24 a 25	5,4	50	50	10	13	0,504	-0,2273	-0,9466	0,9957	1,31	3,2885	0,5342	3,7106
26	5,4	50	80	10	1	0,5448	-0,1604	-1,6231	0,9952	1,7962	3,4226	0,5519	3,8323
27	5,4	50	80	10	2	0,5304	-0,034	-1,7928	0,9976	1,7969	3,364	0,6837	4,4714
28	5,4	50	80	10	4	0,5263	-0,0063	-1,8947	0,9979	2,699	3,908	0,9877	6,4577
29	5,4	50	80	30	4	0,5392	-0,1143	-2,066	0,9986	1,517	3,1676	0,6178	4,4159
30 a 33	5,4	50	80	50	4	0,5405	-0,4297	-1,1316	0,9874	1,3822	3,2632	0,5564	4,6523
34	5,4	50	80	50	13	0,525	-0,3338	-1,2629	0,9932	1,6889	3,4632	0,5778	4,996
35 a 41	5,4	70	50	10	4	0,5532	-0,2396	-0,9954	0,996	1,2159	3,0224	0,5275	2,9536
42	5,4	70	80	10	4	0,5081	-0,096	-1,5446	0,9973	1,1462	2,8971	0,5719	4,1599
43 a 49	5,4	90	50	10	4	0,5368	-0,1707	-1,746	0,9954	2,8268	5,5046	0,6506	4,0889
50 a 51	5,4	90	80	10	4	0,5187	-0,379	-0,9391	0,9958	1,0635	3,1861	0,4438	3,507
52 a 56	5,4	90	80	30	4	0,5296	-0,3235	-1,1848	0,997	1,126	3,0955	0,4448	3,3854
57	3,59	50	35	10	4	0,575	-0,3587	-0,9374	0,9962	0,9044	2,3637	0,5863	2,8536
58	3,59	50	80	10	4	0,4554	0,2918	-3,8245	0,9981	0,5283	1,8149	0,3886	2,9402
59	3,59	50	80	30	4	0,4717	-0,6158	-1,1014	0,9993	1,5139	3,8332	0,4271	4,7722
60 a 69	4,4	50	42	10	4	0,5539	-0,167	-1,6902	0,9973	1,2584	2,8655	0,6157	3,6709
70 a 75	4,4	50	80	10	4	0,5082	-0,2744	-1,9924	0,996	1,1775	2,8921	0,5174	4,6762

4.2.2 Efeito do comprimento do tubo horizontal - L_H

Conforme foi apresentado no capítulo 2 deste trabalho, neste estudo procurou-se explorar seções de teste com relação entre os comprimentos (horizontal e inclinado) e o diâmetro mais próximas das encontradas em reatores nucleares ($L_H/D \cong 9,6$ e $L_I/D \cong 1,7$), faixa ainda pouco explorada em outros experimentos de pequena escala. As Figuras 4.28 a 4.32 mostram diagramas de Wallis para alguns dos experimentos realizados com o objetivo de se verificar a influência do comprimento horizontal no comportamento do escoamento em contracorrente. Algumas características comuns podem ser observadas nestes diagramas:

1. A velocidade de início de arraste total (ou retorno à precipitação) diminui com o aumento do comprimento horizontal da seção. Para alguns dos experimentos esta velocidade foi obtida por extrapolação da equação do 2º grau ajustada (ver Tabela 4.2);

2. Para uma determinada velocidade do ar, o aumento do comprimento horizontal da seção leva a diminuição da quantidade de água que precipita. Esta redução da precipitação ainda aumenta levemente com a diminuição da velocidade do ar

Estas tendências foram também observadas em outros experimentos realizados com o mesmo objetivo mas não apresentados aqui.

As Figuras 4.28 e 4.29 assim como a Figura 4.33, onde se tem as velocidades de início de arraste em função das taxas de injeção de água, mostram que o comprimento horizontal define um comportamento para o processo de início de arraste em função da taxa de injeção de água. A Figura 4.33 mostra ainda que, para $j_{li}^{*1/2}$ abaixo de $\cong 0,39$, e comprimento horizontal da seção igual a 0,8 m, a velocidade de início de arraste tende a cair com a diminuição de $j_{li}^{*1/2}$ caracterizando, como foi descrito na seção anterior, início de arraste na extremidade inferior, enquanto que, para o comprimento horizontal de 0,42 m, o processo de arraste ainda se inicia na extremidade superior seguido, após o enchimento da câmara superior, do arraste inferior. Para valores de $j_{li}^{*1/2}$ maiores que 0,46 o início do arraste, $j_{gi}^{*1/2}$, praticamente independe do comprimento da seção. Comprimentos diferentes definem, portanto, comportamentos diferentes para início de arraste. A Figura 4.33 mostra ainda a independência da velocidade de início de arraste total com a taxa de injeção de água.

Nas Figuras 4.30 a 4.32, para outras condições geométricas, compara-se as influências de L_H nas taxas de injeção nas quais o início de arraste independente de L_H . Em todos os casos, como visto em 4.1, quando o escoamento com limitação à precipitação da água se estabelece, um novo perfil no nível de água se forma na tubulação horizontal: nível alto nas proximidades da curva e decrescente com o afastamento dela. O comportamento de j_g^* com a fração de vazão α_1 na curva de inundação, para os testes representados nas Figuras 4.29 e 4.32, são mostrados nas Figuras 4.34 e 4.35, respectivamente. Pode-se constatar que próximo à curva o nível de água praticamente independe do comprimento horizontal da seção. Já as Figuras 4.36 e 4.37, para os mesmos experimentos, respectivamente, mostram que o nível de água próximo à outra extremidade depende do comprimento horizontal da seção, sendo, para uma mesma velocidade do ar, menor para os comprimentos maiores. As curvas mostradas nestas figuras são as obtidas na forma da equação (4.7) com os coeficientes da Tabela 4.2. A desaceleração da água, pelo atrito com o ar e com a parede, ao longo do comprimento horizontal pode explicar a redução da taxa de ar para uma mesma precipitação de água assim como para seu arraste total, para comprimentos maiores.

A Figura 4.38 mostra o comportamento da diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior para dois comprimentos horizontais da seção de testes. Apesar da oscilação decorrente da instabilidade natural do escoamento, pode-se inferir que o acréscimo no comprimento não exerce influência na diferença de pressão medida.

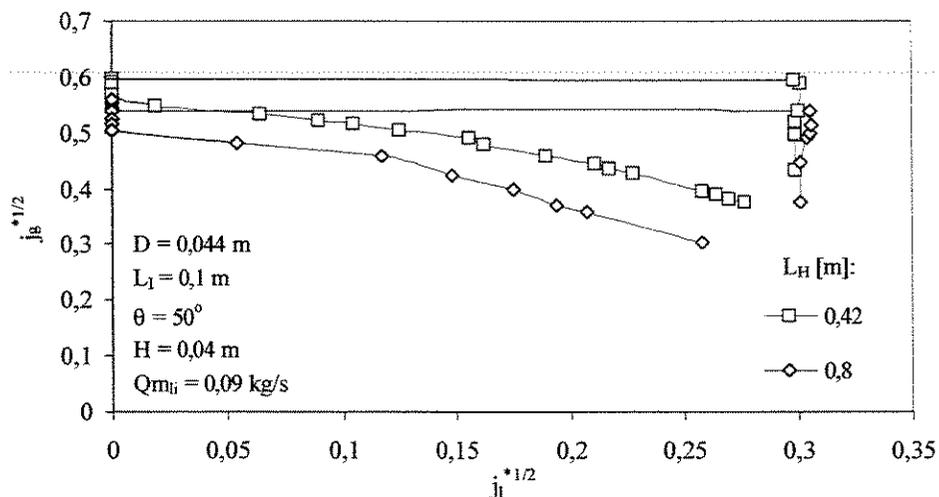


Figura 4.28 – Influência de L_H no escoamento em contracorrente:
 $D = 0,044 \text{ m}$ – baixas vazões

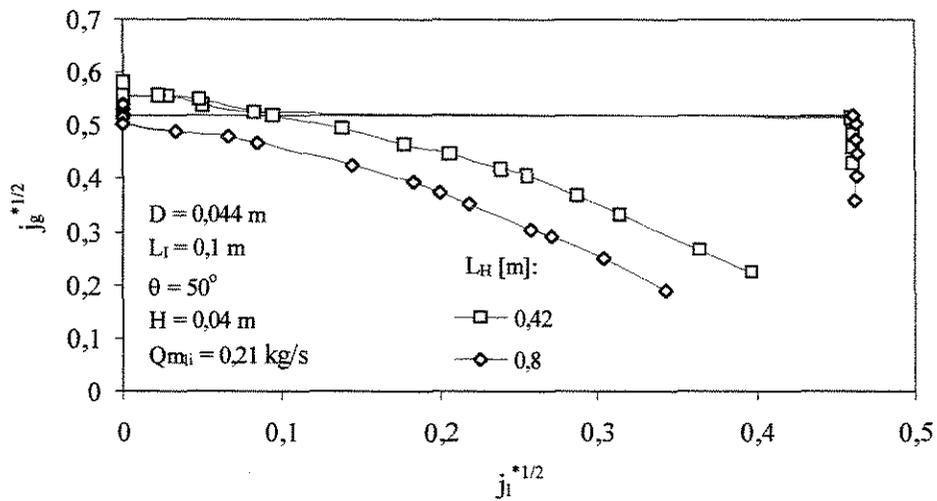


Figura 4.29 – Influência de L_H no escoamento em contracorrente:
 $D = 0,044 \text{ m}$ – altas vazões

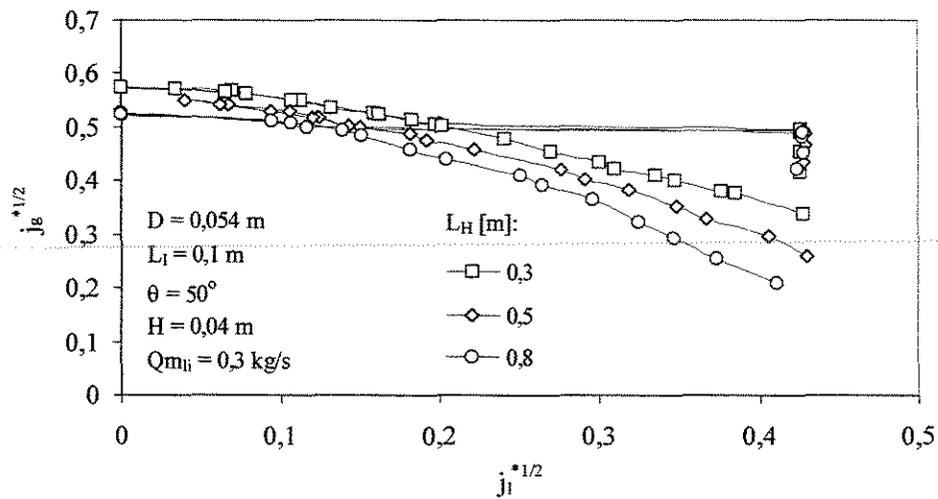


Figura 4.30 – Influência de L_H no escoamento em contracorrente:
 $D = 0,054 \text{ m}$ – $L_I = 0,1 \text{ m}$

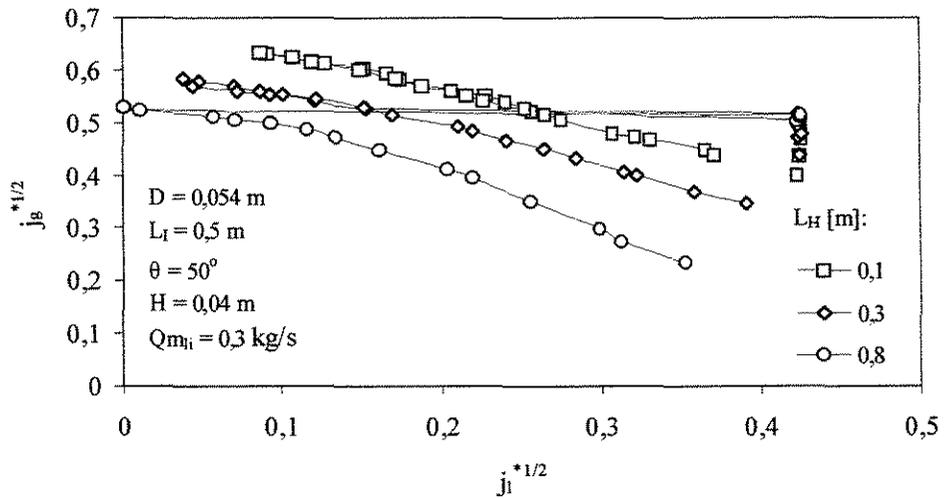


Figura 4.31 – Influência de L_H no escoamento em contracorrente:
 $D = 0,054$ m – $L_I = 0,5$ m

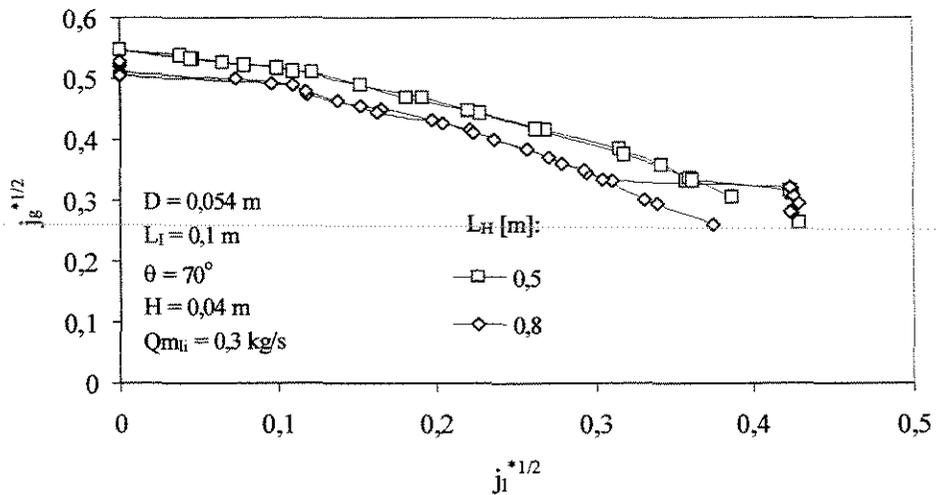


Figura 4.32 – Influência de L_H no escoamento em contracorrente:
 $D = 0,054$ m – $\theta = 70^\circ$

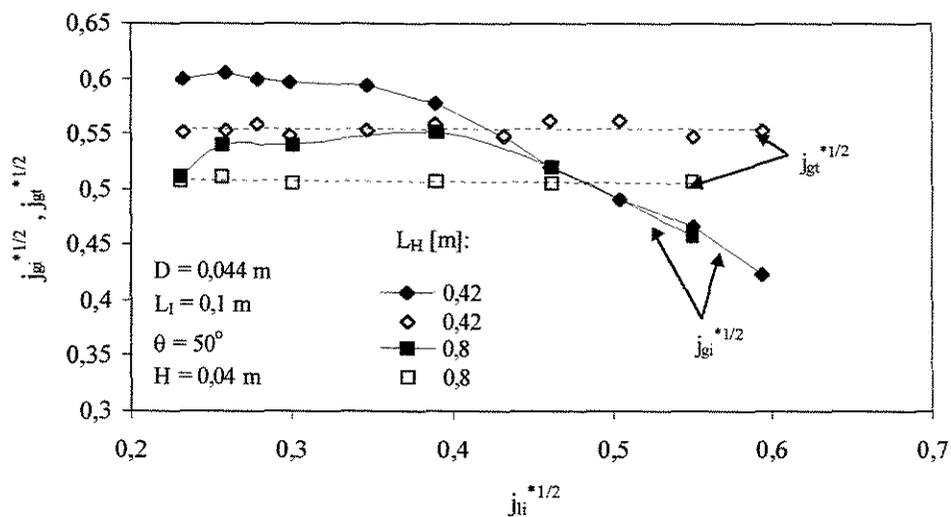


Figura 4.33 – Início de arraste e arraste total em função da taxa de injeção de água

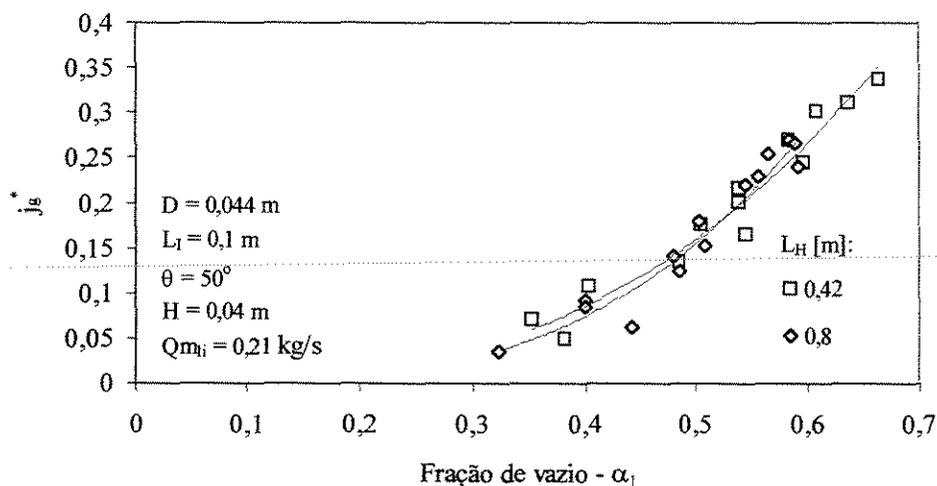


Figura 4.34 – Comportamento da fração de vazio α_1 em função de L_H
 $D = 0,044 \text{ m}$

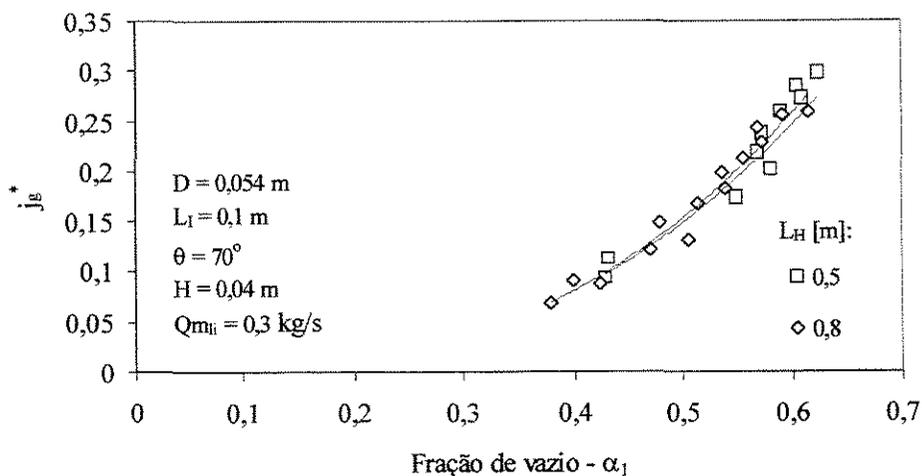


Figura 4.35 – Comportamento da fração de vazio α_1 em função de L_H
 $D = 0,054 \text{ m}$

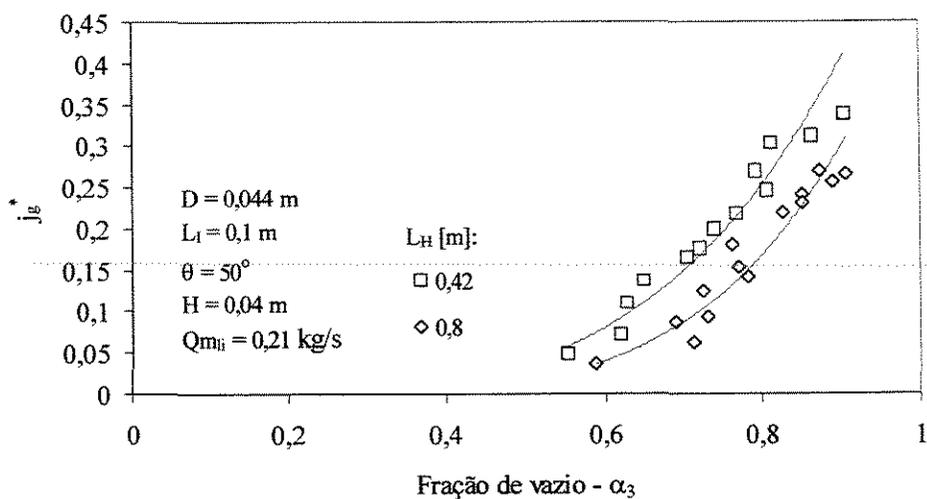


Figura 4.36 – Comportamento da fração de vazio α_3 em função de L_H
 $D = 0,044 \text{ m}$

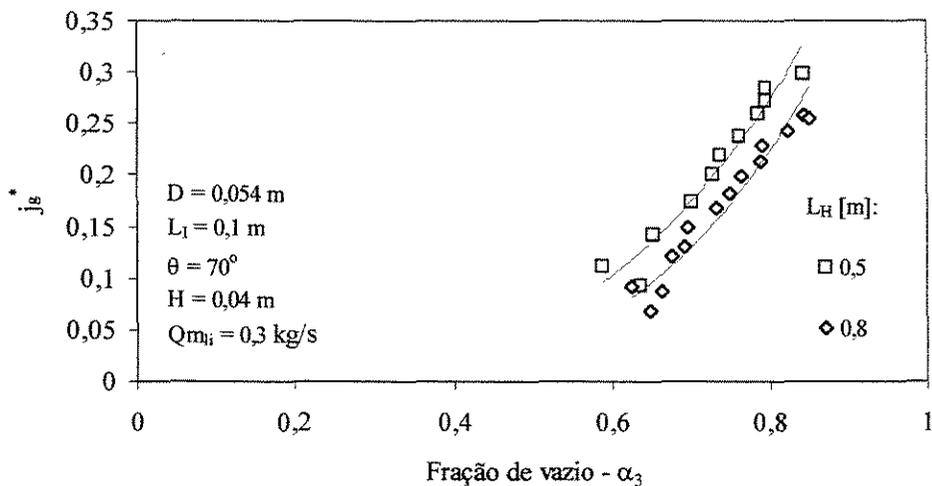


Figura 4.37 – Comportamento da fração de vazio α_3 em função de L_H
 $D = 0,054 \text{ m}$

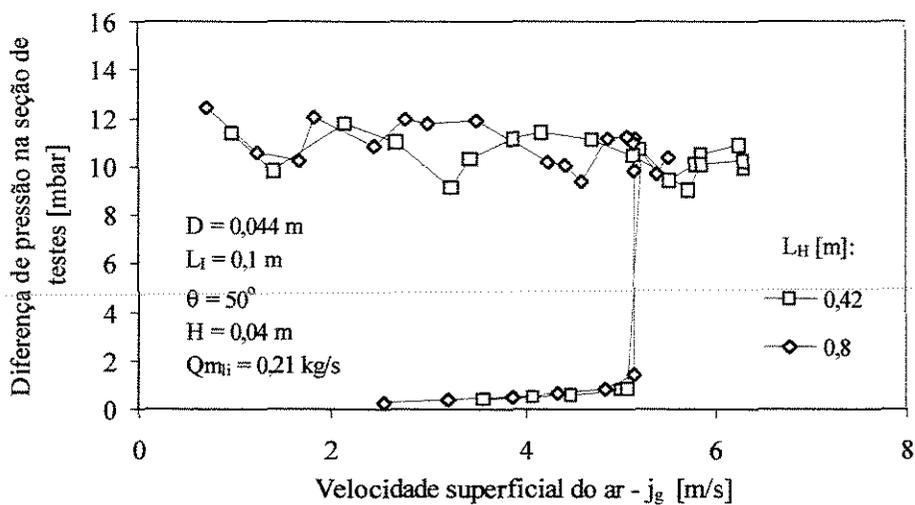


Figura 4.38 – Comportamento da diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior em função do comprimento horizontal

4.2.3 Efeito do comprimento do tubo inclinado - L_I

Alguns resultados de experimentos realizados com o objetivo de se verificar a influência do comprimento inclinado da seção no comportamento do escoamento em contracorrente estão representados no diagramas das Figuras 4.39 a 4.41. Nestas figuras algumas tendências comuns também podem ser observadas:

1. A velocidade de arraste total praticamente independe de L_I ;
2. Nas curvas de inundação, para uma mesma velocidade do ar, a precipitação de água é levemente maior para comprimentos inclinados menores e esta precipitação adicional aumenta com a diminuição da velocidade do ar.

A velocidade de início do arraste para $L_I = 0,1$ m é inferior às obtidas para os demais comprimentos. Esta antecipação no início do arraste, também presente nos outros diagramas, pode ser devida à redução da velocidade da água na parte horizontal. Das observações visuais, assim como da análise das gravações contínuas destes experimentos, pode-se constatar que o comprimento L_I , como o comprimento L_H , também define o comportamento do processo de início de arraste em função da taxa de injeção de água. Já na curva de inundação, o aumento da velocidade real na parte inclinada da seção para comprimentos maiores favorece o aumento do arraste, e de maneira mais acentuada para velocidades superficiais do ar mais baixas.

As Figuras 4.42 e 4.43 mostram os comportamentos das velocidades adimensionais j_g^* com as frações de vazão α_1 e α_3 , na fase de inundação, para diferentes comprimentos inclinados da seção de testes. As diferenças entre os níveis de água nestas posições da tubulação horizontal podem ser consideradas pequenas para os comprimentos representados nas figuras. As curvas traçadas nestes gráficos seguem o modelo dado pela equação (4.7), com os coeficientes da Tabela 4.2.

A Figura 4.44 mostra as diferenças de pressão estabelecidas entre as câmaras superior e inferior para as seções com diferentes comprimentos inclinados. Para uma diferença de 0,4 m em L_I , o acréscimo de pressão é, em média, da ordem de 7 mbar na fase de inundação.

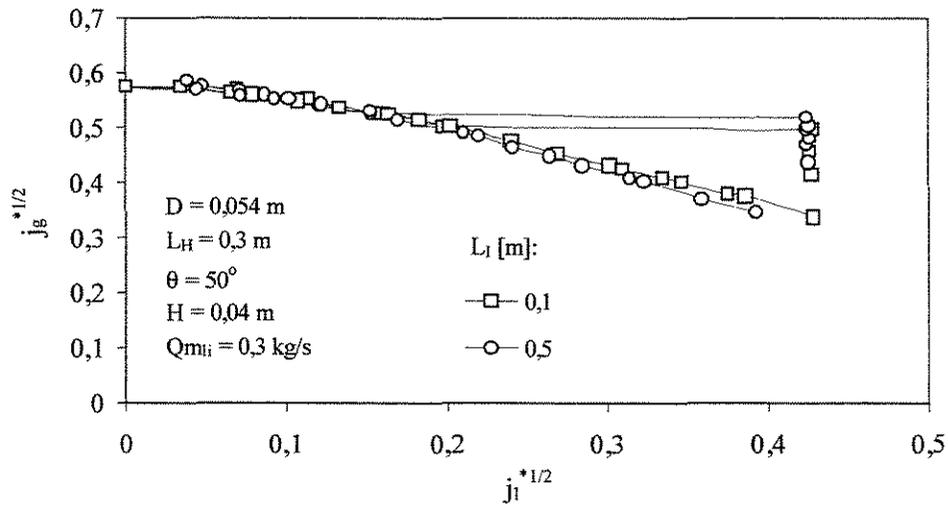


Figura 4.39 – Influência de L_1 no escoamento em contracorrente
 $D = 0,054 \text{ m}$; $L_H = 0,3 \text{ m}$

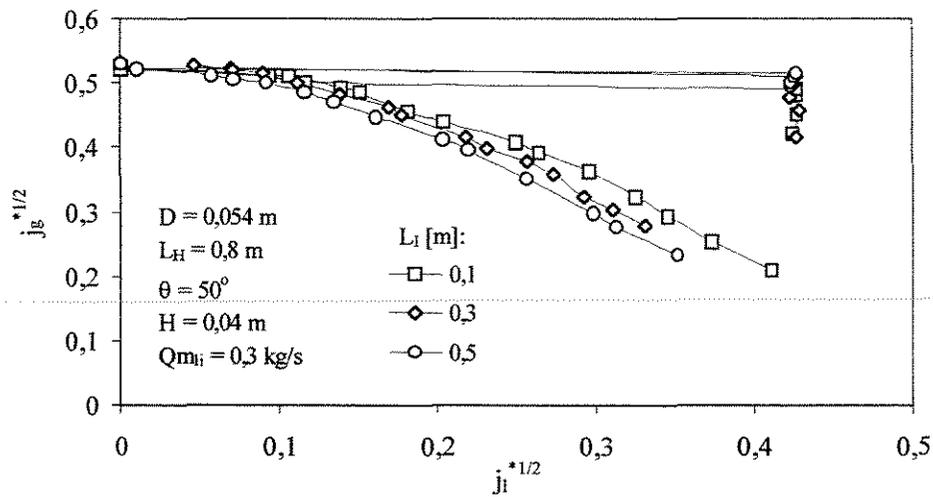


Figura 4.40 – Influência de L_1 no escoamento em contracorrente
 $D = 0,054 \text{ m}$; $L_H = 0,8 \text{ m}$

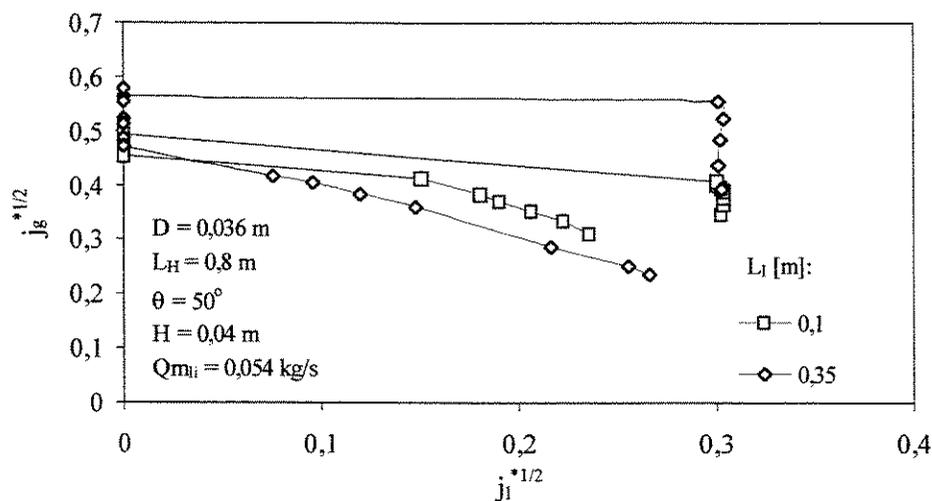


Figura 4.41 - Influência de L_1 no escoamento em contracorrente
 $D = 0,036 \text{ m}$; $L_H = 0,8 \text{ m}$

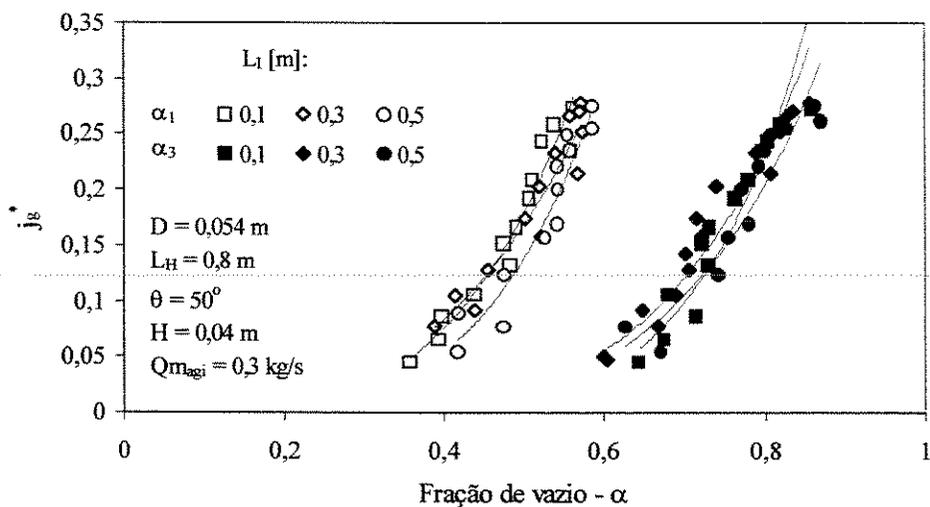


Figura 4.42 – Comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3 para diferentes comprimentos inclinados da seção – $L_H = 0,8 \text{ m}$

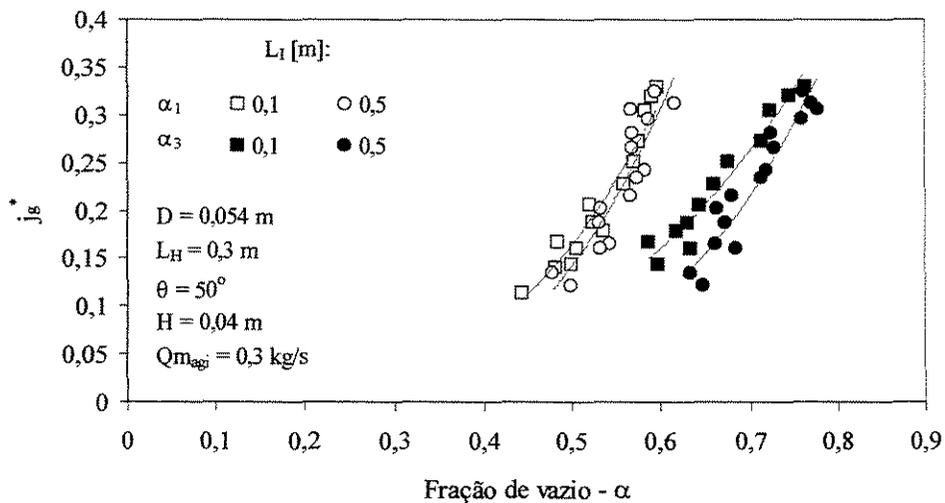


Figura 4.43 – Comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3 para diferentes comprimentos inclinados da seção – $L_H = 0,3$ m

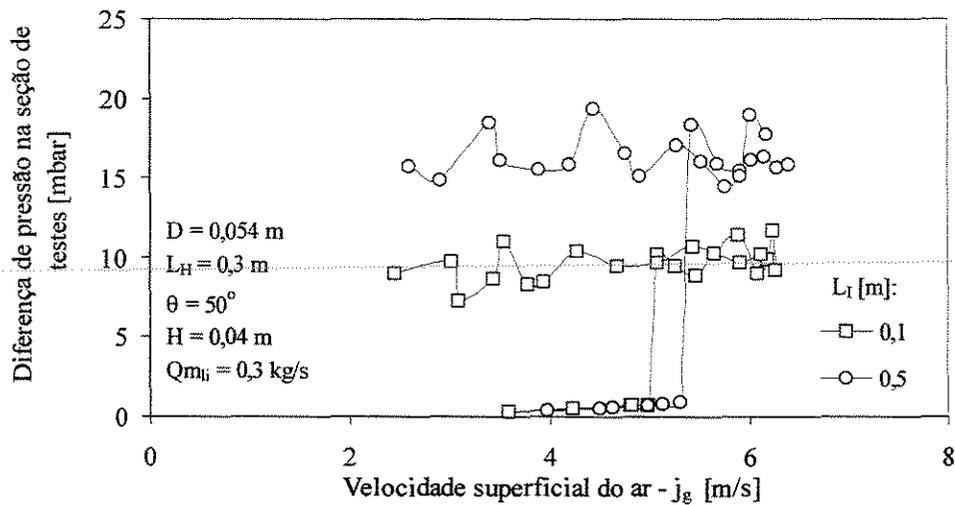


Figura 4.44 – Diferenças de pressão entre as câmaras superior e inferior para diferentes comprimentos inclinados de seção de testes

4.2.4 Efeito da altura de água acima da extremidade superior - H

Como foi descrito no capítulo 3, através da troca de uma placa na câmara superior pode-se estabelecer diferentes alturas de líquido acima da extremidade superior da seção de testes, na fase de inundação. Alguns dos experimentos realizados com o objetivo de se verificar a influência destas alturas hidrostáticas no comportamento do escoamento em contracorrente estão representados no diagramas das Figuras 4.45 a 4.48. Nestas figuras duas tendências comuns podem ser observadas:

1. A velocidade de início de arraste total diminui com o aumento da altura de líquido para alturas superiores a 0,04 m;
2. Nas curvas de inundação, para uma mesma velocidade do ar, a precipitação de água é maior para alturas de líquido menores.

As diferenças entre os inícios de arraste observados nos diagramas das Figuras 4.45 e 4.46, são devidas aos diferentes níveis de injeção de água. No caso do diagrama 4.46, com alta taxa de injeção de água tem-se a formação de uma nova curva de inundação intermediária, iniciada com arraste superior antes do inferior, para a altura de 0,04 m. Para a altura de 0,13 m, observou-se visualmente e através das gravações contínuas, que o arraste inferior ocorreu durante o enchimento da câmara superior, quando o nível de água na câmara superior estava pouco abaixo do valor máximo. Início de arraste com comportamento semelhante também pode ser observado, para $L_H = 0,8$ m, no diagrama da Figura 4.47, onde se verifica ainda, como na Figura 4.45, a pouca influência de valores baixos de H no comportamento da curva de inundação. O diagrama da Figura 4.48 também confirma, de maneira menos acentuada, a mesma tendência da curva de inundação para $L_I = 0,3$ m.

As Figuras 4.49 a 4.51 mostram os comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3 com as alturas hidrostáticas estabelecidas na fase de inundação. O diagrama da Figura 4.49 mostra uma tendência de aumento das frações de vazio com o aumento de H para uma mesma velocidade de ar. Estas diferenças estão associadas aos diferentes comportamentos mostrados no diagrama correspondente da Figura 4.45. Nas Figuras 4.50 e 4.51, as pequenas diferenças entre os comportamentos das frações de vazio são coerentes com as verificadas entre as curvas de inundação das Figuras 4.47 e 4.48, respectivamente. As curvas traçadas nestes gráficos seguem o modelo dado pela equação (4.7), com os coeficientes da Tabela 4.2.

A Figura 4.52 mostra as diferenças de pressão estabelecidas entre as câmaras superior e inferior para as diferentes alturas hidrostáticas estabelecidas na Câmara superior. No diagrama estão representados os pontos obtidos com a incursão ascendente e descendente de injeção de ar e, para $H = 0,04$ m e $H = 0,13$ m, os de precipitação total, após esta incursão. A figura mostra que os diferentes patamares de pressão correspondentes às alturas $H = 0$ m e $H = 0,04$ m de água acima da extremidade superior da seção, não induzem a diferenças nos comportamentos das curvas de inundação correspondentes mostradas no diagrama da Figura 4.45.

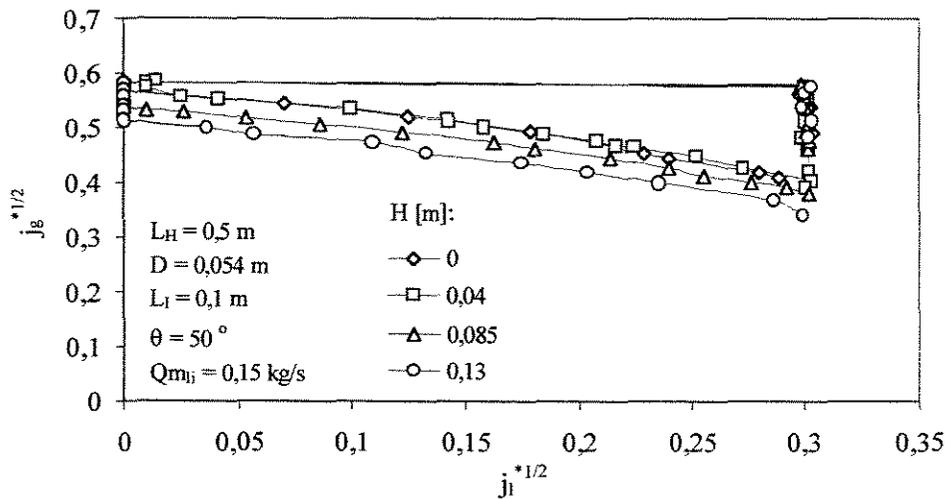


Figura 4.45 – Influência de H no escoamento em contracorrente

$L_H = 0,5$ m; $L_l = 0,1$ m; $Q_{m_i} = 0,15$ kg/s

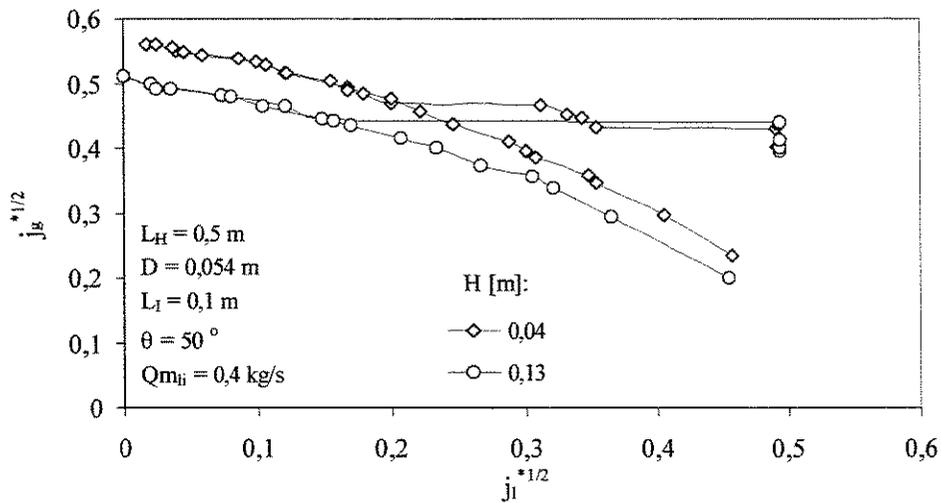


Figura 4.46 – Influência de H no escoamento em contracorrente
 $L_H = 0,5 \text{ m}$; $L_I = 0,1 \text{ m}$; $Q_{m_{li}} = 0,4 \text{ kg/s}$

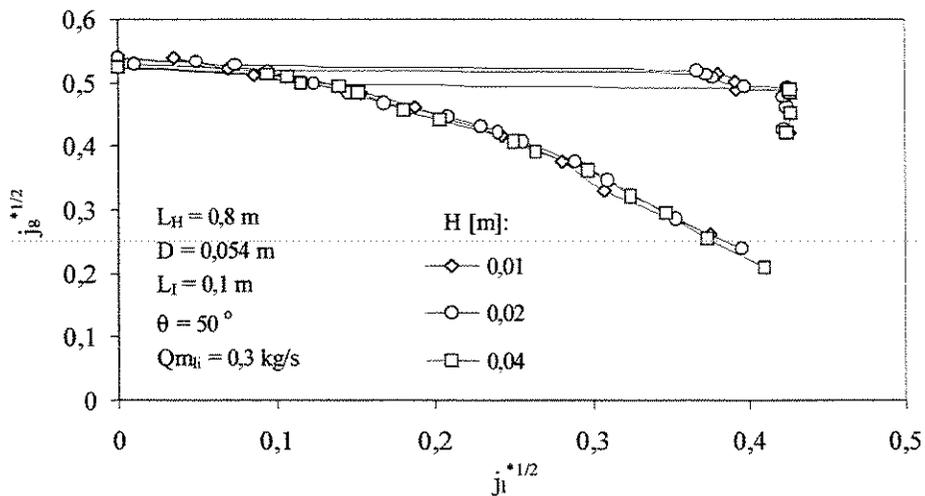


Figura 4.47 - Influência de H no escoamento em contracorrente
 $L_H = 0,8 \text{ m}$; $L_I = 0,1 \text{ m}$; $Q_{m_{li}} = 0,3 \text{ kg/s}$

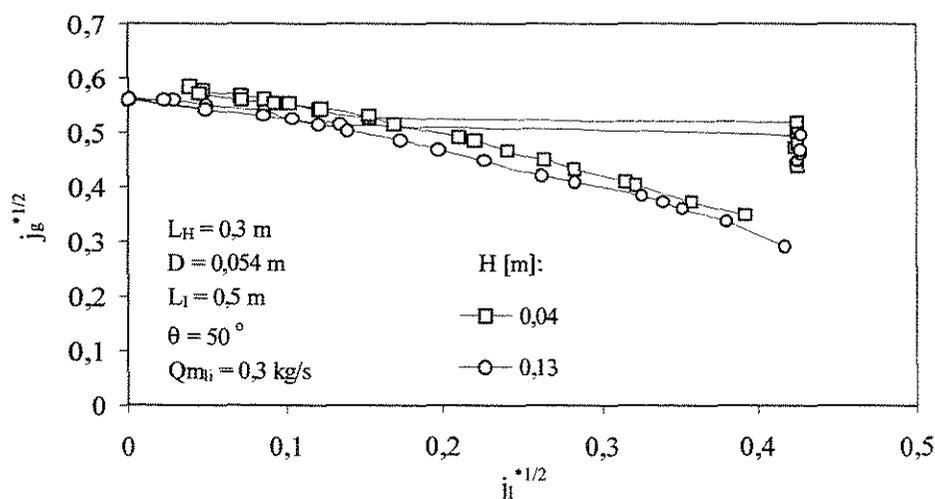


Figura 4.48 – Influência de H no escoamento em contracorrente
 $L_H = 0,3 \text{ m}$; $L_l = 0,5 \text{ m}$; $Q_{m_{li}} = 0,3 \text{ kg/s}$

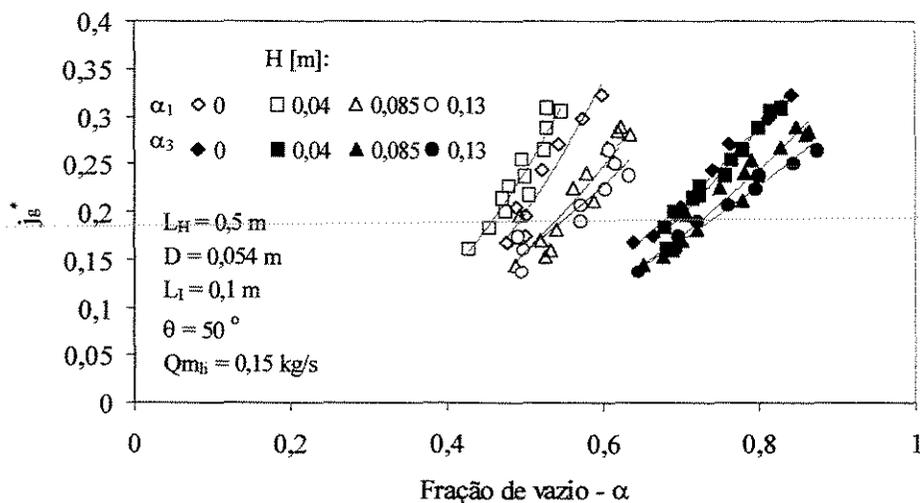


Figura 4.49 – Comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3
para diferentes H - $L_H = 0,5 \text{ m}$; $L_l = 0,1 \text{ m}$; $Q_{m_{li}} = 0,15 \text{ kg/s}$

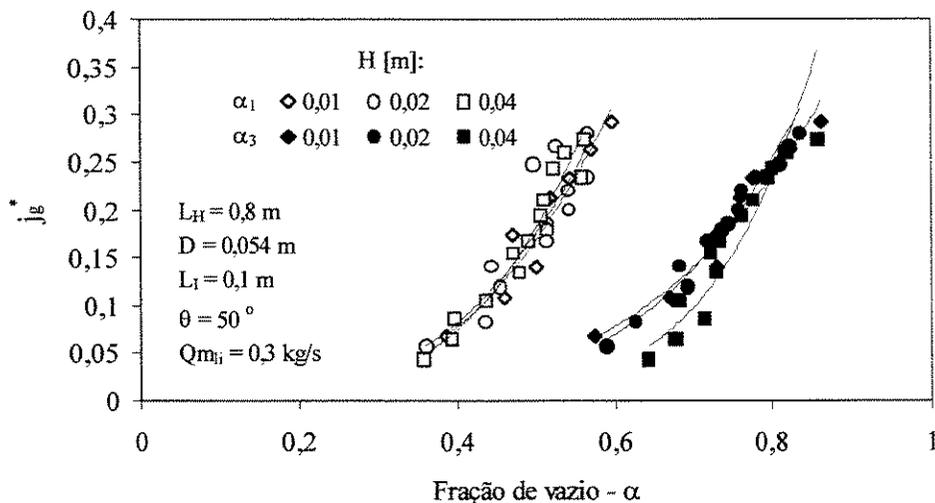


Figura 4.50 – Comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3 para diferentes H - $L_H = 0,8$ m; $L_I = 0,1$ m; $Q_{m_i} = 0,3$ kg/s

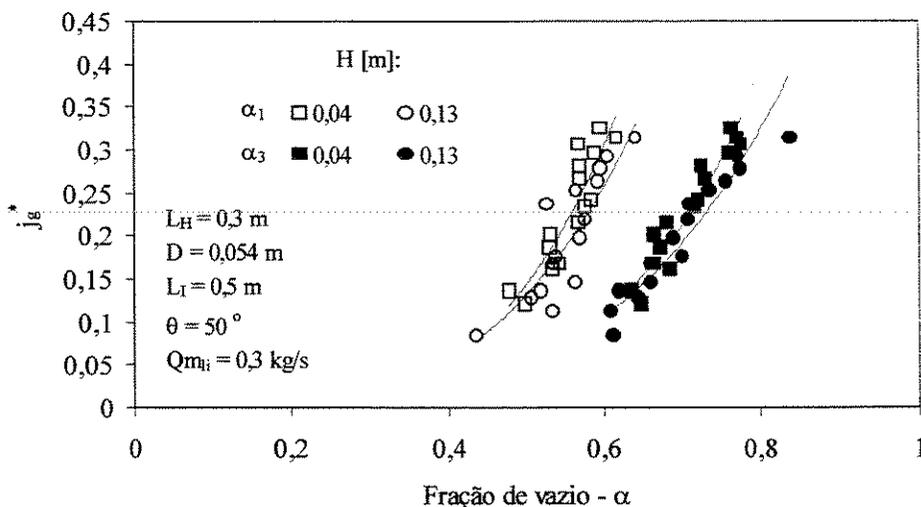


Figura 4.51 – Comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3 para diferentes H - $L_H = 0,3$ m; $L_I = 0,5$ m; $Q_{m_i} = 0,3$ kg/s

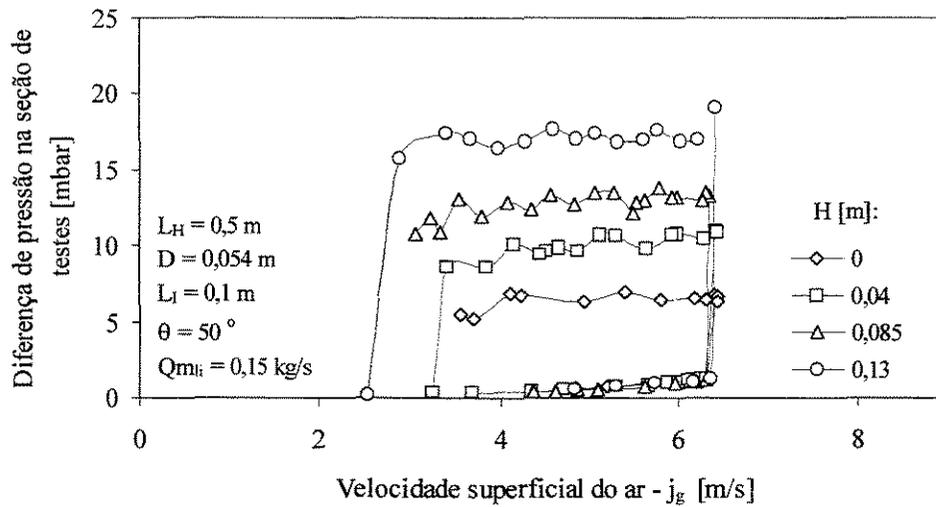


Figura 4.52 – Comportamento da diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior em função das alturas hidrostáticas estabelecidas na câmara superior.

4.2.5 Efeito da inclinação - θ

A Figura 4.53 mostra o diagrama de Wallis para os experimentos realizados com diferentes inclinações θ na seção de testes. Algumas tendências podem ser observadas na figura:

1. O início do processo de arraste é antecipado com o aumento da inclinação θ ,
2. O início do arraste total diminui levemente com o aumento da inclinação θ ,
3. As curvas de inundação para $\theta = 30^\circ$ e 50° são muito próximas entre si. Para $\theta = 70^\circ$, para velocidades maiores de ar, a precipitação diminui levemente, retornando aos níveis obtidos para $\theta = 30^\circ$ e $\theta = 50^\circ$. Já, para $\theta = 90^\circ$, a precipitação diminui mais sensivelmente em relação as outras inclinações a medida que a velocidade do ar diminui.

Para a configuração com inclinação de 90° , na taxa de injeção de água representada na figura, a extremidade superior já permanece obstruída sem qualquer injeção de ar. Com o início da injeção do ar inicia-se o arraste nesta extremidade e com ele o enchimento da câmara superior. Quando $j_g^{*1/2}$ atinge um valor próximo a 0,4, ocorre o arraste na extremidade inferior. A diferença entre as curvas "ascendente" e "descendente" para valores de $j_g^{*1/2}$ em torno de $\approx 0,3$ mostra que a curva de inundação intermediária que se estabelece até este momento se situa muito próxima da curva estabelecida após arraste inferior.

A influência da inclinação na seção de testes no comportamento do início do arraste também pode ser observada na Figura 4.17 da seção 4.2.1. Neste diagrama os máximos das curvas, pontos que, como já descrito naquela seção, delimitam a mudança no mecanismo de arraste, caminham para $j_{li}^{*1/2}$ menores a medida que a inclinação aumenta. O comportamento é esperado uma vez que o aumento da obstrução ao escoamento do ar também aumenta para uma mesma taxa de injeção de água. A Figura 4.54 mostra o aumento relativo da obstrução em função da taxa de injeção de água medidos para 3 dos ângulos estudados. Na inclinação de 90° , o nível h permanece praticamente constante ($h \cong 6$ mm), pois a restrição se estabelece radialmente na extremidade superior, como mostra o tracejado da Figura 4.55. Os pontos preenchidos da Figura 4.54 representam os máximos da Figura 4.17.

A Figura 4.56 mostra o comportamento da velocidade do ar em função das frações de vazio α_1 e α_3 para as diferentes inclinações na seção de testes na fase de inundação. Para as inclinações de 30° a 70° os pontos experimentais das frações de vazio α_1 se misturam, enquanto que os pontos que representam $\theta = 90^\circ$ demonstram, mais nitidamente, altura menor de água nesta posição. Esta tendência também se verifica na posição de α_3 , porém menos acentuadamente. As curvas traçadas nestes gráficos seguem o modelo dado pela equação (4.7), com os coeficientes da Tabela 4.2.

A Figura 4.57, mostra as diferenças de pressão estabelecidas entre as câmaras superior e inferior para as diferentes inclinações da seção de testes. No diagrama estão representados os pontos obtidos com a incursão ascendente e descendente de injeção de ar e, para $\theta = 50^\circ$, os de precipitação total, após a incursão descendente. Observa-se na figura que, apesar da dispersão, para inclinações abaixo de 90° os pontos apresentam semelhante comportamento qualitativo, permanecendo em torno de 10 mbar durante a fase de inundação, e, para $\theta = 90^\circ$, a perda de pressão se estabelece em níveis mais baixos, crescente com a velocidade do ar. Nestas curvas também se observa a diferença entre as perdas de pressão para os arrastes superior e inferior, este definido pela curva "descendente".

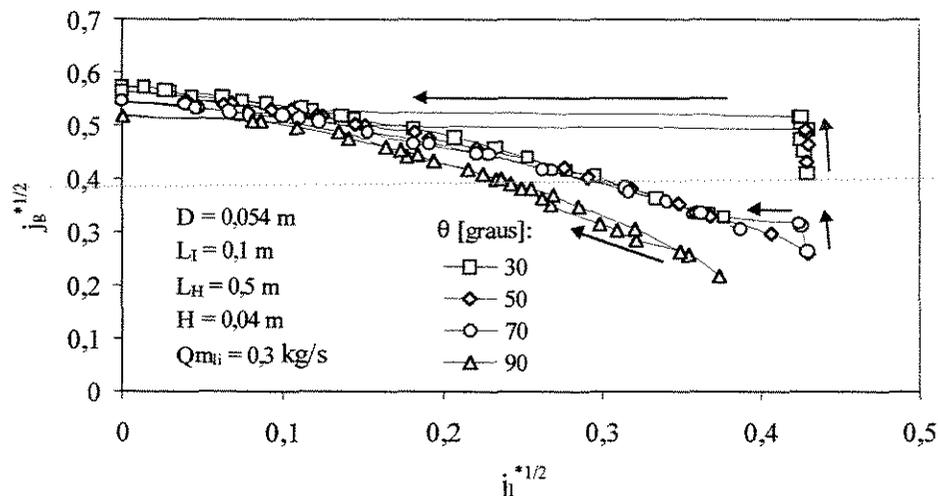


Figura 4.53 – Influência de θ no escoamento em contracorrente

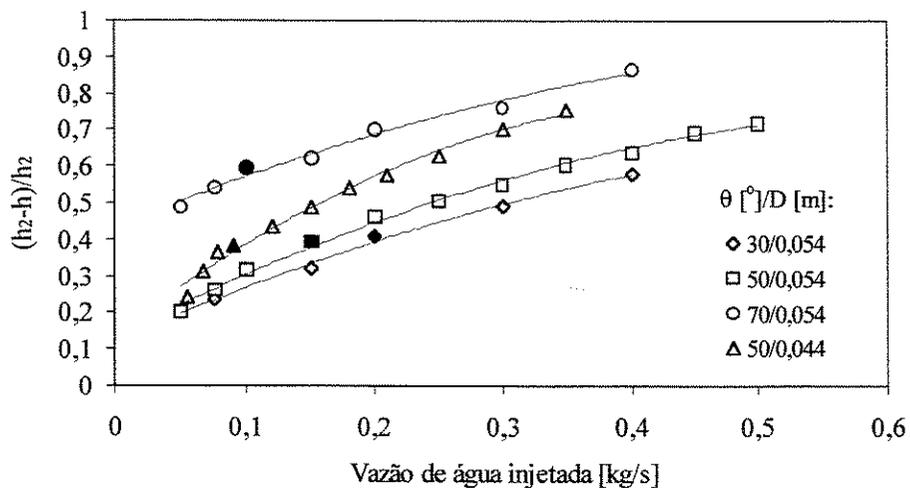


Figura 4.54 – Aumento da obstrução em função da taxa de injeção de água para as diferentes inclinações da seção de testes

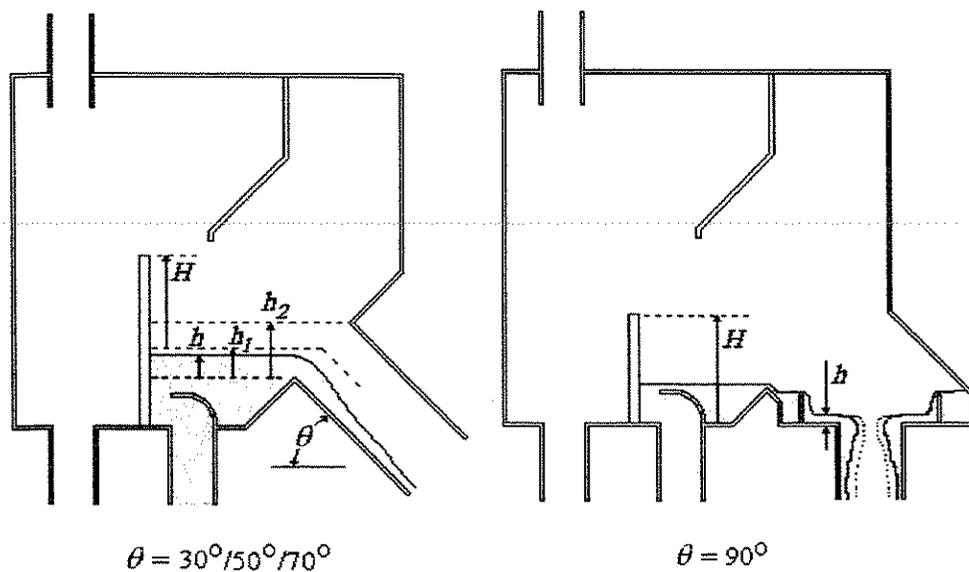


Figura 4.55 – Detalhes da câmara superior para as diferentes inclinações

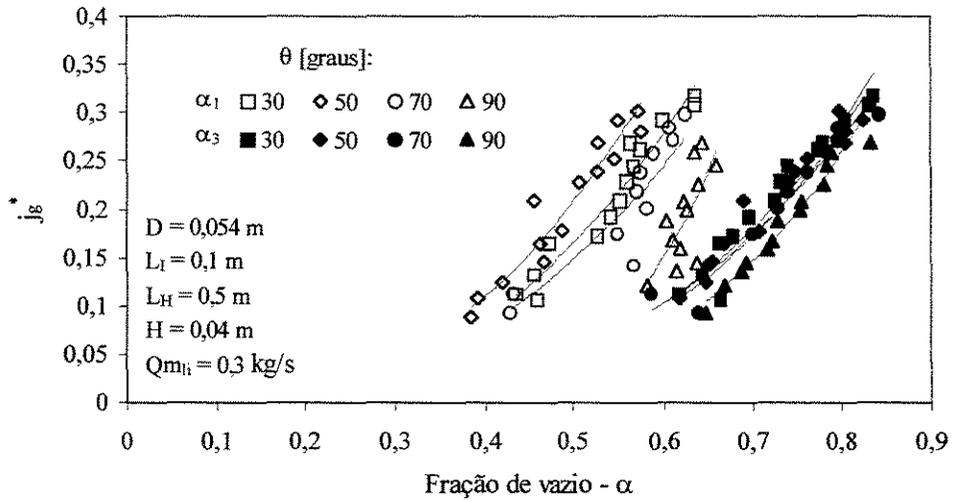


Figura 4.56 – Comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3 para diferentes θ

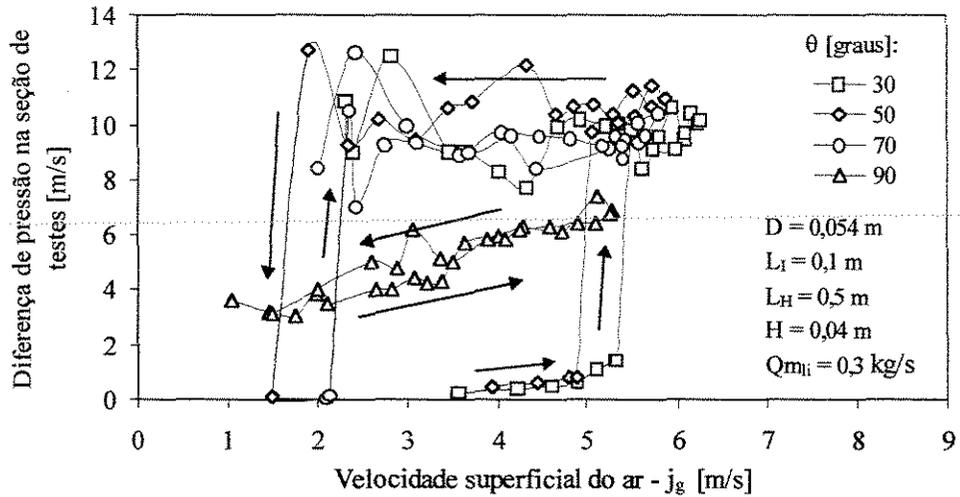


Figura 4.57 – Comportamento da diferença de pressão entre as câmaras superior e inferior em função das inclinações estabelecidas na seção de testes

4.2.6 Efeito do diâmetro da seção - D

As Figuras 4.58 e 4.59 mostram diagramas de Wallis para os experimentos realizados com diferentes diâmetros D da seção de testes. Estão representados apenas os pontos relativos às curvas de inundação, e as curvas traçadas nos diagramas são as obtidas por regressão linear com coeficientes mostrados na Tabela 4.1. Algumas tendências podem ser observadas nas figuras:

1. O arraste total diminui com a diminuição do diâmetro;
2. Diminuição da precipitação com a diminuição do diâmetro embora pouco evidenciada quando se compara os resultados com $D = 0,044$ m e $D = 0,036$ m, para $j_l^{*1/2}$ maiores que 0,15.

O diagrama da Figura 4.60 compara as curvas de inundação em seções de testes nas quais foram mantidas as relações L_H/D próximas entre si e da encontrada em reatores nucleares *PWR*. Embora a curva que representa o diâmetro de 0,036 m se situe entre as outras para diâmetros maiores (0,044 m e 0,054 m), todas as curvas se apresentam muito próximas entre si.

As Figuras 4.61 a 4.63 mostram os comportamentos da velocidade do ar em função das frações de vazio α_1 e α_3 para os diferentes diâmetros da seção de testes, na fase de inundação. As curvas traçadas nestes gráficos seguem o modelo dado pela equação (4.7), com os coeficientes da Tabela 4.2. No diagrama da Figura 4.61, com seção de testes com $L_I = 0,01$ m, a dispersão dos dados não definem tendências preferenciais. O diagrama seguinte, com L_I maiores, já mostra uma redução de α_1 e α_3 com o aumento do diâmetro para uma mesma velocidade superficial do ar. No diagrama da Figura 4.63 a diminuição de α_1 em relação aos demais diâmetros, mostra-se mais evidente para o diâmetro de 0,054 m. Apesar das diferenças nos comprimentos horizontais, L_H , das seções representadas neste diagrama, não se verifica grandes diferenças entre os valores de α_3 .

As Figuras 4.64 e 4.65 mostram as diferenças de pressão estabelecidas entre as câmaras superior e inferior nas seções de testes com diferentes diâmetros. Poucas diferenças entre os comportamentos podem ser constatadas.

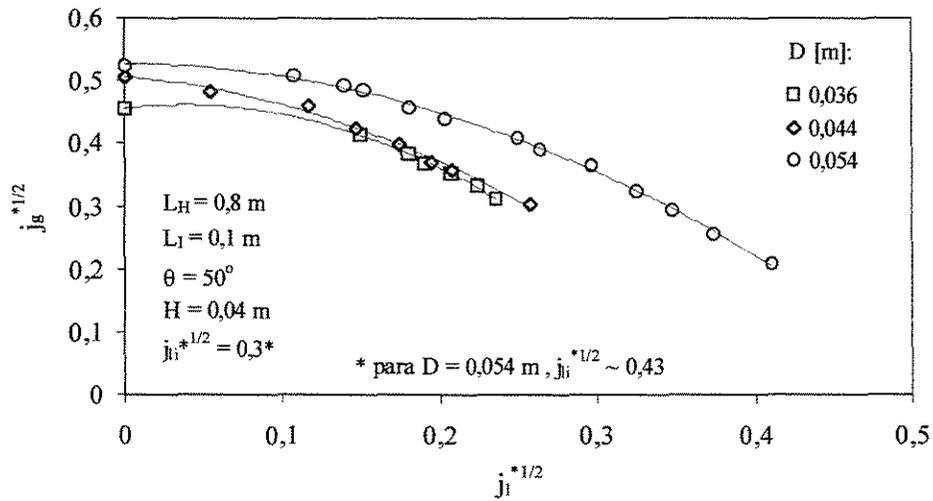


Figura 4.58 – Influência de D no escoamento em contracorrente

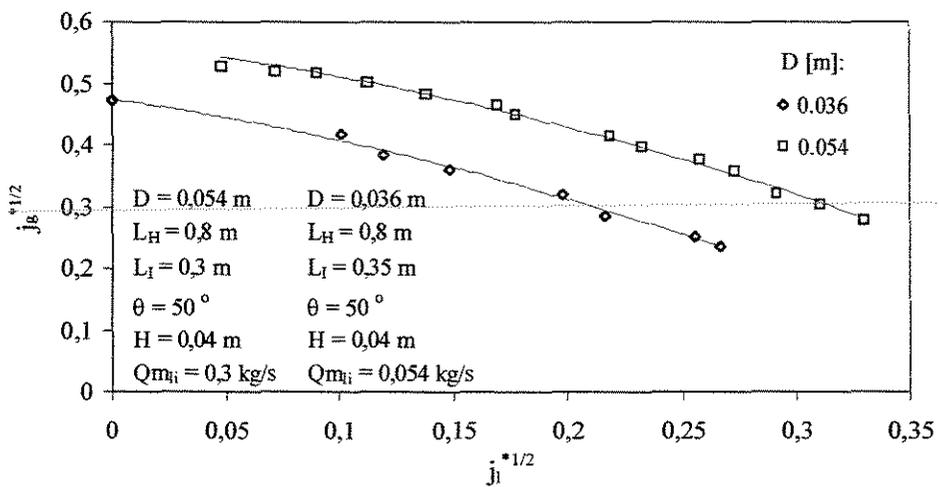


Figura 4.59 – Influência de D no escoamento em contracorrente

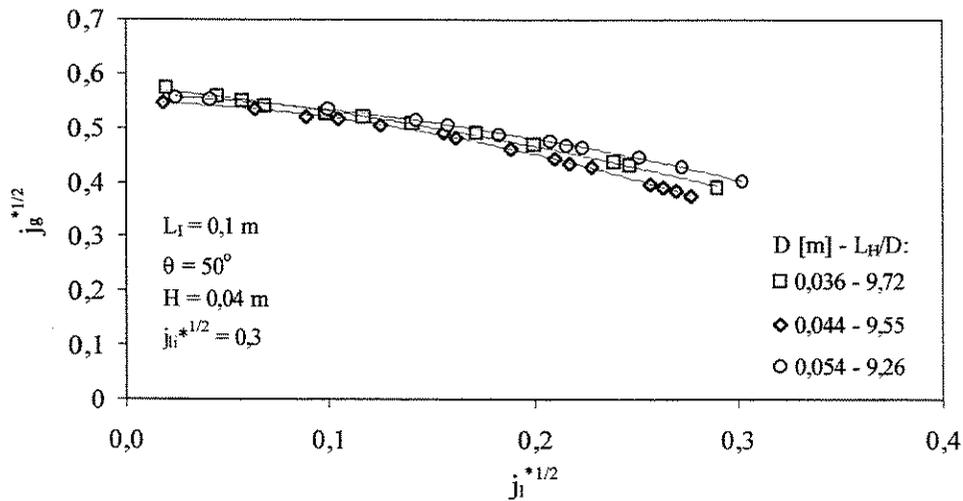


Figura 4.60 – Influência de L_H/D no comportamento da inundação no escoamento em contracorrente

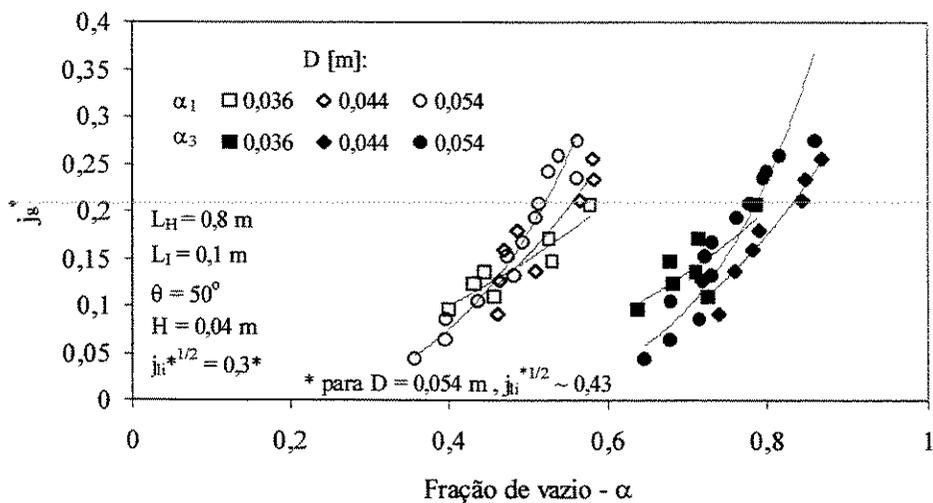


Figura 4.61 - Comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3 para diferentes diâmetros da seção de testes

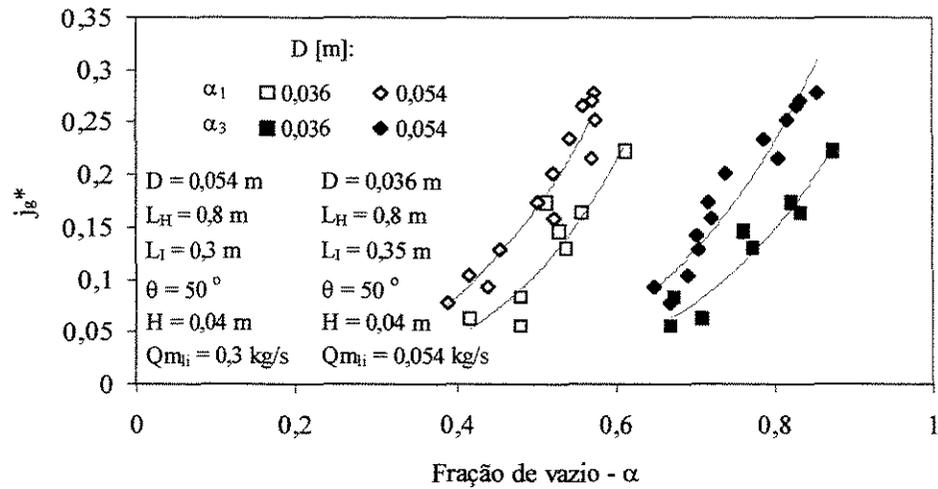


Figura 4.62 – Comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3 para diferentes diâmetros da seção de testes.

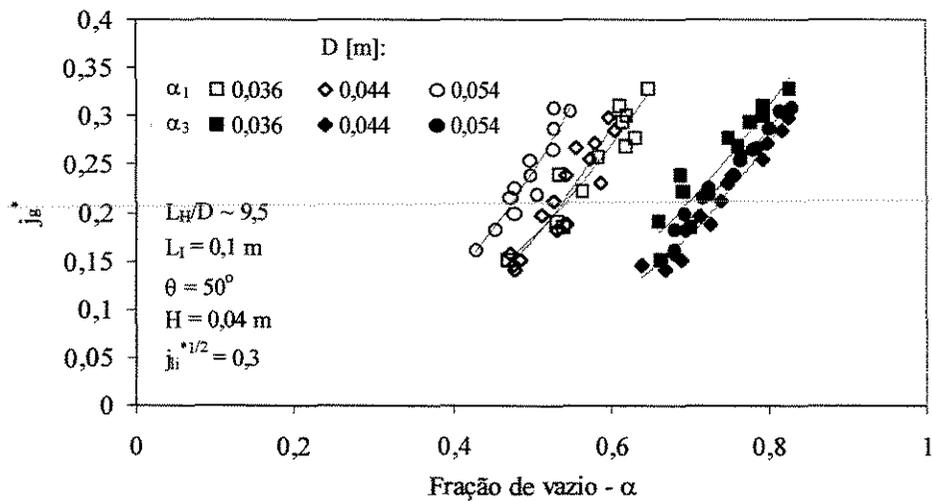


Figura 4.63 - Comportamentos das frações de vazio α_1 e α_3 para relações L_H/D próximas entre si.

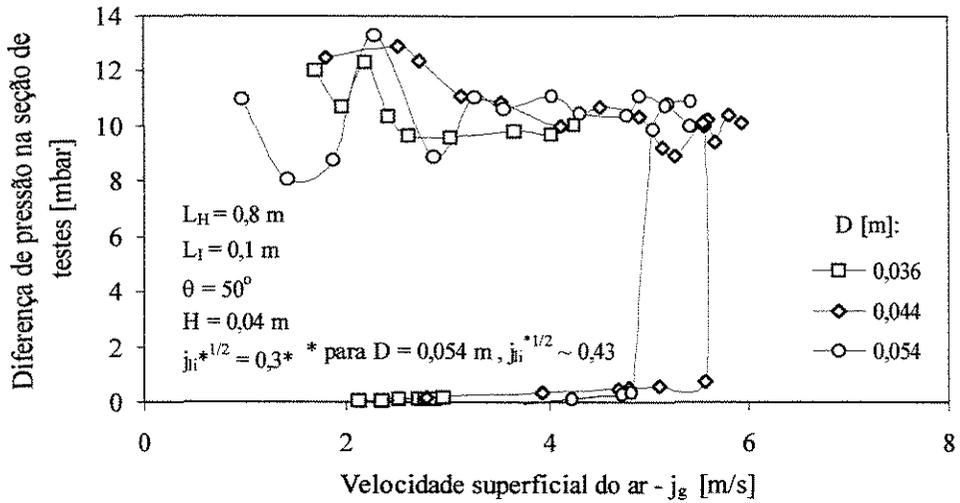


Figura 4.64 – Comportamentos das perdas de pressão na seção de testes em função da velocidade do ar para diferentes diâmetros

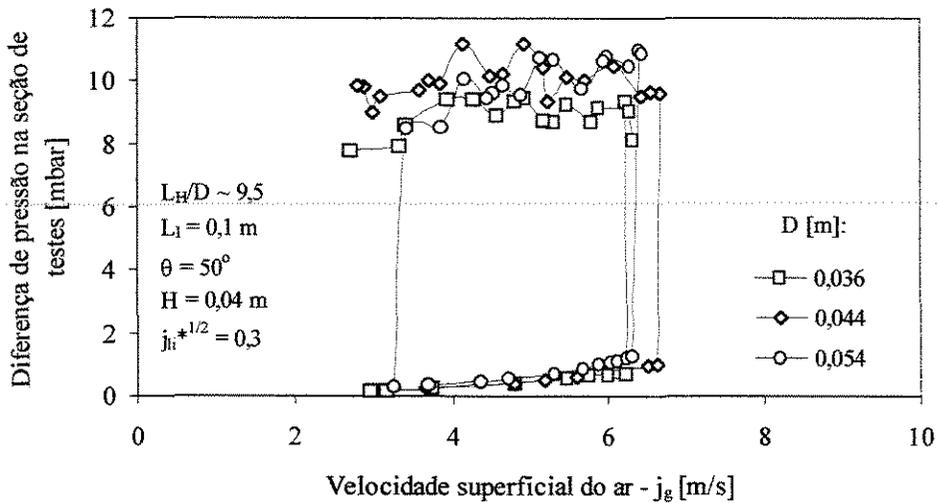


Figura 4.65 – Comportamentos das perdas de pressão na seção de testes em função da velocidade do ar para relações L_H/D próximas de 9,5

4.3 Comparação com Resultados de Outros Pesquisadores

Como descrito no capítulo 2, este trabalho procurou explorar faixas das relações L_H/D e L_I/D que abrangessem o entorno das encontradas nos reatores *PWR*, uma vez que, na maioria dos experimentos encontrados na literatura, estas relações ou estão muito acima ou muito abaixo dos valores de *PWR*. Nesta seção são comparados os resultados deste trabalho com os obtidos em condições semelhantes por outros pesquisadores.

A Figura 4.66 apresenta alguns resultados de Ohnuki (1986) obtidos em seções de testes com diâmetro interno de 0,026 m, comprimento do tubo inclinado de 0,1 m e diferentes comprimentos horizontais. A figura mostra que o aumento do comprimento L_H diminui a precipitação de água para uma mesma taxa de injeção de ar, assim como o arraste total da água. Estas tendências foram também constatadas neste trabalho (Figuras 4.28 a 4.32). Alguns de nossos resultados experimentais, em seções com 3 diâmetros diferentes, estão também representados no diagrama. Apesar da diferença entre os diâmetros, as relações L_H/D são muito próximas à da seção de testes de Ohnuki com $L_H = 0,24$ m. Esta comparação mostra que nossos resultados superestimam um pouco a precipitação de água para uma mesma injeção de ar em relação aos de Ohnuki. Esta diferença pode ser atribuída às diferenças entre as formas da extremidade superior das seções de testes. Em nossas seções esta extremidade é circular e inclinada enquanto que, nas seção de testes de Ohnuki, possui forma elíptica e vertical. O próprio pesquisador constatou experimentalmente que, em relação à circular inclinada, esta forma diminui a precipitação para uma mesma taxa de injeção de ar.

A Figura 4.67 compara resultados experimentais de Krolewski (1980) com seções de testes com inclinação de 45° e duas formas de extremidade superior (C e E), com alguns dos nossos resultados com inclinação de 50° . Independentemente da forma da extremidade superior, nossos resultados representam um aumento na precipitação em relação aos de Krolewski. A Figura 4.68 mostra boa concordância entre os resultados de Krolewski e os nossos para seção de testes com inclinação de 90° . Nestas comparações a relação L_H/D para a seção de Krolewski é 11,5 e a para a nossa 9,26.

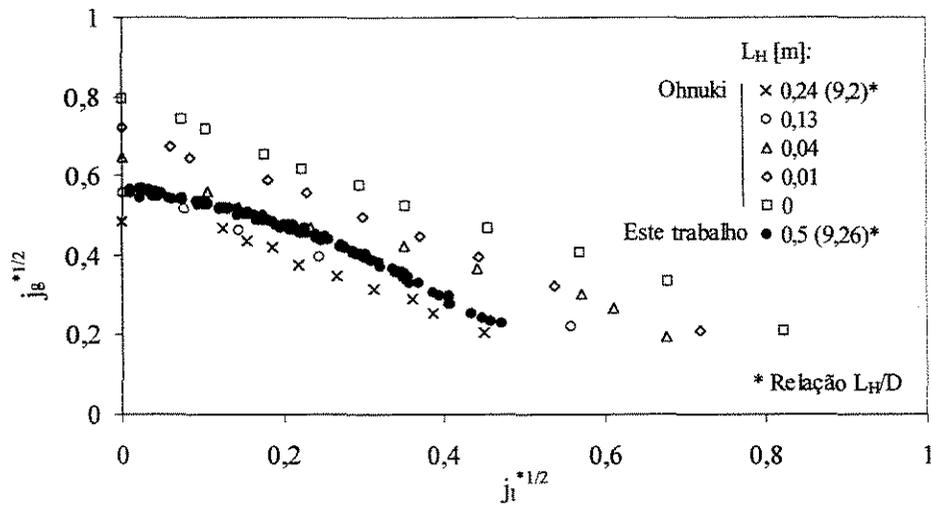


Figura 4.66 – Comparação entre os resultados experimentais de Ohnuki (1986) e os deste trabalho

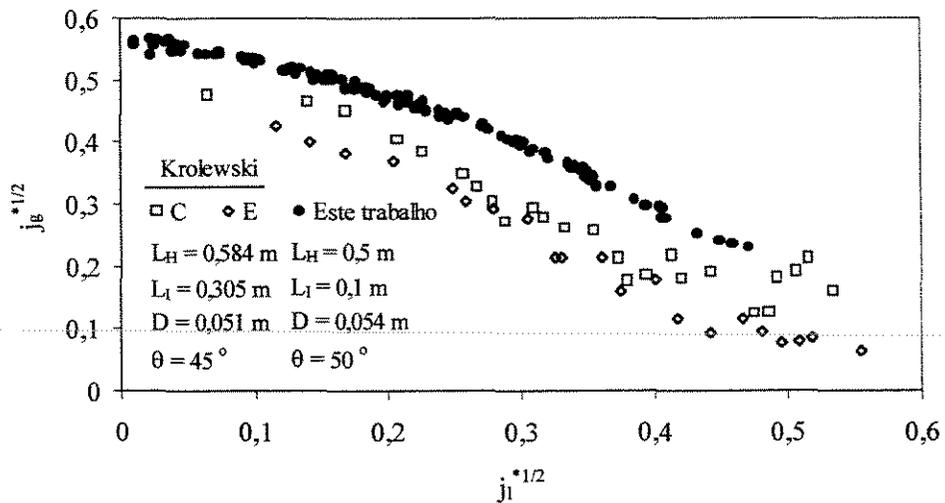


Figura 4.67 – Comparação entre os resultados experimentais de Krolewski (1980) e os deste trabalho - $\theta = 45/50$ graus

Os resultados de Siddiqui et al. (1986) em seção com inclinação de 90° , diâmetro = 0,038 m e relação $L_H / D = 24$ são comparados com nossos resultados em seção com características semelhantes na Figura 4.69. Apesar da estreita faixa de comparação a

concordância é boa. Siddiqui et al. constataram ainda em seus experimentos com seções de diferentes diâmetros a independência do arraste total com a taxa de injeção de água, definido pela equação:

$$\sqrt{j_g^*} = 0,45 \quad (4.7)$$

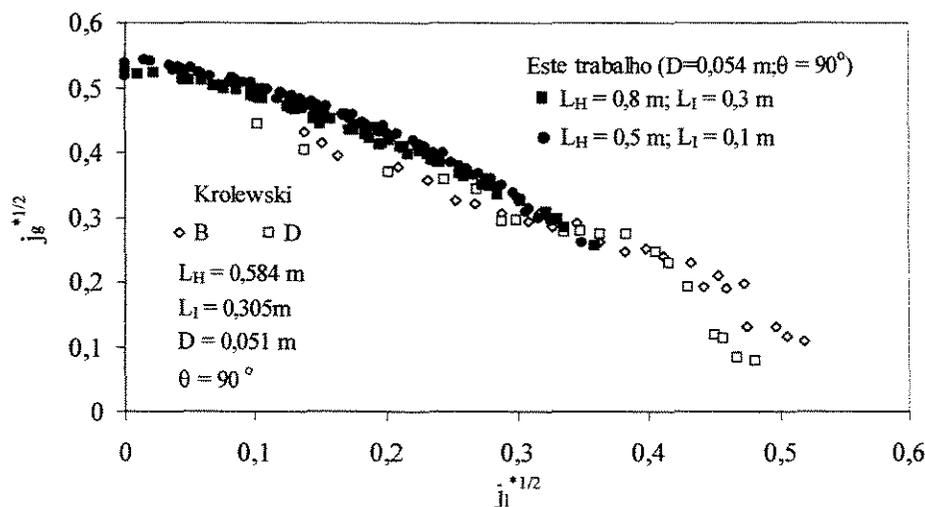


Figura 4.68 – Comparação entre os resultados experimentais de Krolewski (1980) e os deste trabalho – $\theta = 90^\circ$

As Figuras 4.70 comparam nossos resultados com os experimentos *MHYRESA* apresentados por Geffraye et al. (1995) em seções que simulam pernas quentes de reatores *PWR*. Nestes experimentos foram utilizadas seções de testes com comprimentos horizontal e inclinado não muito diferentes, mas com diâmetros de 0,075 m e 0,351 m, definindo relações L_H/D iguais a 32,9 e 7,5, respectivamente. A figura mostra que, para $j_l^{*1/2}$ abaixo de 0,2, a precipitação de água, tende diminuir com a diminuição do diâmetro. Também o arraste total de água diminui para a seção de menor diâmetro. Estas tendências foram também constatadas em nossos experimentos (Figuras 4.61 e 4.62). Apesar da grande diferença entre as relações de L_H/D de nosso experimento e do apresentado por Geffraye et al. com diâmetro de 0,075 m, verifica-se na figura

boa concordância para $j_i^{*1/2}$ acima de 0,2. Excelente concordância ocorre entre os nossos resultados e os obtidos na seção de 0,351 m, que possui $L_H/D = 7,5$, para $j_i^{*1/2} > 0,07$.

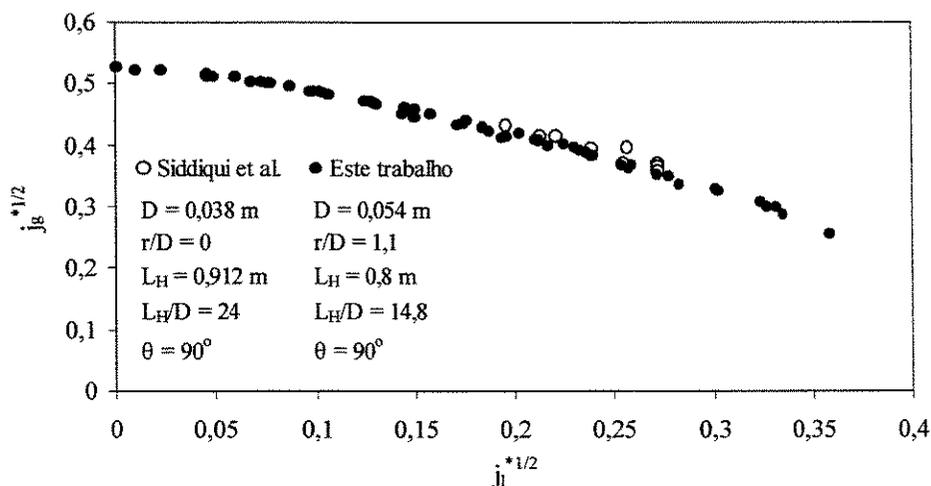


Figura 4.69 – Comparação entre os resultados experimentais de Siddiqui et al. (1986) e os deste trabalho

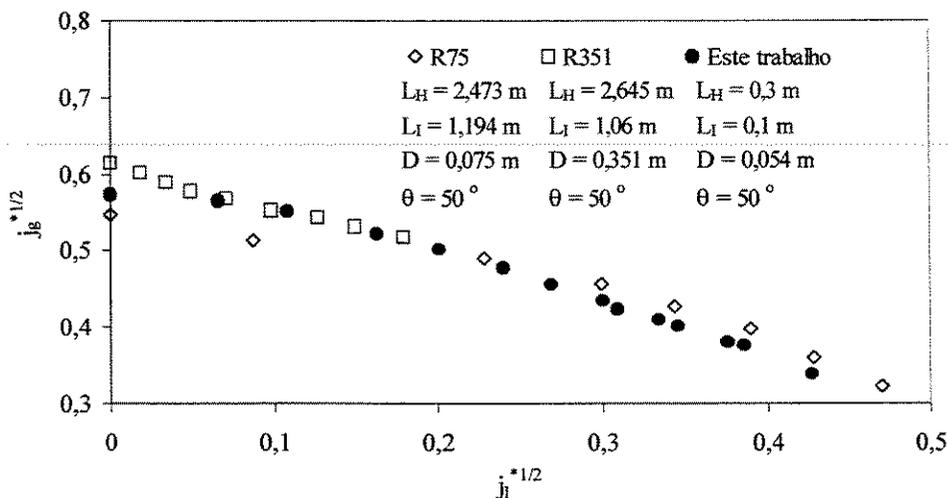


Figura 4.70 – Comparação entre os resultados experimentais do *MHYRESA* (Geffraye et al., 1995) e os deste trabalho

Os resultados de Richter et al. (1978), obtidos em seção com diâmetro de 0,203 m e $L_H/D = 4,5$ são comparados com nossos resultados com $L_H/D = 5,5$ na Figura 4.71. Apesar da grande dispersão apresentada, seus dados definem maior precipitação da água para uma mesma taxa de injeção de ar, em relação aos nossos. Esta tendência também pode ser verificada no diagrama da Figura 4.72, que compara os resultados obtidos no UPTF, com perna quente em escala 1/1 de reator PWR, onde $L_H/D \cong 9,6$, com nossos dados obtidos nos experimentos com seção de diâmetro igual a 0,054 e $L_H/D \cong 9,26$.

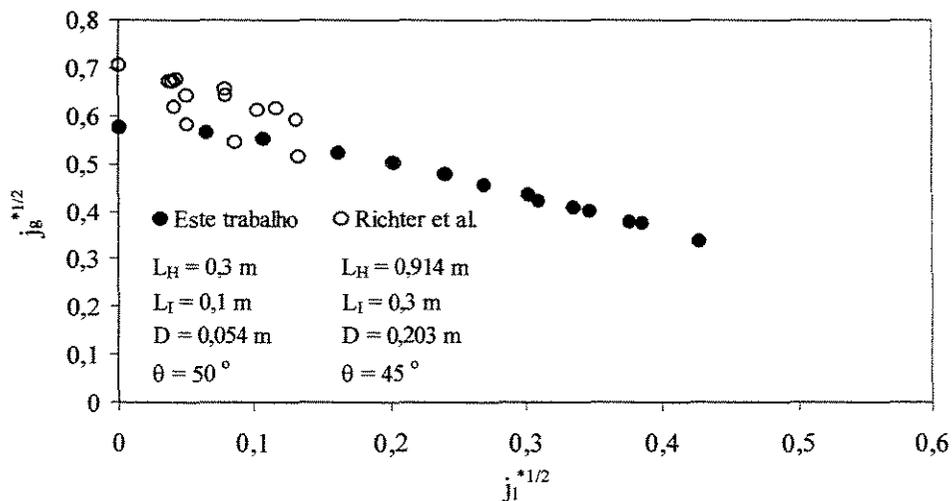


Figura 4.71 – Comparação entre os resultados experimentais de Richter et al. (1978) e os deste trabalho

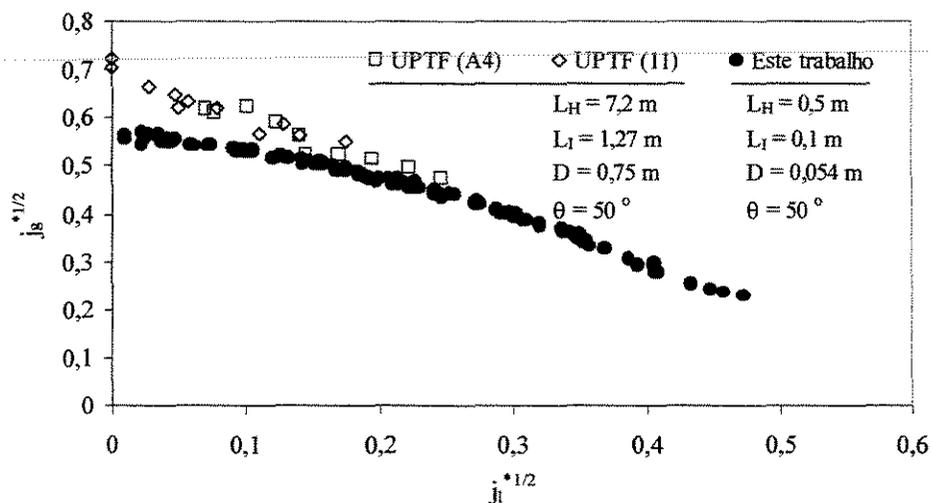


Figura 4.72 – Comparação entre os resultados experimentais no UPTF (Weiss et al., 1992) e os deste trabalho

Como descrito no capítulo 2, alguns pesquisadores determinaram experimentalmente os momentos de início de arraste. Dentre estes destacamos o trabalho de Chun et al. (1999) simulando a perna quente de reatores *PWR* coreanos, com inclinação de 35 graus. O diagrama da Figura 4.73 mostra o comportamento do início do arraste, $j_{gi}^{*1/2}$, com a taxa de injeção, $j_{li}^{*1/2}$, para os resultados de Chun et al. em seções com relação $L_H/D = 17,5$ e 25, e os obtidos neste trabalho em seções com $L_H/D = 9,5$ e 18.

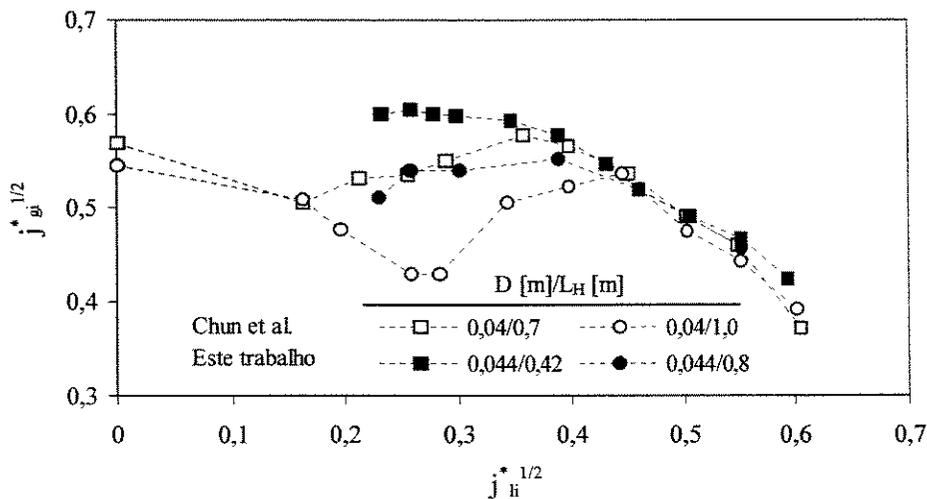


Figura 4.73 – Comparação entre os resultados experimentais de Chun et al. (1999) e os deste trabalho

Na Figura 4.73 pode-se observar:

- Para $j_{li}^{*1/2} > 0,45$, o início do arraste praticamente independe de L_H para um mesmo diâmetro. Isto ocorre para ambos os grupos de experimentos, com $D = 0,04$ m e $D = 0,044$ m;
- Para $0,24 < j_{li}^{*1/2} < 0,45$, L_H/D maiores levam a inícios de arraste menores. Também observado em ambos os experimentos;
- Para $0,24 < j_{li}^{*1/2}$, os experimentos de Chun mostram que a diferença entre os inícios de arraste diminuem até que para $j_{li}^{*1/2} \cong 0,16$ se igualam novamente;
- Nossos resultados com $L_H/D \cong 18$ estão muito próximos aos de Chun et al. com $L_H/D = 17,5$;

- Os resultados de Chun et al. mostram as três tendências também observadas em nossos resultados na seção 4.2.1 (Figuras 4.16, 4.17 e 4.22), estabelecidas para diferentes condições de escoamento.

Enquanto que a curva de inundação independe da taxa de injeção de água, e possui uma tendência única, linear ou não, para cada condição geométrica, a curva de início de arraste, apresenta um comportamento com 3 diferentes tendências que dependem desta taxa. A Figura 4.74 acrescenta aos resultados mostrados na Figura 4.73 os resultados obtidos por Kawaji et al. (1989) e Wongwises (1996) em experimentos em seções com inclinações de 90° e 75°, respectivamente, e diferentes comprimentos horizontal e inclinado. A Figura exemplifica a complexidade na definição de modelos para o processo de início de arraste do escoamento em contracorrente neste tipo de geometria.

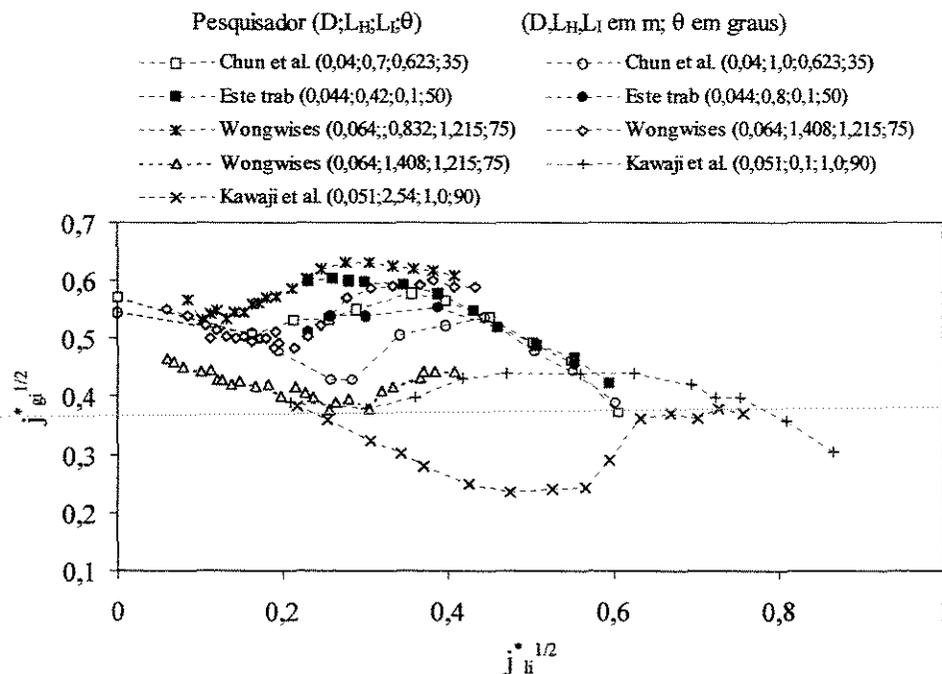


Figura 4.74 – Comparação entre resultados experimentais de diversos pesquisadores

Wongwises (1996) constatou ser o arraste total do líquido independente da taxa de água injetada, mas função do comprimento horizontal da seção. A Figura 4.75 mostra este comportamento para os resultados do pesquisador e para os obtidos neste trabalho. De fato, um comprimento maior diminui a velocidade de início de arraste total com os obtidos, mas fica claro que outros aspectos também devem afetar esta velocidade limite.

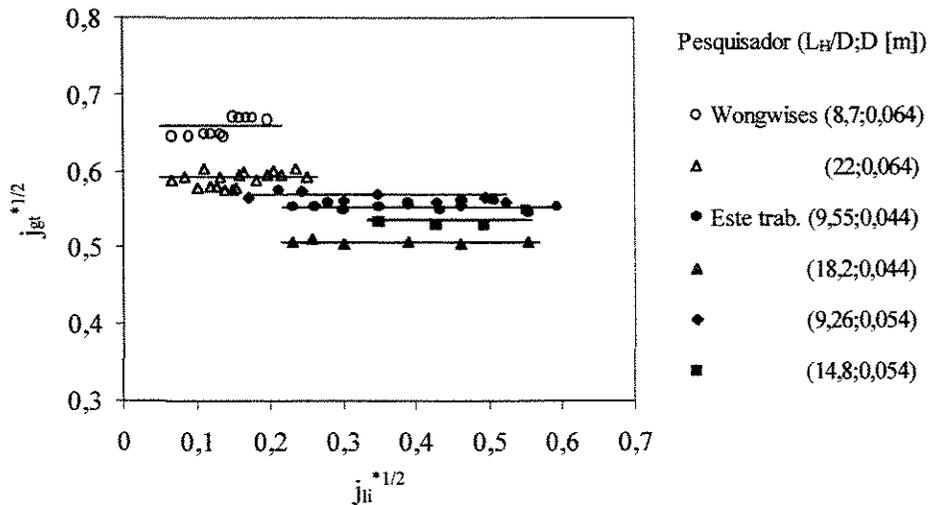


Figura 4.75 – Comparação entre os limites de arraste total obtidos por Wongwises (1996) e os deste trabalho

Os pesquisadores Wallis e Dobson (1973) e Choi e No (1995) mediram a fração de vazio ao longo de canais de escoamento ligeiramente inclinados em relação à horizontal. A medida da fração de vazio foi feita no momento do início do arraste, com a formação de da onda de arraste (*slug*) ou de um ressalto hidráulico. Medidas da fração de vazio em seções com parte inclinada e horizontal unidas por curva foram também efetuadas por Siddiqui et al. (1986), para $\theta = 90^\circ$, e Wongwises (1996), em seções com $\theta = 50^\circ$, 75° e 90° . Neste casos, o fração foi medida em uma posição fixa próxima à curva, local onde segundo os pesquisadores, se forma o ressalto hidráulico associado ao início do arraste. As correlações levantadas por estes pesquisadores apresentam a mesma forma também definida por Taitel e Dukler (1976) e Mishima e Ishii (1980) em análises teóricas de escoamentos bifásicos no mesmo sentido:

$$\text{Taitel e Dukler} \quad j_g^* = \alpha^{5/2} \quad (4.8)$$

$$\text{Mishima e Ishii} \quad j_g^* = 0,487\alpha^{3/2} \quad (4.9)$$

$$\text{Wallis e Dobson} \quad j_g^* = 0,5\alpha^{3/2} \quad (4.10)$$

$$\text{Choi e No} \quad j_g^* = 0,36\alpha^{1,5} \quad (4.11)$$

$$\text{Siddiqui et al.} \quad j_g^* = 0,2\alpha^{3/2} \quad (4.12)$$

$$\text{Wongwises} \quad j_g^* = 0,82\alpha^{2,75} \quad (4.13)$$

As diferenças entre estes modelos é devida aos diferentes procedimentos experimentais utilizados nas medições das frações de vazio, posicionamento dos medidores, geometrias dos canais de escoamento, assim como às incertezas associadas à medida devido à natureza oscilatória do escoamento. Em nosso estudo as medidas foram feitas durante todo o experimento, ou seja, na fase de injeção crescente de ar e, após o transiente de início de arraste, durante a fase de redução da vazão de ar, fase denominada aqui por inundação. Como mostrado nas seções anteriores, o perfil de água formado ao longo da parte horizontal da seção de testes na fase de inundação é moderadamente estável e pode estar associado aos aspectos geométricos da seção. Neste estudo a medição de α é utilizada para se determinar correlações para a fase de inundação do escoamento em contracorrente, que não devem ser, portanto, comparáveis às equações (4.8) a (4.13), obtidas no momento do início do processo de arraste ou pouco antes. A Tabela 4.2 mostra a correlação para cada uma das geometrias estudadas e as seções anteriores descreveram o comportamento de α em função destas características da seção de testes.

4.4 Um Modelo Empírico para a Curva de Inundação

Baseado nos efeitos dos diversos parâmetros dimensionais no comportamento da curva de inundação, apresentados nas seções anteriores, foi desenvolvido um modelo empírico para esta curva. Alguns requisitos foram, em função dos resultados experimentais, definidos para a elaboração do modelo:

1. Utilização dos parâmetros adimensionais de Wallis, $j_l^{*1/2}$ e $j_g^{*1/2}$;
2. Utilização de um modelo quadrático para a relação entre $j_l^{*1/2}$ e $j_g^{*1/2}$;
3. Utilização de parâmetros dimensionais relativos L_H/D , L_I/D e H/D ao invés dos absolutos L_H , L_I , D e H ;

Embora tenham sido levantadas algumas interações cruzadas entre alguns dos parâmetros estudados, procurou-se diminuir a complexidade da correlação eliminando-se as interações de pequeno efeito e mantendo-se apenas a interação $L_H/D \times \theta$

Desta forma a equação (4.6) pode ser modificada para receber os efeitos dos parâmetros geométricos da seção de testes:

$$j_g^{*1/2} = F_0 + F_1 j_l^{*1/2} + F_2 j_l^* \quad (4.14)$$

sendo F_0 , F_1 e F_2 funções dos parâmetros dimensionais dados por:

$$F_0 = A_0 \theta^{a_0} + B_0 \left(\frac{L_H}{D} \right)^{b_0} + C_0 \left(\frac{H + (D \cos \theta)/2}{D} \right)^{c_0} + D_0 \quad (4.15)$$

$$F_1 = A_1 \theta^{a_1} + B_1 \left(\frac{L_H}{D} \right)^{b_1} + C_1 \left(\frac{L_I}{D} \right)^{c_1} \quad (4.16)$$

$$F_2 = A_2 \theta^{a_2} + B_2 \left(\frac{L_H}{D} \right)^{b_2} + C_2 \left(\frac{L_H \theta}{D} \right)^{c_2} \quad (4.17)$$

com os valores das constantes mostrados na Tabela 4.3.

A Figura 4.76 compara os valores de $j_g^{*1/2}$ experimentais com os obtidos pela correlação, e a Figura 4.77 e 4.78 apresentam os resíduos percentuais calculados em relação ao valor médio de $j_g^{*1/2}$ e os absolutos. Dos 888 pontos do gráfico 4.77, cinco resíduos excedem a faixa de 10 %, o que corresponde a cerca de 0,56 % do total. A Figura 4.78 mostra os resíduos absolutos e a faixa de $\pm 2s$ equivalente a $\pm 0,028$ e correspondente a 95% dos pontos experimentais.

Tabela 4.3 – Constantes do modelo empírico

i	A_i	B_i	C_i	D_i	a_i	b_i	c_i
0	-0,04722	-1,56492E-4	-0,16539	0,78375	1	2	0,2
1	0,507	-0,26015	-0,00121	0	0,2	0,46	1,2
2	-1,03549	-0,5881	0,20163	0	1	0,3	0,7

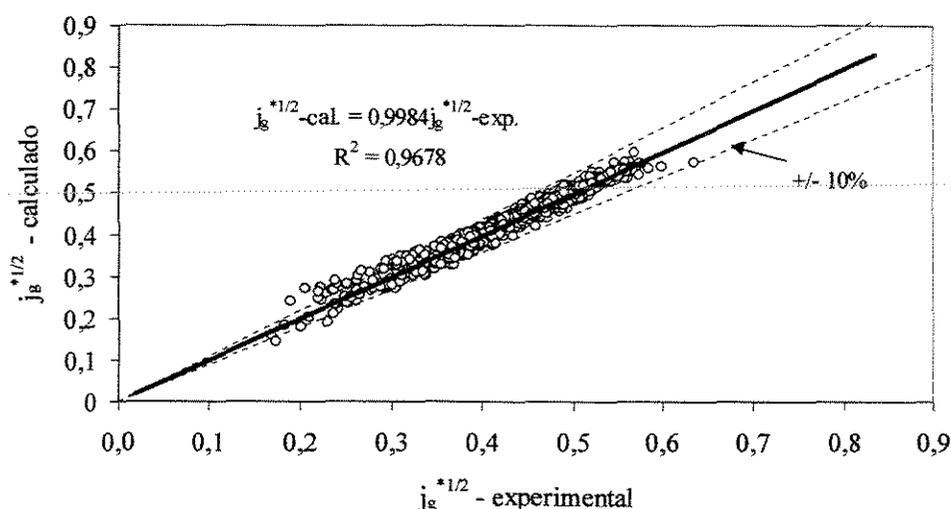


Figura 4.76 – Comparação entre resultados experimentais e modelo empírico

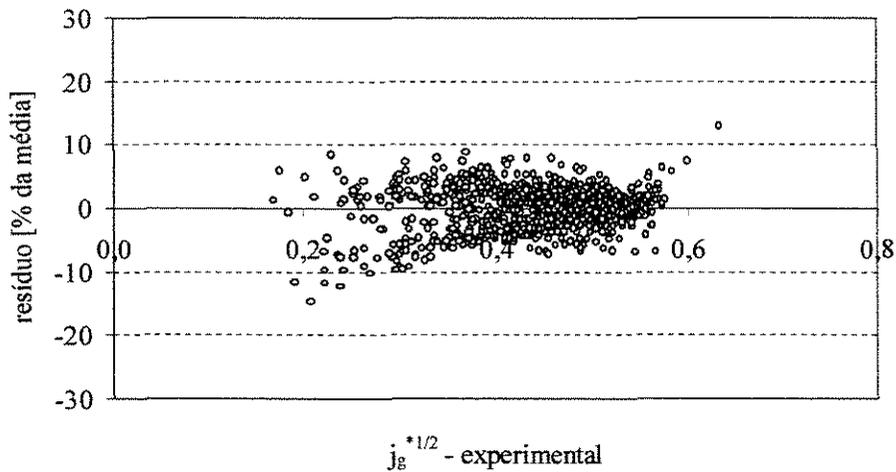


Figura 4.77 – Distribuição dos Resíduos

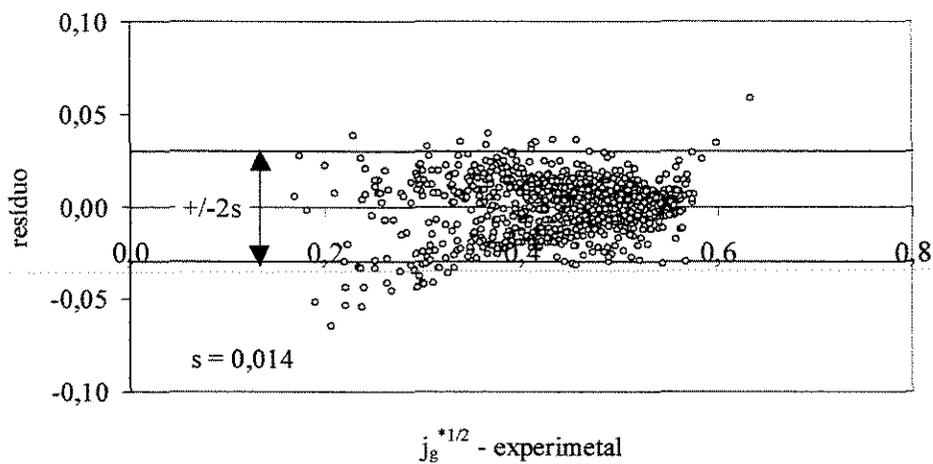


Figura 4.78 – Resíduos absolutos

Substituindo-se os valores da perna quente de um reator *PWR*, ou seja, $L_H = 7,2$ m; $L_I = 1,27$ m; $\theta = 50^\circ$ e $D = 0,75$ m, nas equações 4.15 a 4.17, obtém-se a correlação específica:

$$j_g^{*1/2} = 0,5922 - 0,2452 j_l^{*1/2} - 1,17 j_l^* \quad (4.18)$$

A Figura 4.79 compara a correlação obtida (com margem de erro de $\pm 0,028$) com outras correlações empíricas, para a geometria de um *PWR* em escala original. A correlação obtida por Richter et al. (1978) por se ajustar bem aos resultados experimentais do UPTF é utilizada como referência. A figura mostra que a correlação de Ohnuki, também obtida em seção de teste de pequena escala, superestima a precipitação de água para uma mesma injeção de gás. Os resultados de Krolewski, por outro lado, subestimam esta precipitação. Para $j_l^{*1/2} < 0,2$ nossa correlação se afasta um pouco da obtida por Richter et al., mas para $j_l^{*1/2} > 0,2$ boa concordância é constatada. O modelo teórico linearizado desenvolvido por Bertodano (1994) (eq. (2.92)) também apresenta uma boa concordância com nossa correlação dentro da faixa explorada neste estudo.

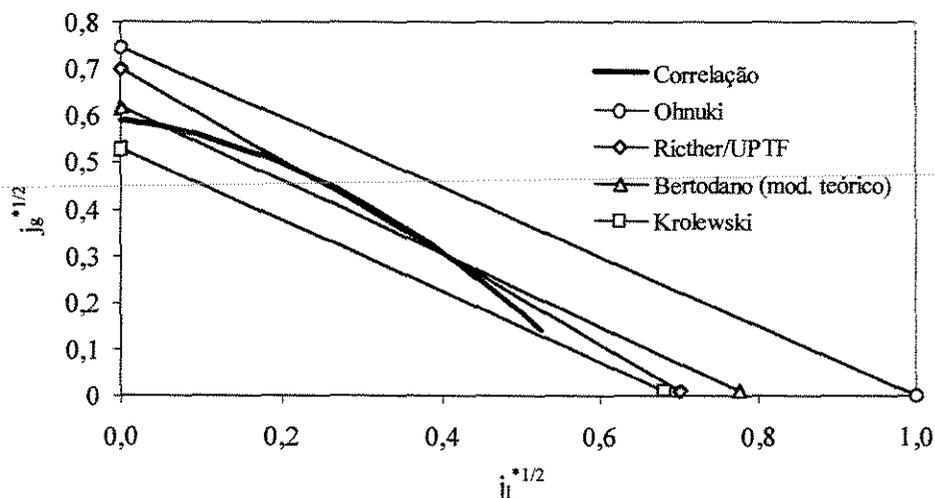


Figura 4.79 – Comparação entre a correlação deste estudo com as obtidas por outros pesquisadores

4.5 Um Modelo Teórico Simplificado para a Curva de Inundação

A modelagem teórica do escoamento em contracorrente na fase de inundação para a geometria em estudo é extremamente complexa devido ao fato de existirem na seção de testes dois tipos de configuração de escoamento: uma na parte inclinada caracterizada pela agitação intensa entre as fases e outra estratificada na parte horizontal com interface de perfil inclinado e ondulado. Ainda existe acima da extremidade superior uma piscina de água na qual bolsões de ar ascendem. Alguns pesquisadores como Ardron e Banerjee (1986), Ohnuki et al. (1988) e Bertodano (1994), utilizando a abordagem unidimensional de escoamento de dois fluidos, modelaram apenas a parte horizontal do canal de escoamento. Para solucionar as equações de balanço foi necessário acrescentar modelos empíricos que associassem as velocidades do ar com as respectivas frações de vazio nas extremidades do canal. Na extremidade próxima à curva modelos como os mostrados na seção 4.3 foram utilizados. Na outra extremidade Ardron assumiu que o líquido precipita criticamente enquanto que Ohnuki utilizou a "teoria do envelope" para determinar a relação entre a velocidade e a fração de vazio. Bertodano acrescenta ao sistema de equações a conservação do momento através do ressalto hidráulico para a obtenção do perfil da fração de vazio ao longo do tubo.

Neste trabalho a abordagem do escoamento de dois fluidos também será utilizada, associada às correlações para as frações de vazio obtidas nas extremidades da parte horizontal da seção de testes.

4.5.1 Descrição do modelo

Partindo-se da metodologia definida por Hancox et al. (1980) para escoamentos bifásicos unidimensionais e assumindo as condições ao escoamento:

1. Ser incompressível;
2. Em regime estacionário;
3. Sem transferência de massa entre as fases;
4. Interface entre as fases com perfil linear;

5. Velocidade da interface igual à velocidade da fase líquida.

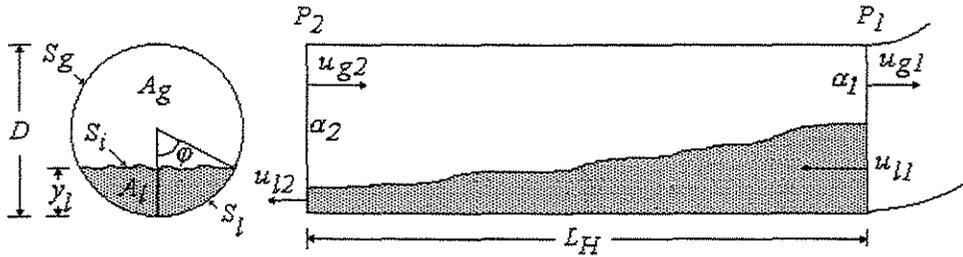


Figura 4.80 – Modelo de escoamento em contracorrente estratificado

O balanço da quantidade de movimento para cada uma das fases em um canal entre as faces 1 e 2, mostradas na Figura 4.80, pode ser dado pela expressão:

$$P_{k2} - P_{k1} + \frac{\rho_k u_{k2}^2}{2} - \frac{\rho_k u_{k1}^2}{2} + \rho_k g [(y_{i2} - \bar{y}_{k2}) - (y_{i1} - \bar{y}_{k1})] = \tau_{kp} L_H + \tau_{ki} L_H \quad (4.19)$$

onde P_{kj} , u_{kj} , ρ_k , \bar{y}_{kj} , y_{ij} , τ_{kp} e τ_{ki} são, respectivamente, pressão e velocidade médias, densidade, elevação média do centróide de A_k , elevação da interface líquido/gás, tensão na superfície do tubo e tensão na interface, da fase k (l =líquido; g = gás) na face j (1 ou 2).

Conservando-se a massa nas faces 1 e 2, tem-se:

$$u_{l1} = \left(\frac{A_{l2}}{A_{l1}} \right) u_{l2} \quad e \quad u_{g1} = \left(\frac{A_{g2}}{A_{g1}} \right) u_{g2} \quad (4.20)$$

Desprezando-se o termo referente à variação da pressão devida à força hidrostática na seção transversal da fase gasosa e ajustando-se os sentidos do escoamento de cada fase, obtém-se:

$$P_{l1} - P_{l2} = \frac{\rho_l u_{l1}^2}{2} \left[\left(\frac{A_{l1}}{A_{l2}} \right)^2 - 1 \right] + \rho_l g [(y_{i2} - \bar{y}_{l2}) - (y_{i1} - \bar{y}_{l1})] + \tau_{lp} L_H + \tau_{li} L_H \quad (4.21)$$

$$P_{g2} - P_{g1} = \frac{\rho_g u_{g1}^2}{2} \left[1 - \left(\frac{A_{g1}}{A_{g2}} \right)^2 \right] + \tau_{gp} L_H + \tau_{gi} L_H \quad (4.22)$$

sendo, por definição: $\alpha_j = A_{gj}/A$ e $(1 - \alpha_j) = A_{lj}/A$, pode-se obter:

$$\left(\frac{A_{l1}}{A_{l2}} \right)^2 - 1 = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)(2 - (\alpha_2 + \alpha_1))}{(1 - \alpha_2)^2} \quad (4.23)$$

$$\text{e } 1 - \left(\frac{A_{g1}}{A_{g2}} \right)^2 = \frac{(\alpha_2^2 - \alpha_1^2)}{\alpha_2^2} \quad (4.24)$$

Utilizando-se ainda a definição:

$$\bar{y}_k = \frac{1}{A_k} \int_{A_k} y dA = \frac{1}{A_k} \int_0^{y_k} y S_i dy \quad (4.25)$$

e as expressões obtidas da Figura 4.78:

$$y = D/2(1 - \cos\varphi) \quad (4.26)$$

$$\text{e } S_i = D \text{sen}\varphi \quad (4.27)$$

pode-se obter para a fase líquida:

$$y_i - \bar{y}_l = D \left(\frac{\text{sen}^3\varphi}{3\pi(1-\alpha)} - \frac{\cos\varphi}{2} \right) \quad (4.28)$$

ou, para a diferença nas faces 1 e 2:

$$(y_{i2} - \bar{y}_{l2}) - (y_{i1} - \bar{y}_{l1}) = D \left[\left(\frac{\text{sen}^3\varphi_2}{3\pi(1-\alpha_2)} - \frac{\cos\varphi_2}{2} \right) - \left(\frac{\text{sen}^3\varphi_1}{3\pi(1-\alpha_1)} - \frac{\cos\varphi_1}{2} \right) \right] \quad (4.29)$$

onde:

$$\alpha_1 = 1 - (2\varphi_1 - \text{sen}2\varphi_1)/2\pi \quad (4.30)$$

$$\alpha_2 = 1 - (2\varphi_2 - \text{sen}2\varphi_2)/2\pi \quad (4.31)$$

Utilizando-se as expressões:

$$\bar{S}_l = D\bar{\varphi} \quad (4.32)$$

$$\bar{S}_g = D(\pi - \bar{\varphi}) \quad (4.33)$$

$$\bar{S}_i = D\text{sen}\bar{\varphi} \quad (4.34)$$

$$\bar{A}_l = (A_{l1} + A_{l2})/2 = \frac{\pi D^2}{8} [2 - (\alpha_1 + \alpha_2)] \quad (4.35)$$

$$\bar{A}_g = (A_{g1} + A_{g2})/2 = \frac{\pi D^2}{8} (\alpha_1 + \alpha_2) \quad (4.36)$$

$$\text{com: } \bar{\varphi} = (\varphi_1 + \varphi_2)/2 \quad (4.37)$$

as tensões podem ser expressas por:

$$\tau_{gp} = \frac{1}{2} f_{gp} \rho_g \bar{u}_g^2 \frac{\bar{S}_g}{A_g} = \frac{1}{2} f_{gp} \rho_g \bar{u}_g^2 \left[\frac{8}{\pi D} \frac{(\pi - \bar{\varphi})}{(\alpha_2 + \alpha_1)} \right] \quad (4.38)$$

$$\tau_{lp} = \frac{1}{2} f_{lp} \rho_l \bar{u}_l^2 \frac{\bar{S}_l}{A_l} = \frac{1}{2} f_{lp} \rho_l \bar{u}_l^2 \left[\frac{8}{\pi D} \frac{\bar{\varphi}}{(2 - (\alpha_1 + \alpha_2))} \right] \quad (4.39)$$

$$\tau_{gi} = \frac{1}{2} f_i \rho_g \bar{u}_g^2 \frac{\bar{S}_i}{A_g} = \frac{1}{2} f_i \rho_g \bar{u}_g^2 \left[\frac{8}{\pi D} \frac{\text{sen}\bar{\varphi}}{(\alpha_1 + \alpha_2)} \right] \quad (4.40)$$

$$\tau_{li} = \frac{1}{2} f_i \rho_l \bar{u}_l^2 \frac{\bar{S}_i}{A_l} = \frac{1}{2} f_i \rho_l \bar{u}_l^2 \left[\frac{8}{\pi D} \frac{\text{sen}\bar{\varphi}}{(2 - (\alpha_1 + \alpha_2))} \right] \quad (4.41)$$

onde f_{kp} e f_i , são os coeficientes de atrito da fase k com a parede do tubo e na interface, respectivamente, e:

$$\bar{u}_l = (u_{l1} + u_{l2})/2 \quad (4.42)$$

$$\bar{u}_g = (u_{g1} + u_{g2})/2 \quad (4.43)$$

As velocidades podem expressas em função dos adimensionais de Wallis:

$$u_{g1} = j_g^* \frac{(gD \rho_{lg} / \rho_g)^{1/2}}{\alpha_1} \quad (4.44)$$

$$u_{g2} = j_g^* \frac{(gD \rho_{lg} / \rho_g)^{1/2}}{\alpha_2} \quad (4.45)$$

$$\bar{u}_g = j_g^* \frac{(gD \rho_{lg} / \rho_g)^{1/2}}{\bar{\alpha}} = 2j_g^* \frac{(gD \rho_{lg} / \rho_g)^{1/2}}{(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (4.46)$$

$$\bar{u}_l = j_l^* \frac{(gD \rho_{lg} / \rho_l)^{1/2}}{(1 - \bar{\alpha})} = 2j_l^* \frac{(gD \rho_{lg} / \rho_l)^{1/2}}{(2 - (\alpha_1 + \alpha_2))} \quad (4.47)$$

onde $\rho_{lg} = \rho_l - \rho_g$.

Finalmente, substituindo-se as expressões obtidas nas equações (4.21) e (4.22) e efetuando-se a igualdade das diferenças pressão das fases :

$$P_{l1} - P_{l2} = P_{g1} - P_{g2} \quad (4.48)$$

obté-m-se:

$$F_g j_g^{*2} + F_l j_l^{*2} + F = 0 \quad (4.49)$$

onde:

$$F_g = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{(\alpha_1 \alpha_2)^2} \left\{ \frac{2L_H}{\pi D} \left[\frac{2f_i \text{sen} \bar{\varphi}}{(2 - (\alpha_1 + \alpha_2))} + f_{gp} (\pi - \bar{\varphi}) \right] + (\alpha_1 - \alpha_2) \right\} \quad (4.50)$$

$$F_l = \frac{2 - (\alpha_1 + \alpha_2)}{(1 - \alpha_1)^2 (1 - \alpha_2)^2} \left[\frac{2L_H}{\pi D} 2f_{lp} \bar{\varphi} + (\alpha_1 - \alpha_2) \right] \quad (4.51)$$

$$F = -\frac{\rho_l}{\rho_{lg}} \left\{ \left[\frac{2 \text{sen}^3 \varphi_1}{3\pi(1 - \alpha_1)} - \cos \varphi_1 \right] - \left[\frac{2 \text{sen}^3 \varphi_2}{3\pi(1 - \alpha_2)} - \cos \varphi_2 \right] \right\} \quad (4.52)$$

A solução da equação (4.49) depende da definição dos parâmetros f_{gp} , f_{lp} , f_i , α_1 e α_2 , para a obtenção de j_l^* para um dado j_g^* .

Neste estudo adotaremos os valores de α_1 e α_2 obtidos das expressões da forma dada pela equação (4.7), obtidas por regressão através dos pontos experimentais de α_1 e α_3 , com os coeficientes contidos na Tabela 4.2.

Os coeficientes de atrito com a parede são os definidos pelas conhecidas expressões:

$$f_{kp} = C Re_k^n \quad (4.53)$$

onde, para escoamento laminar: $C = 1/16; n = -1$

e para turbulento: $C = 0,079; n = -0,25$ (Blasius)

sendo o números de Reynolds das fases definidos por Agrawal et al. (1973):

$$Re_k = \frac{\bar{u}_k \bar{D}_k}{\nu_k} \quad (4.54)$$

onde :

$$\bar{D}_g = \frac{4\bar{A}_g}{(\bar{S}_g + \bar{S}_i)} \quad e \quad \bar{D}_l = \frac{4\bar{A}_l}{\bar{S}_l} \quad (4.55)$$

O coeficiente de atrito na interface tem sido considerado igual ao do gás com a parede por alguns pesquisadores (Taitel e Dukler, 1976). Ohnuki et al. (1988) utilizaram os modelos de Kim et al. (1985) ou Linehan (1968), dados pela mesma expressão:

$$f_i = a Re_l + b \quad (4.56)$$

com coeficientes:

Kim et al.: $a = 0,14 \times 10^{-5}; b = 0,021$

Linehan: $a = 0,23 \times 10^{-5}; b = 0,0131$

Ohnuki utilizou ainda um coeficiente de atrito na interface 1,84 maior que o do gás com a parede para "ajustar" seu modelo aos resultados de experimentos em grande escala. Newton e Behnia (2000), entretanto, em estudos teóricos sobre o escoamento turbulento estratificado concluíram ser o coeficiente de atrito do gás com a parede significativamente superior ao da interface.

4.5.2 Comparação entre os resultados do modelo e os experimentais

A Figura 4.81 mostra a sensibilidade do modelo ao coeficiente de atrito na interface utilizado. Os coeficientes propostos por Taitel e Dukler ($f_i = f_{gp}$) e Newton e Behnia ($f_i = f_{gp} - 0,002$) tornam o modelo mais próximo dos resultados experimentais.

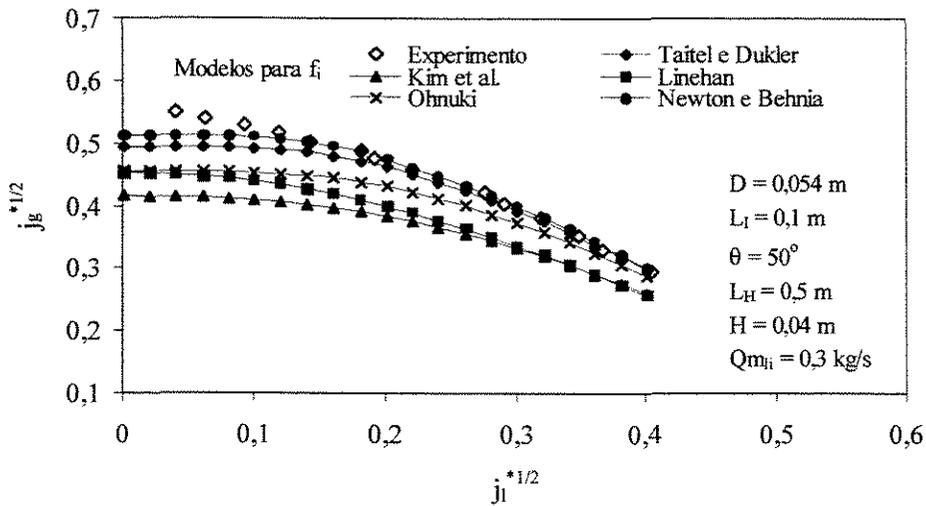


Figura 4.81 - Comparação entre os resultados experimentais e o modelo com diferentes coeficientes de atrito na interface líquido/gás

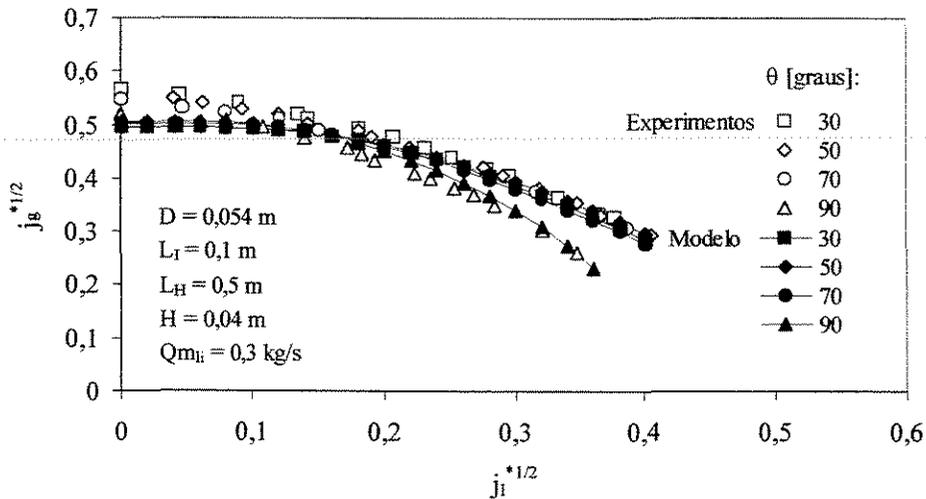


Figura 4.82 - Comparação entre os resultados experimentais e os cálculos com o modelo proposto para diferentes inclinações

As Figuras 4.82 a 4.87 comparam resultados experimentais com os previstos pelo modelo teórico, para diferentes configurações geométricas da seção de testes. Nestas comparações foi utilizado o modelo de Taitel e Dukler, $f_i = f_{gp}$, para o coeficiente de atrito na interface.

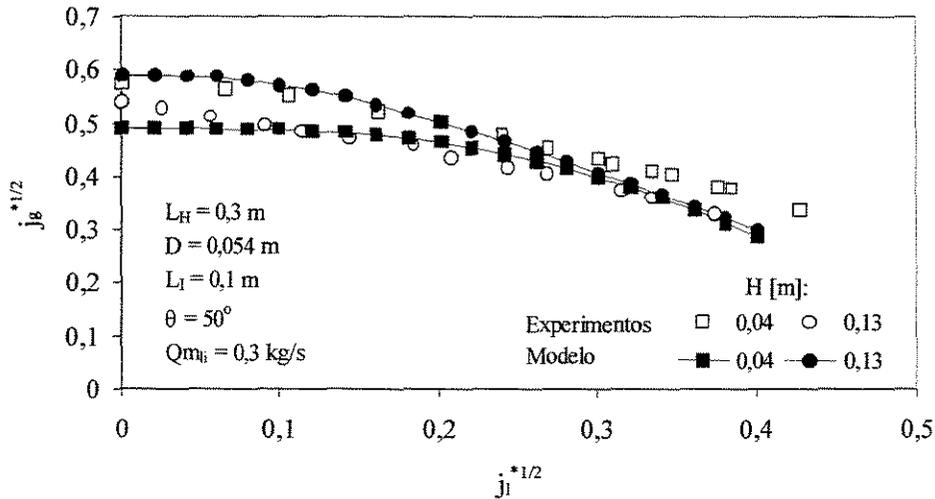


Figura 4.83 - Comparação entre os resultados experimentais e os cálculos com o modelo proposto para diferentes alturas de água na câmara superior

No diagrama da Figura 4.82, o modelo subestima o valor de $j_g^{*1/2}$, para $j_l^{*1/2}$ abaixo de 0,2, para inclinações menores que 90° . A concordância entre os experimentos e a teoria pode ser considerada boa para $j_l^{*1/2}$ maiores que 0,2. Pode-se então inferir que, para este caso, os valores de fração de vazio medidos carregam o efeito da inclinação na seção de testes.

Nas Figuras 4.83 e 4.84 o modelo apresenta uma inversão no comportamento do fenômeno em função de H e L_l , respectivamente, em relação ao comportamento obtido experimentalmente.

Os diagramas das Figuras 4.85 e 4.86 mostram que, embora não exista relativa concordância entre os experimentos e os cálculos com o modelo, as tendências impostas pelos parâmetros L_H e D , explicitamente embutidos no modelo, foram também observadas experimentalmente. Na comparação mostrada no diagrama da Figura 4.87, para L_H/D muito próximos, o modelo subestima os valores de $j_g^{*1/2}$, para $j_l^{*1/2}$ abaixo de 0,2, em relação aos experimentais. Uma vez que as relações L_H/D são quase iguais, a diferença entre as curvas

determinadas pelo modelo é devida às diferenças nas frações de vazio obtidas experimentalmente.

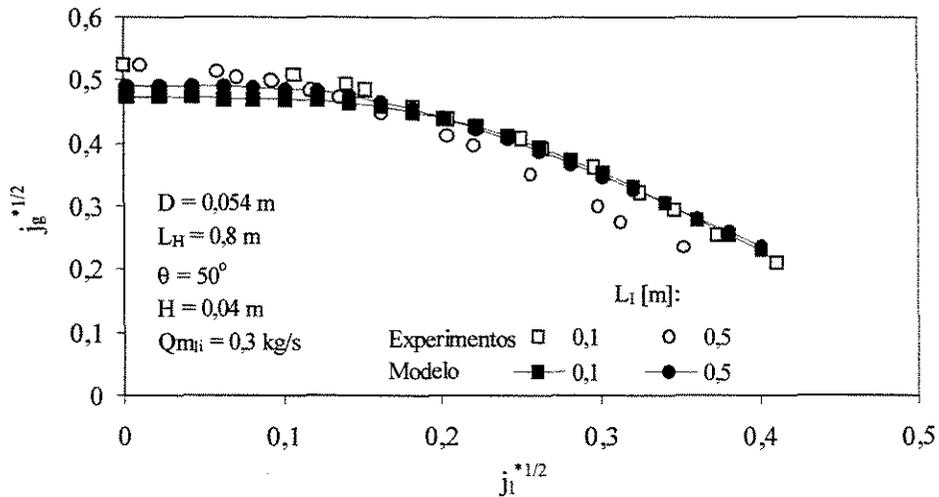


Figura 4.84 - Comparação entre os resultados experimentais e os cálculos com o modelo proposto para diferentes comprimentos inclinados

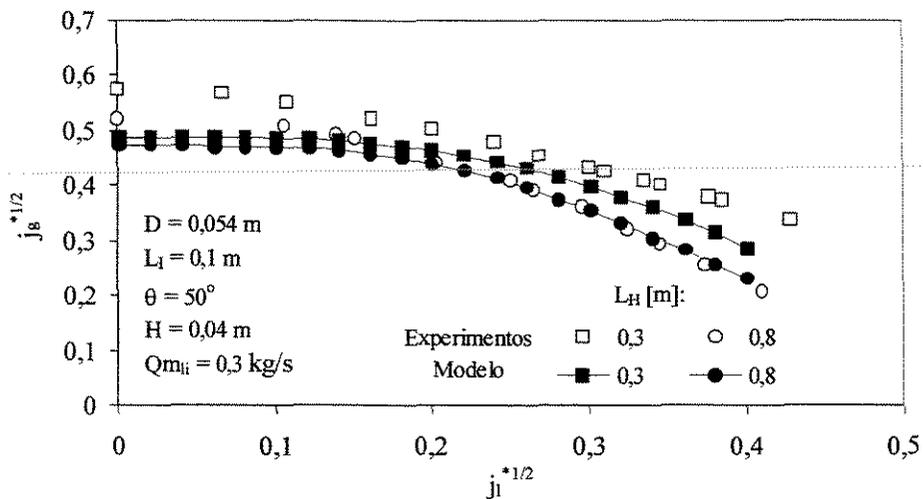


Figura 4.85 - Comparação entre os resultados experimentais e os cálculos com o modelo proposto para diferentes comprimentos horizontais

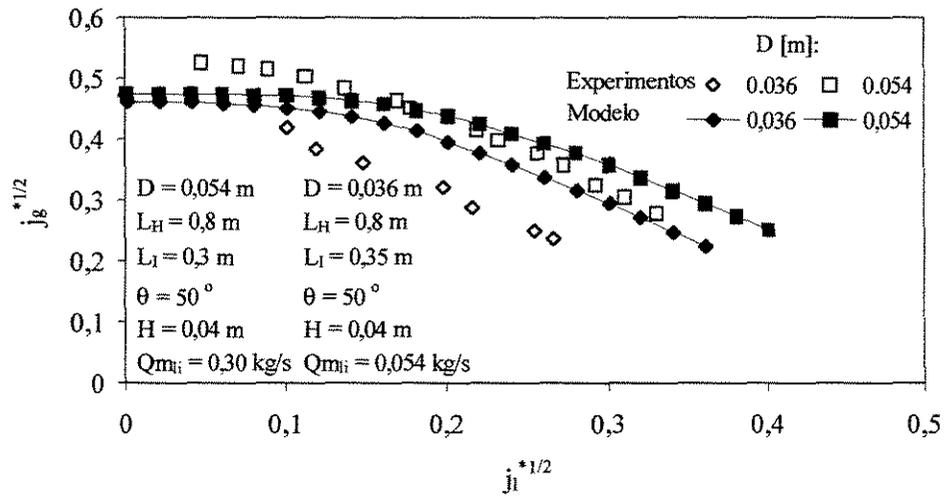


Figura 4.86 - Comparação entre os resultados experimentais e os cálculos com o modelo proposto para diferentes diâmetros

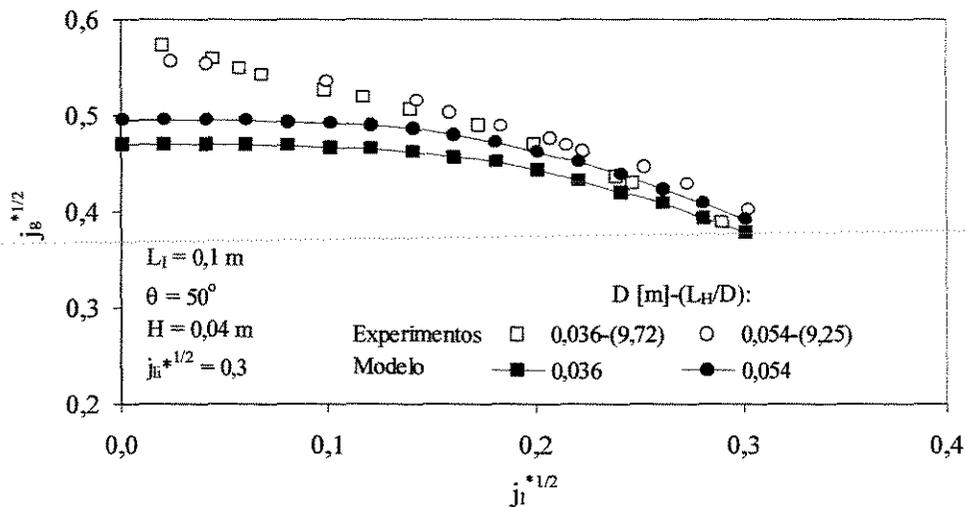


Figura 4.87 - Comparação entre os resultados experimentais e os cálculos com o modelo proposto para a mesma relação L_H/D

CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Neste estudo procurou-se avaliar experimentalmente as limitações que ocorrem no escoamento bifásico (água e ar) em contracorrente em geometria constituída de tubos horizontal e inclinado unidos por curva. A geometria estudada simula a tubulação que une o vaso do reator ao gerador de vapor dos reatores nucleares do tipo *PWR* (*Pressurized Water Reactor*) onde o escoamento bifásico com água e vapor em contracorrente ocorre e exerce papel relevante no transcurso de um hipotético acidente de perda de refrigerante.

Um dos objetivos deste estudo foi o de levantar as influências do diâmetro (D), dos comprimentos dos dutos horizontal (L_H) e inclinado (L_I) e da inclinação do duto inclinado (θ) da seção de testes, no comportamento da inundação, fase do escoamento na qual o ar controla vazão de água no sentido oposto. O efeito da altura hidrostática (H) imposta na extremidade superior da seção, local da injeção da água, foi também avaliado. Os experimentos foram realizados com incursão ascendente na taxa de injeção de ar, para determinadas taxas de injeção de água no sentido oposto, até a obtenção do arraste total da água e, em seguida, com redução da taxa de ar até a precipitação total da água. Foram levantadas as velocidades de início de arraste da água pelo ar, as velocidades de início de arraste total da água e as velocidades relativas na fase de inundação, caracterizada por precipitação controlada de água. Através da análise da atenuação de radiação gama no meio bifásico, foi levantado o perfil de fração de vazio ao longo do comprimento horizontal da seção de testes.

Dos resultados experimentais, naquilo que agregam novos conhecimentos neste campo de trabalho, pode-se resumir:

- Constatou-se uma histerese no comportamento do escoamento definida por diferença entre os processos de limitação obtidos com vazão ascendente de ar e com vazão descendente após arraste total. Na incursão ascendente de ar a precipitação foi total até o início do arraste e parcial, seguindo uma curva característica, até o arraste total. Na redução da vazão de ar a mesma tendência de precipitação foi seguida, inclusive para valores de vazão de ar abaixo da obtida para o início do arraste.

- Após início do arraste, na fase denominada inundação, a interface água/ar apresentou um perfil quase estável na parte horizontal da seção de testes, com altura maior próximo à curva e decrescente a medida que se afasta dela. O escoamento na parte inclinada passa a ser agitado.

- O início do processo de arraste apresentou três tendências diferentes em função da taxa de água injetada:

- Baixas taxas de injeção de água levaram a uma redução da velocidade de início de arraste com o aumento da taxa de injeção de água. Esta tendência caracterizou-se pela presença de um ressalto hidráulico no tubo horizontal da seção;
- Taxas intermediárias de injeção de água aumentaram a velocidade de início de arraste com o aumento da taxa de injeção de água. Nesta região, o início do arraste ocorreu na extremidade inferior da seção de testes, local por onde o ar penetrava;
- Taxas mais elevadas levaram novamente a tendência de redução da velocidade de início de arraste com o aumento da taxa. Para estas taxas o arraste na extremidade inferior foi sempre precedido de arraste na extremidade superior, devido ao aumento da restrição local ao escoamento do ar.

- As tendências na curva de início de arraste assim como as transições entre elas apresentaram-se mais ou menos acentuadas em função de dimensões geométricas da seção de testes.

- O início do arraste total da água foi praticamente independente da taxa de água injetada. Este ponto, para algumas condições, só foi obtido na etapa de redução da vazão de ar após arraste total (reversão do escoamento).

- A taxa de água injetada não exerceu influência na curva de inundação, após início do arraste até arraste total, e durante todo o processo de redução da vazão de ar.

- Os pontos experimentais na inundação apresentaram um comportamento não linear na forma do diagrama de Wallis (Wallis, 1961), tendo sido melhor representados por uma equação do segundo grau.

- A influência da taxa de água injetada no início do processo de arraste é também dependente das características geométricas do canal de escoamento (L_H , L_I , H , D , θ) o que torna sua modelagem muito complexa.
- As influências das características geométricas do canal de escoamento no comportamento da curva de inundação são:
 - Influência de L_H - O aumento do comprimento horizontal da seção de testes, reduz a velocidade limite de arraste total e, para uma determinada velocidade de ar, leva a diminuição da água precipitada;
 - Influência de L_I - O aumento do comprimento inclinado da seção de testes, praticamente não afeta a velocidade limite de arraste total e, para uma determinada velocidade de ar, também leva a uma pequena diminuição da água precipitada;
 - Influência de H - O aumento de altura hidrostática superiores a 0,04 m na extremidade de entrada de água na seção de testes, reduz a velocidade limite de arraste total e, para uma determinada velocidade de ar, também leva a diminuição da água precipitada. Alturas hidrostáticas menores pouco influem nestas velocidades;
 - Influência de θ - Inclinações da seção de testes iguais o menores ou iguais a 70° , pouco afetam a velocidade limite de arraste total assim como a quantidade de água precipitada. Na inclinação de 90° a redução de água precipitada para uma mesma injeção de ar foi sensível. Neste caso a velocidade limite de arraste total também foi reduzida;
 - Influência de D - O aumento do diâmetro da seção de testes, aumenta a velocidade limite de arraste total e, para uma determinada velocidade de ar, aumenta também a quantidade de água precipitada.
- Os mecanismos que governam o início do processo de arraste descritos por Wongwises (1996), Kawaji et al. (1989) e Chun et al. (1999), baseados na existência de um ressalto hidráulico na parte horizontal da seção de testes não pode ser confirmado uma vez que este ressalto não foi observado na grande maioria dos testes realizados, que cobriu relações L_H/D menores que os destes pesquisadores, embora mais próximas das que existem nos reatores. Pode-

se inferir que com o aumento de L_H a água perde velocidade e as condições para a formação de um ressalto passam a existir.

No lado analítico devem ser ressaltadas as contribuições deste estudo:

- Foi obtida uma correlação geral para o comportamento da curva de inundação, utilizando os fluxos adimensionais de Wallis na forma quadrática, com funções dos parâmetros dimensionais da seção como coeficientes:

$$j_g^{*1/2} = F_0(\theta, L_H/D, H/D) + F_1(\theta, L_H/D, L_I/D)j_l^{*1/2} + F_2(\theta, L_H/D, L_H\theta/D)j_l^*$$

- Para o caso particular da perna quente de um reator PWR esta correlação pode ser reduzida a:

$$j_g^{*1/2} = 0,5922 - 0,2452j_l^{*1/2} - 1,17j_l^*$$

Esta correlação, embora obtida em seção de teste de pequena escala em relação à das tubulações dos reatores (de ~1:14 a ~1:20), ajustou-se melhor aos resultados experimentais obtidos no dispositivo experimental *UPTF* (Weiss et al., 1992), reprodução em escala 1:1 de um reator *PWR*, que a correlação de Ohnuki (1986), obtida também em experimentos de pequena escala. A relação L_H/D , utilizada na correlação pode então ser considerada parâmetro adequado para a simulação do fenômeno

- As influências das dimensões geométricas da seção de testes no comportamento do escoamento na fase de inundação foram também avaliadas através de um modelo teórico simplificado. Este modelo, baseado na conservação da quantidade de movimento nas fases na parte horizontal da seção, determinou os adimensionais de Wallis utilizando as frações de vazio obtidas experimentalmente para cada uma das dimensões estudadas. Algumas das tendências obtidas nos experimentos também foram constatadas com o modelo:

- Comportamento relativo não linear entre os adimensionais de Wallis;
- Pouca sensibilidade da taxa de arraste para inclinações (θ) do tubo menores ou iguais a 70° e sensível aumento do arraste para $\theta = 90^\circ$;
- Aumento do arraste com o aumento do comprimento horizontal da seção;
- Aumento do arraste com a diminuição do diâmetro da seção;
- Pouca influência do comprimento inclinado da seção na taxa de arraste.

Com o modelo, entretanto, não se confirmou a influência da altura hidrostática na extremidade superior da seção no comportamento da inundação. Neste caso a tendência obtida nos cálculos foi de aumento da precipitação com a altura hidrostática.

Este estudo vem esclarecer algumas das dúvidas sobre o fenômeno da limitação do escoamento em contracorrente encontradas na literatura, fato que lhe confere originalidade. Disponibilizar resultados obtidos com metodologia experimental adequada também se constitui em importante contribuição para análises adicionais do fenômeno.

Alguns estudos complementares são sugeridos:

- O sistema experimental montado foi projetado para o levantamento da curva de inundação que, como foi constatado, independe da taxa de água injetada. Foi constatada, entretanto, a influência da taxa de água injetada no início do processo de arraste. Sugere-se, então, um melhor modelamento do início do arraste. Em nosso estudo, o ressalto hidráulico só foi obtido nos experimentos em seção com inclinação de 90° e baixas vazões de água. Para se obter o ressalto nas outras dimensões geométricas da seção de testes devem ser injetadas menores vazões de água e isto só seria possível com modificações na linha de medição e controle da vazão de água.
- Sugere-se avaliar os processos de transferência de massa e energia através da realização de experimentos com água e vapor. Com os experimentos em condições saturadas seria verificada a adequação da correlação empírica elaborada neste estudo. Os fatores de condensação em função das características geométricas da seção de testes poderiam ser levantados em experimentos com injeção de água na condição sub-resfriada.

REFERÊNCIAS

- Agrawal, S. S., Gregory, G. A., Govier, G. W., An Analysis of Horizontal Stratified Two-Phase Flow in Pipes, *Can. Journal of Chemical Engineering*, v. 51, p. 280-286, 1973.
- Anderson, J. L., Fogdall, S. P., Experimental Data Report for Air-Water Flooding tests of Flecht- Seaset Program Set Facility Vessel Upper Plenum, NUREG/CR-2636, may 1982.
- Ardron, K. H., Banerjee, S., Flooding in a Elbow Between a Vertical and Horizontal or Near-horizontal Pipe-Part II: Theory, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 12, n° 4, pp. 543-558, 1986.
- Bankoff, S. G., Lee, S. C., A Brief Review of Countercurrent Flooding Models Applicable to PWR Geometries, *Nuclear Safety*, v. 26, n° 2, April, 1985.
- Bankoff, S. G., Tankin, R. S., Yuen, M. C. Hsieh, C. L., Counter Current Flow of Air/Water an Steam/ Water through a Horizontal Perforated Plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 24(8), p. 1381-1395, 1981.
- Bankoff, S. G., Lee, S. C., A Critical Review of the Flooding Literature, NRC Nureg/CR-3060, Northwestern University, Department of Chemical Engineering, 1983.
- Beckner, W. D., Reyes, I. N., Anderson, R., Analysis of ECC Bypass Data, NUREG 0573, 1979.
- Bertodano, M. L., Countercurrent Gas-Liquid Flow in a Pressurized Water Reactor Hot Leg, *Nuclear Science and Engineering*, 117, p. 126-133, 1994.
- Bharathan, D., Wallis, G. B., Richter, H. J., Air Water Countercurrent Annular Flow, EPRI-NP-1165, 1969.
- Block, J. A., Crowley, C. J., Effect of Steam Upflow and Superheated Walls on ECC Delivery in a Simulated Multiloop PWR Geometry, Creare TN-210, 1975.
- Carbiener, W. A., Steam-Water Mixing and System Hydrodynamics Program, Quarterly Progress Report, BMI-NUREG 1979, 1977.
- Centinbudaklar, A. G., Jamenson, G. J., The Mechanism of Flooding in Vertical Counter-Current Two- Phase Flow, *Chemistry Engineering Science*, v. 24, p. 1669, 1969.
- Choi, K. Y., No, H. C., Experimental Studies of Flooding in Nearly Horizontal Pipes, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 21, no 3, p. 419-436, 1995.
- Chun, M. H., No, H. C., Kang, S. K., Chu, I. C., Countercurrent Flow Limitation in a Horizontal Pipe Connected to an Inclined Riser, *Transactions- ANS*, v.81, p. 340-341, 1999.

Chung, K. S., Flooding Phenomena in Counter-Current Two-Phase Flow Systems, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley, 1978.

Crowley, C. J., Block, J. A., Cary, C. N., Downcomer Effects in a 1/15 Scale PWR Geometry - Experimental Data Report, NUREG-0281, May 1977.

Crowley, C. J., Block, J. A., Rothe, P. H., An Evaluation of ECC Penetration data Using Two Scaling Parameters, Creare TN-233, September 1976.

Cudnik, R. A., Base Plenum Filling Behavior in a 2/15 Scale Model of a Four Loop Pressurized Water Reactor, NUREG/CR-0069, April 1978.

Cudnik, R. A., Steam-Water Mixing and System Hydrodynamics Program, Quarterly Progress Report, BMI-NUREG 1964, 1976.

Cudnik, R. A., Flanigan, L. F., Wooton, R. O., Denning, R. S., Penetration Behavior in a 1/15 Scale of a Four Loop Pressurized Water Reactor, BMI-NUREG-1973, June 1977.

DIN 1952, Durchflussmessung mit Blenden, Düsen und Venturirohren in voll Durchströmten Rohren mit Kreisquerschnitt, Deutsches Institut für Normung – DIN, 1982.

Dukler, A. E., Smith, L., Two-Phase Interactions in Counter-Current Flow Studies of the Mechanism, NUREG-0214, 1977.

English, K. G., Jones, W. T., Spillers, R. C., Orr, V. Flooding in a Vertical Updraft Partial Condenser, Chemistry Engineering Progress, v. 24, p. 51, 1963.

Feind, K. Falling Liquid Films with Countercurrent Air Flow in Vertical Tubes, VDI-Forschungshelft 481, v. 26, p. 5, 1960.

Flanigan, L. F., Cudnik, R. A., Denning, R. S., Experimental Studies of ECC Delivery in a 1/15 Scale Transparent Vessel Model, Battelle Columbus Laboratories, BMI-1941, November 1975.

Geffraye, G., Bazin, P., Pichon, P., Bengaouer, A., CCFL in Hot Legs and Steam Generators and its Prediction with the CATHARE Code, 7^o NURETH, Saratoga Springs, NY, 1995.

Ghiaasiaann, S. M., Taylor, K. E., Kamboj, B. K., Abdel-Khalik, S. I., Countercurrent Two-Phase Flow Regimes and Void Fraction in Vertical and Inclined Channels, Nuclear Science and Engineering, v. 119, p. 182-194, 1995.

Ghiaasiaann, S. M., Turk, R. E., Abdel-Khalik, S. I., Countercurrent Flow Limitation in Vertical and Inclined Channels with Bends, Nuclear Engineering and Design, v. 152, p. 379-388, 1994.

Ghiaasiaann, S. M., WU, X., Sadowski, D. L., Abdel-Khalik, S. I., Hydrodynamic Characteristics of Counter-Current Two-Phase Flow in Vertical and Inclined Channels:

- Effects of Liquid Properties, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 23, n. 6, pp. 1063-1083, 1997.
- Graham, G. H., Two-Phase Flow in a Model Pressurized Water Reactor Equipped with Vent Valves, Dartmouth College, Hanover, NRC-0193-1, September 1975.
- Grolmes, M. A., Lambert, G. A., Fauske, H. K., Flooding in Vertical Tubes, *AIChE Symposium on Multiphase Flow Systems*, n. 38, 1974.
- Hancox, W. T., Ferch, R. L., Liu, W. S., One-Dimensional Models for Transient Gas-Liquid Flows in Ducts, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 6, p. 25-40, 1980.
- Hawighorst, A., Kröning, H., Mewes, D., Spatz, R., Mayinger, F., Fluiddynamic Effects in the Fuel Element Top Nozzle Area During Refilling and Reflooding, *Nuclear Science and Technology*, EUR-10165-EN, 1985.
- Hewitt, G. F., Influence of End Conditions, Tube Inclination and Physical Properties on Flooding Mechanism, Private Communication, 1977.
- Hewitt, G. F., Wallis, G. B., Flooding and Associated Phenomena in Falling Film Flow in a Vertical Tube, Winter Annual Meeting of ASME, n. 62, 1963.
- Imura, H., Kusuda, H., Funatsu, S., Flooding Velocity in a Counter-Current Annular Two-Phase Flow, *Chemical Engineering Science*, v. 32, p. 79-87, 1977.
- International Organization for Standardization (ISO), Guide of the Expression of Uncertainty in Measurement, Switzerland, 1995.
- Jones, D. D., Subcooled Counter-Current Flow Limiting Characteristics of the Upper Region of a BWR Fuel Bundle, NEDG-23549, 1977.
- Kamei, S., Oishi, J., Okane, T., Flooding in a Wetted Wall Tower, *Chem. Eng.*, v. 18, p. 364, 1954.
- Kawaji, M., Thomson, L. A., Krishnan, V. S., Countercurrent Flooding in an Elbow Between a Vertical Pipe and a Downwardly Inclined Pipe, 4th NURETH, 1989.
- Kim, H. J., Lee, S. C., Bankoff, S. G., Heat Transfer and Interfacial Drag in Countercurrent Steam-Water Stratified Flow, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 11, p. 593-606, 1985.
- Krolewski, S. M., Flooding Limit in a Simulated Nuclear Reactor Hot Leg, BS Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1980.
- Lee, S. C., Bankoff, S. G., Stability of Steam-Water Countercurrent Flow in an Inclined Channel: Flooding, *Journal of Heat Transfer*, v. 105, p. 713-718, 1983.
- Lineham, J. H., The Interaction of Two-Dimensional Stratified Turbulent Air-Water and Steam-Water Flows, Ph.D. dissertation, Dept. of Mech. Engineering, Univ. Wisconsin, 1968.

- Liu, J. S. K., Collier, R. P., Cudnik, R. A., Flooding of Counter-Current Flow in an Annulus - Topics in Two-Phase Heat Transfer and Flow, Winter Annual Meeting of ASME, 1978.
- Lobo, W. E., Friend, L., Hashmall, F., Zenz, F., Limiting Capacity of Dumped Towers Packings, Trans. AIChE, v. 41, p. 693, 1945.
- McQuillan, K. W., Whalley, P. B., Hewitt, G. F., Flooding in Vertical Two-Phase Flow, International Journal of Multiphase Flow, v. 11, n. 6, p. 741-760, 1985.
- Mishima, K., Ishii, M., Theoretical Prediction of Onset of Horizontal Slug Flow, Journal of Fluids Engineering, v. 102, p. 441-445, 1980.
- Murase, M., Suzuki, H., Countercurrent Gas/Liquid Flow in Parallel Channels Simulating a Boiling Water Reactor Core, Nuclear Engineering and Design, v. 95, p. 79-89, 1986.
- Murase, M., Suzuki, H., Matsumoto, T., Naitoh, M., Countercurrent Gas-Liquid in boiling Channels, Journal of Nuclear Science and Technology, v. 23-6, p. 487-502, june 1986.
- Naitoh, M., Chino, K., Kawabe, R., Restrictive Effect of Ascending Steam on Falling Water During Top Spray Emergency core Cooling, Journal of Nuclear Science and Technology, v. 15(11), p. 806-815, November 1978.
- Navarro, M. A., Estudo do Escoamento em Contracorrente Água/Ar Através de Placas Perfuradas, IX Encontro Nacional de Física de Reatores e Termohidráulica, Caxambú, MG, 1993.
- Navarro, M. A., Estudo da Limitação do Escoamento em Contracorrente Água/Ar Através de Placas Perfuradas, Depto. de Engenharia Nuclear da Universidade Federal de Minas Gerais, Dissertação de Mestrado, 175 p, 1995.
- Navarro, M. A., Tófani, P. C., Flooding Conditions for Upward Air and Downward Water Flows Through Perforated Plates in a Vertical Square Channel, XIII Congresso Brasileiro e II Congresso Ibero Americano de Engenharia Mecânica (XIII COBEM-II CIDIM), B. Horizonte, MG, 1995.
- Newton, H. C., Behnia M., Numerical calculation of Turbulent Stratified Gas-liquid pipe flows, International Journal of Multiphase Flow, v. 26, p. 327-337, 2000.
- Nicklin, D. J., Davidson, J. F., The Onset of Instability in Two-Phase Slug Flow, Two-Phase Fluid Flow Symposium, I. Mech. E., n. 4, 1962.
- Ohnuki, A., Experimental Study of Counter-Current Two-Phase Flow in Horizontal Tube Connected to Inclined Riser, Journal of Nuclear Science and Technology, v. 23-3, p. 219-232, march 1986.
- Ohnuki, A., Adachi, H., Murao, Y., Scale on Countercurrent Gas-liquid Flow in a Horizontal Tube Connected to an inclined Riser, Nuclear Engineering and Design, v. 107, p. 283-294, 1988.

- Piggott, B. D. G., Ackerman, M. C., A Study of Counter Current Flow and Flooding in Parallel Channels, RD/B/N4733 Central Electricity Generating Board, 1980.
- Pushkina, O. L., Sorokin, Y. L., Breakdown of Liquid Film Motion in Vertical Tubes, Heat Transfer Soviet Research, v. 1, n. 5, p. 56-64, 1969.
- RELAP5/MOD3, Code Structure System Models and Solution Methods – Vol 1, NUREG/CR-5535, INEL-95/0174, 1995.
- Richter, H. J., The Effect of Scale on Two- Phase Counter-Current Flow Flooding, NUREG/CR-0312, June 1978.
- Richter, H. J., Flooding in Tubes and Annuli, International Journal of Multiphase Flow, v. 7, n. 6, p. 647-658, 1981.
- Richter, H. J., Wallis, G. B., ECC Bypass Semiscale Scaling, NUREG/CR-0850, May 1979.
- Richter, H. J., Wallis, G. B., Carter, K. H., Murphy, S. L., Deentrainment and Countercurrent Air-Water Flow in a Model PWR Hot Leg, Thayer School of Engineering, September 1978.
- Sakhuja, R. K., Flooding Constraint in Wickless Heat Pipes, ASME- 73-WA/HT-7, 1973.
- Shearer, C. J., Davidson, J. F., The Investigation of a Standing Wave Due to Gas Blowing Upwards Over a Liquid Film - Its Relation to Flooding in Wetted Wall Columns, Journal of Fluids Mechanic, v. 22, p. 321, 1965.
- Sherwood, T. K., Shipley, G. H., Holloway, F. A. L., Flooding Velocities in Packed Columns, Ind. Eng. Chem., v. 30, p. 765, 1938.
- Siddique, H., Ardron, K. H., Banerjee, S., Flooding in an Elbow Between a Vertical and a Horizontal or Near-Horizontal Pipe - Part I: Experiments, International Journal Multiphase Flow, v.12, n. 4, p. 531-541, 1986.
- Simpson, H. C., Rooney, D. H., Further studies of non- equilibrium refill in a PWR, European Two Phase Flow Group Meeting, Zürich, 1983.
- Sobajima, M., Experimental Modeling of Steam-Water Countercurrent Flow Limit For Perforated Plates, Journal of Nuclear Science and Technology, v. 22(9), p. 723-732, September 1985.
- Sobajima, M., Spray Cooling Test - A Separate Effect Test with ROSA-III: a BWR-LOCA Simulation Facility, Journal of Nuclear Science and Technology, v. 18(8), p. 629-639, August 1981.
- Sonnenburg, H. G., Palazov, V. V., Two Phase Flow Behavior in the UPTF hot Leg Under Natural Circulation Conditions. GRS Proc. of the TRAM Working Group of Experts Meeting, Mannheim, December 6-8, 1993.

- Souza, R. M. G. P., Planejamento da Medida de Densidade em Escoamento Bifásico no DTLES, Nota interna DEAT-NT-01/90, CDTN/CNEN, 26p, 1990.
- Spatz, R., Mewes, D., The Influence of Walls and upper Tie Plate Slots on the Flooding Mechanism in Fuel elements with and without heat Transfer between Steam and Water, Nuclear Engineering and Design, v. 110, p. 413-422, 1989.
- Speyer, D. M., Kmetyk, L., Flooding in Multi-Channel Two-Phase Counter-Flow, Nuclear Reactor Safety Heat Transfer - ASME, p. 55-62, 1977.
- Suzuki, H., Hatamiya, S., Murase, M., Parallel Channel Effects under BWR LOCA Conditions, Nuclear Engineering and Design, v. 109, p. 399-405, 1988.
- Suzuki, H., Murase, H., Countercurrent Air-Water Flow in Two Vertical Channels, Journal of Nuclear Science and Technology, v. 23-3, p. 461-468, may 1986.
- Suzuki, S., Ueda, T., Behavior of Liquid Films and Flooding in Counter-Current Two-Phase Flows - Part 1, Flow in Circular Tubes, International Journal of Multiphase Flow, v. 3, p. 517, 1977.
- Taitel, Y., Dukler, A. E., A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow, AIChE Journal, v. 22, n. 1, p. 47-55, 1976.
- Taitel, Y., Barnea, B., Dukler, A. E., A Film Model for Prediction of Flooding and Flow Reversal for Gas- Liquid Flow in Vertical Tubes, International Journal of Multiphase Flow, v. 8, n. 1, p. 1-10, 1982.
- Tien, C. L., Chung, K. S., Liu, C. P., Flooding in Two-Phase Countercurrent Flows, EPRI-NP-1283, 1979.
- Tien, C. L., A Simple Analytical Model for Counter- Current Flow Limiting Phenomena with Condensation, Letters in Heat Transfer and Mass Transfer, v. 4, p. 231, 1977.
- Tien, C. L., Liu C. P., Survey on Vertical Two-Phase Countercurrent Flooding, EPRI - NP-984, 1979.
- Tobilevich, N. Y., Sagan, I. I., Porzhezihsk, Y. G., The Downward Motion of a Liquid Film in Vertical Tubes in an Air-Vapor Counter Flow, Journal of Engineering Physics, v. 15, p. 1071, 1968.
- Tófani, P. C., Ladeira, L. C., Navarro, M. A., Countercurrent Flow of Air and Water Through the Top Nozzle Area of a Scaled PWR Fuel Bundle, VI International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (VI NURETH), Grenoble, France, 1993
- Ueda, T., Suzuki, S., Behaviour of Liquid Films and Flooding in Counter-Current Two-Phase Flow, Part 2 - Flow in Annuli and Rod Bundles, International Journal of Multiphase Flow, n. 4, p. 157-170, 1978.

REFERÊNCIAS

- Wallis, G. B., Flooding Velocities for Air and Water in Vertical Tubes, UKAEA AEEW-R123, 1961.
- Wallis, G. B., Influence of Liquid Viscosity on Flooding in a Vertical Tube, G. E. - n. 62 G1132, 1962.
- Wallis, G. B., One Dimensional Two-Phase Flow, McGraw Hill, New York, 1969.
- Wallis, G. B., Dobson, J. E., The Onset of Slugging in Horizontal Stratified Air-Water Flow, International Journal of Multiphase Flow, v. 1, p. 173-193, 1973.
- Wallis, G. B., Makkenchery, S., The Hanging Film Phenomenon in Vertical Annular Two-phase Flow, Journal of Fluids Engineering, v. 96, p. 297-298, 1974.
- Wallis, G. B., Steam Water Injection in a Model PWR Pressure Vessel During ECC Injection, Dartmouth College, Hanover, NRC-COO-2294-6, July 1975.
- Wallis, G. B., Kuo, J. T., The Behavior of Gas-Liquid Interfaces in Vertical Tubes, International Journal of Multiphase Flow, v. 2, p. 521, 1976.
- Wallis, G. B., Karlin, A. S., Clark, C. R., Bharathan, D., Hagi, Y., Richter, H. J., Countercurrent Gas-Liquid Flow in Parallel Vertical Tubes, International Journal of Multiphase Flow, v. 7, p. 1-19, 1981.
- Weiss, P., Emmerling, R., Hertlein, R., Liebert, J., Two-Phase Flow Experiments in Full-Scale to extend Knowledge of PWR LOCA Thermal-Hydraulics, ANS Proceedings of the National Heat Transfer Conference 1992, HTC- v. 6, p. 268-282, San Diego, California, August 1992.
- Wongwises, S., Two-phase Countercurrent Flow in a Model of a Pressurized Water Reactor Hot Leg, Nuclear Engineering and Design, v. 166, p. 121- 133, 1996.
- Yao, L. S., Sun, K. H., On the Prediction of the Hydrodynamic Flooding Criterion, Journal of Heat Transfer, v. 104, p. 803-805, 1985.
- Zapke, A., Kröger, D. G., Countercurrent Gas-Liquid Flow in Inclined and Vertical Ducts – I: Flow Patterns, Pressure Drop Characteristics and Flooding, International Journal of Multiphase Flow, v. 26, p. 1439-1455, 2000.
- Zapke, A., Kröger, D. G., The Influence of Fluid Properties and Inlet Geometry on Flooding in Vertical and Inclined Tubes, International Journal of Multiphase Flow, v. 22, n. 3, p. 461-472, 1996.

APÊNDICE I

Calibração das Linhas de Medida de Temperatura

Calibração das Linhas de Medida de Temperatura para os Testes de Limitação do Escoamento em Contracorrente no Circuito Água/Ar

1 Metodologia:

As calibrações foram feitas mantendo-se as juntas quentes dos termopares a serem calibrados com um sensor de temperatura, utilizado como referência, próximos e imersos em um banho de água, com temperatura controlada. Esta montagem foi feita próxima ao local onde os sensores estão posicionados, no CAA, utilizando-se, portanto, toda a linha do sistema de medição de temperatura, constituída de termopar, transdutor de temperatura com compensação eletrônica interna, placa condicionadora de sinal, placa conversora A/D e um microcomputador. Para cada uma das linhas calibradas foi ajustada, por regressão linear, uma curva correlacionando os valores de tensão, U , mostrados no monitor do computador com as respectivas temperaturas de referência, T_r . A Figura 1 mostra o esquema da montagem utilizada nas calibrações.

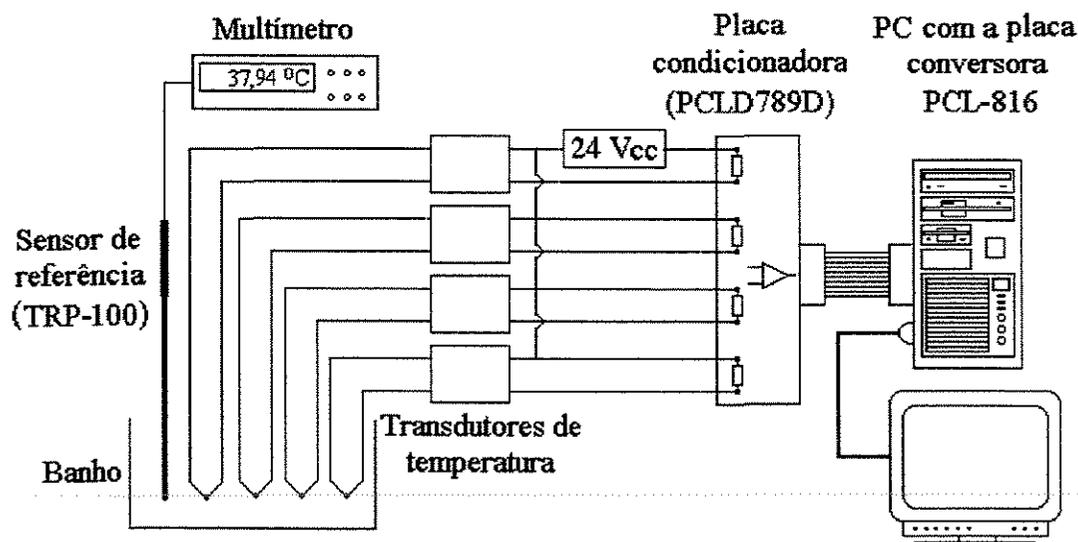


Figura 1 – Esquema da montagem utilizada nas calibrações das Linhas de medida de temperatura do CAA

2 Instrumentos de referência:

Sensor de temperatura:

- Tipo: Termômetro de resistência de platina, PT-100
- Marca/modelo: Hart Scientific/12001-A-12-6-2-A/434243
- Incerteza: $\pm 0,0012$ °C (máxima na faixa de 0 °C a 50 °C)

Multímetro:

- Marca/modelo: Prema/DMM6001/11975
- Faixa para medida de temperatura: $-200\text{ }^{\circ}\text{C} - 850\text{ }^{\circ}\text{C}$
- Resolução: $0,01\text{ }^{\circ}\text{C}$
- Incerteza: $\pm 0,05\text{ }^{\circ}\text{C}$

3 Instrumentos calibrados:

Termopares:

- Todos os termopares do CAA, identificados por: $T1, T2, T3, T4$ no diagrama do circuito, com respectivas linhas.

Transdutores de temperatura:

- Marca/modelo: ICI/MD245DPS
- Saída: 4 a 20 mA
- Resolução da saída: $0,016\text{ mA}$
- Incerteza: $\pm 0,032\text{ mA}$

Placa condicionadora:

- Marca/modelo: Advantech/PCL789D
- Resistência para medição de corrente: $5\ \Omega$
- Ganho utilizado: 50 (disponível: 1, 2, 10, 50, 100, 200, 500, 1000)
- Incerteza para o ganho 50: $0,0244\%$ da faixa ($\pm 100\text{ mV}$) $\pm 1\text{ LSB}$
- Compensação eletrônica para termopar: $24,4\text{ mV}/^{\circ}\text{C}$

Placa conversora A/D:

- Marca/modelo: Advantech/PCL816
- Resolução: 16 bits
- Tempo de conversão: $8,5\ \mu\text{s}$
- Taxa de coleta máx.: 100 kHz
- Incerteza: $0,003\%$ da faixa ($\pm 5\text{ V}$) $\pm 1\text{ LSB}$

4 Instrumento suporte:

Banho de água:

- Marca/modelo: Quimis/Q-215
- Faixa: $20\text{ a }100\text{ }^{\circ}\text{C}$
- Estabilidade: $0,001\text{ }^{\circ}\text{C}$

5 Condições ambientais:

Temperatura: $26 \pm 3\text{ }^{\circ}\text{C}$; Umidade relativa: 50 a 70 %

Pressão atmosférica: $694 \pm 3\text{ mmHg}$

6 Resultados:

As páginas que se seguem mostram os dados levantados na calibração, a equação ajustada por regressão linear, suas características básicas e os resíduos. Os desvios padrões dos coeficientes e da reta ajustada foram calculados com as equações:

$$S_A = \left[\frac{NS_P^2}{N\sum U_i^2 - (\sum U_i)^2} \right]^{1/2} \quad (1)$$

$$S_B = \left[\frac{S_P^2 \sum U_i^2}{N\sum U_i^2 - (\sum U_i)^2} \right]^{1/2} \quad (2)$$

$$S_P = \left[\frac{1}{N-2} \sum (AU_i + B - P_{ri})^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

$$r^2 = \frac{(\sum U_i P_{ri} - N\bar{U}_i \bar{P}_{ri})^2}{(N-1)S_A S_B} \quad (4)$$

A Tabela abaixo resume os coeficientes das retas ajustadas e respectivos desvios padrões para cada uma das linhas de temperatura.

$T = AU + B \quad [^\circ\text{C}]$			
Linha	A	B	S_T
$T1$	12513,277	-257,385	0,191
$T2$	3181,733	-61,600	0,141
$T3$	10515,091	-203,941	0,115
$T4$	3185,159	-58,225	0,075

Resultado da calibração da linha de medida de temperatura TI 1

Tipo de sensor: Termopar tipo K, com bainha em aço de 1,5 mm

Data da calibração: 15/01/1999

DADOS LEVANTADOS

Observação	T_r * [°C]	U [V]
1	46,94	0,02433
2	37,94	0,02359
3	33,93	0,02329
4	31,02	0,02303
5	29,49	0,02292
6	28,25	0,02282
7	24,02	0,02251

* T_r = Temperatura de referência

RESÍDUOS

T_p * [°C]	Resíduos [°C]	Resíduos [%]
47,06	-0,12	-0,26
37,80	0,14	0,36
34,05	-0,12	-0,35
30,80	0,22	0,73
29,42	0,07	0,24
28,17	0,08	0,29
24,29	-0,27	-1,11

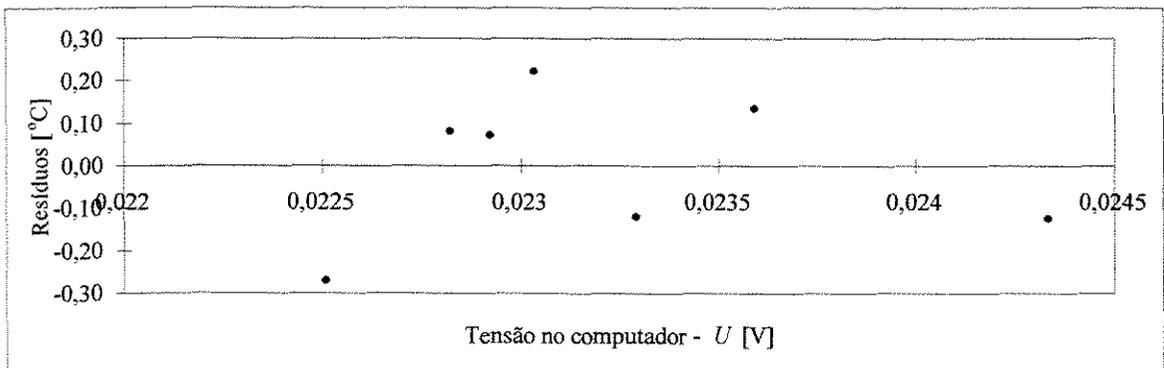
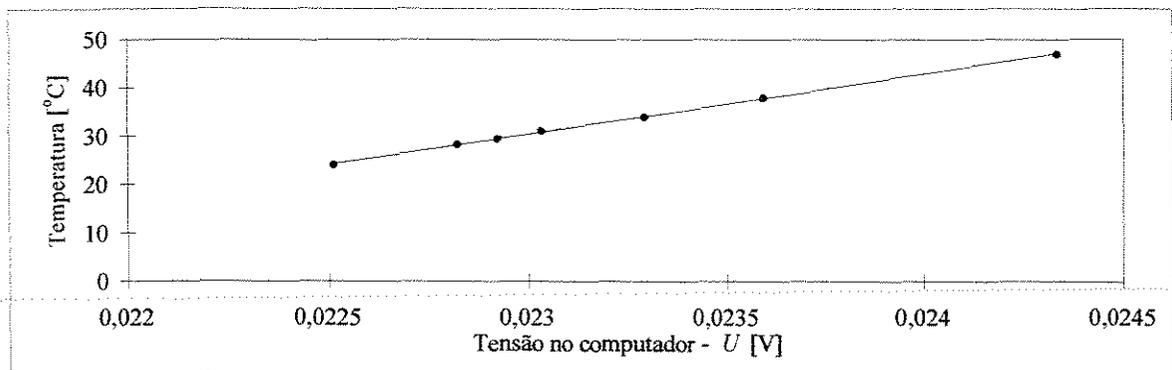
* T_p = Temperatura obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $T=AU+B$

	Coeficientes	Erro padrão
B	-257,385	3,015
A	12513,277	129,829

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9994621
Erro padrão (S_T)	0,191



Resultado da calibração da linha de medida de temperatura T2

Tipo de sensor: Termopar tipo K, com bainha em aço de 1,5 mm

Data da calibração: 15/01/1999

DADOS LEVANTADOS

Observação	T_r * [°C]	U [V]
1	46,94	0,03407
2	37,94	0,03132
3	33,93	0,03003
4	31,02	0,02914
5	29,49	0,02865
6	28,25	0,02826
7	24,02	0,02684

* T_r = Temperatura de referência

RESÍDUOS

T_p * [°C]	Resíduos [°C]	Resíduos [%]
46,80	0,14	0,29
38,05	-0,11	-0,30
33,95	-0,02	-0,05
31,12	-0,10	-0,31
29,56	-0,07	-0,23
28,32	-0,07	-0,23
23,80	0,22	0,93

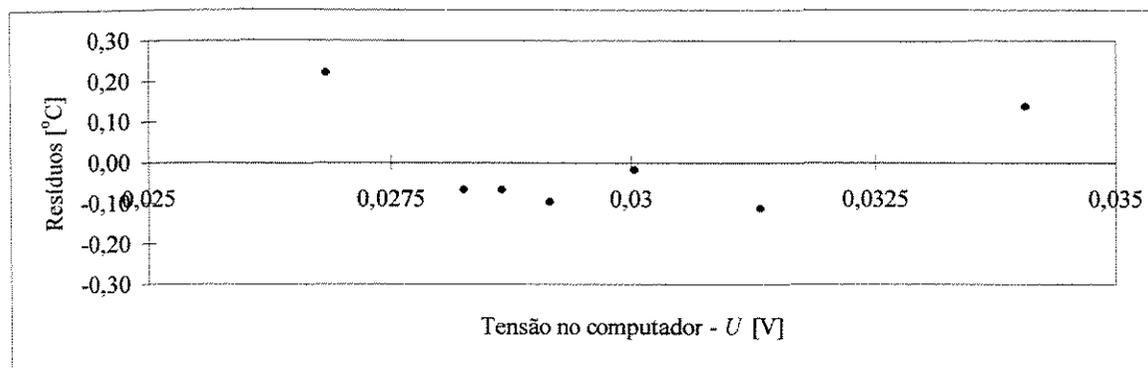
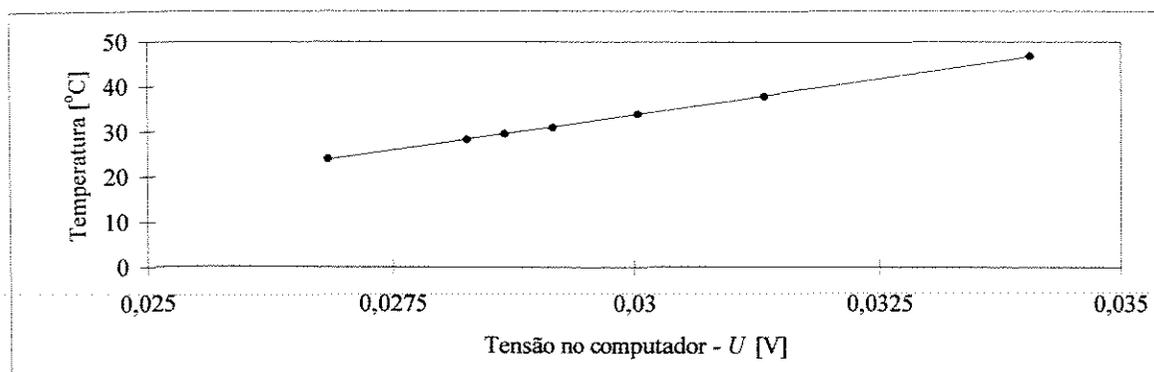
* T_p = Temperatura obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $T=AU+B$

	Coefficientes	Erro padrão
B	-61,600	0,727
A	3181,733	24,357

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9997071
Erro padrão (S_T)	0,141



Resultado da calibração da linha de medida de temperatura T3

Tipo de sensor: Termopar tipo K, com bainha em aço de 1,5 mm

Data da calibração: 15/01/1999

DADOS LEVANTADOS

Observação	T_r * [°C]	U [V]
1	46,94	0,02387
2	37,94	0,02299
3	33,93	0,02262
4	31,02	0,02234
5	29,49	0,02219
6	28,25	0,02209
7	24,02	0,02169

* T_r = Temperatura de referência

RESÍDUOS

T_p * [°C]	Resíduos [°C]	Resíduos [%]
47,05	-0,11	-0,24
37,80	0,14	0,37
33,91	0,02	0,06
30,97	0,05	0,17
29,39	0,10	0,34
28,34	-0,09	-0,31
24,13	-0,11	-0,46

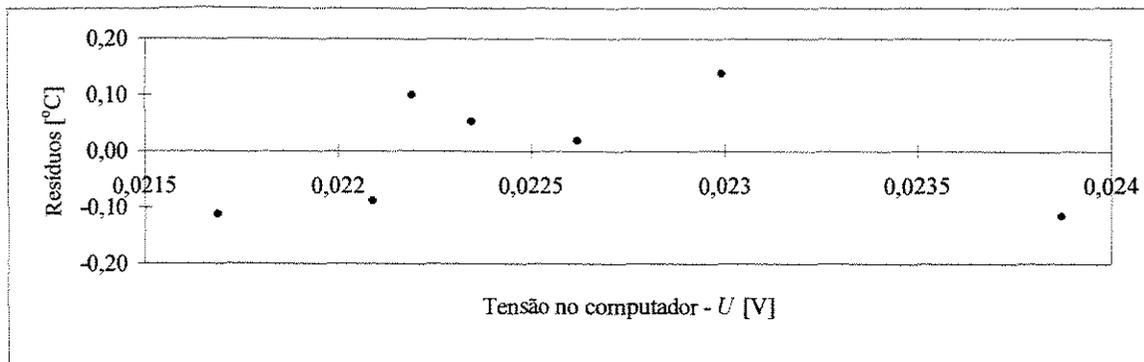
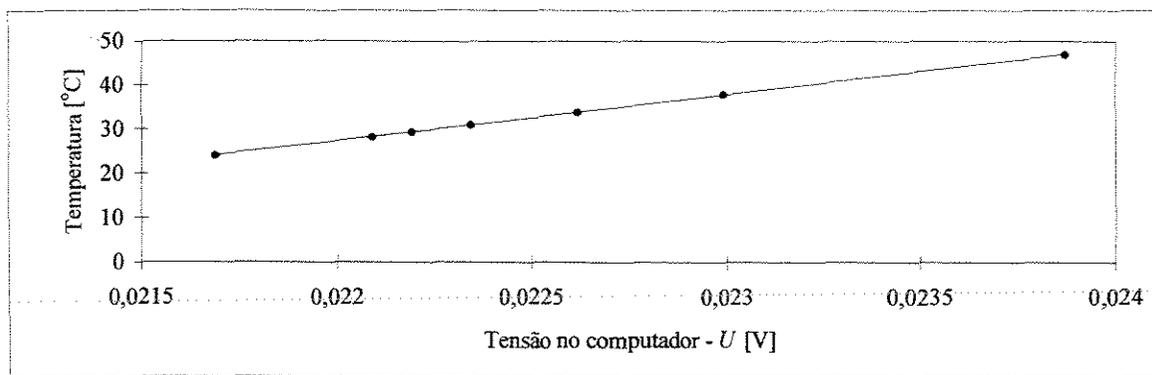
* T_p = Temperatura obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $T=AU+B$

	<i>Coefficientes</i>	<i>Erro padrão</i>
B	-203,941	1,479
A	10515,091	65,584

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9998055
Erro padrão (S_T)	0,115



Resultado da calibração da linha de medida de temperatura T_4

Tipo de sensor: Termopar tipo K, com bainha em aço de 1,5 mm

Data da calibração: 15/01/1999

DADOS LEVANTADOS

Observação	T_r * [°C]	U [V]
1	46,94	0,03301
2	37,94	0,03021
3	33,93	0,02892
4	31,02	0,02803
5	29,49	0,02756
6	28,25	0,02711
7	24,02	0,02583

* T_r = Temperatura de referência

RESÍDUOS

T_p * [°C]	Resíduos [°C]	Resíduos [%]
46,92	0,02	0,05
38,00	-0,06	-0,15
33,89	0,04	0,12
31,05	-0,03	-0,11
29,56	-0,07	-0,23
28,12	0,13	0,45
24,05	-0,03	-0,11

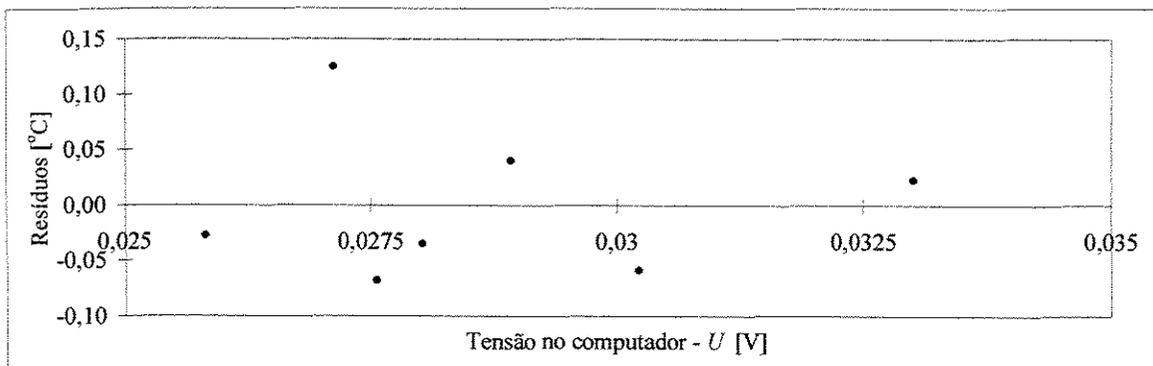
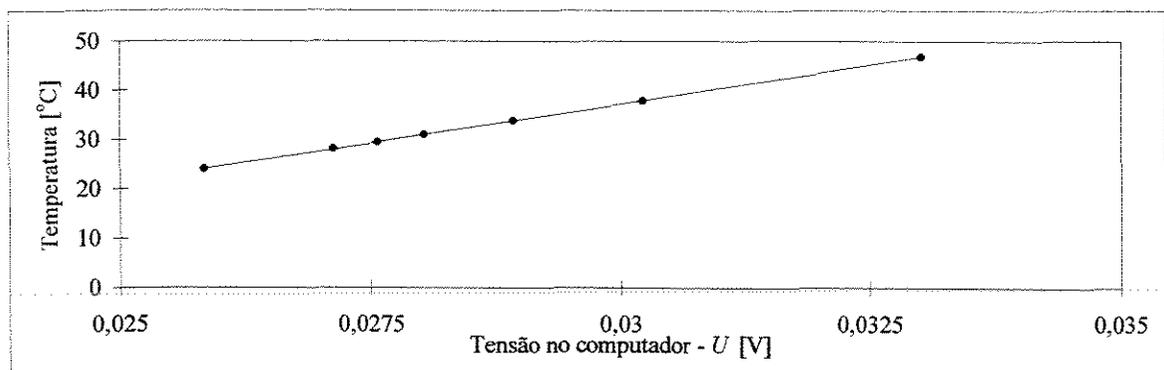
* T_p = Temperatura obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $T=AU+B$

	Coeficientes	Erro padrão
B	-58,225	0,372
A	3185,159	12,924

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999177
Erro padrão (S_T)	0,075



APÊNDICE II

Calibração das Linhas de Medida de Pressão

Calibração das Linhas de Medida de Pressão para os Testes de Limitação do Escoamento em Contracorrente no Circuito Água/ar

1 Metodologia:

As calibrações foram feitas pressurizando-se simultaneamente um sensor de pressão de referência (padrão) e o transdutor a ser calibrado, já posicionado no circuito CAA e conectado à sua respectiva linha de medida. Nesta linha, o sinal de saída do transmissor é enviado a um sistema de aquisição de dados constituído de placa condicionadora de sinal, placa conversora A/D e um microcomputador. Para cada um dos transdutores calibrados foi ajustada, por regressão linear, uma curva correlacionando os valores de tensão, U , mostrados no monitor do computador com as respectivas pressões de referência, P_r . A Figura 1 mostra o esquema da montagem utilizada nas calibrações.

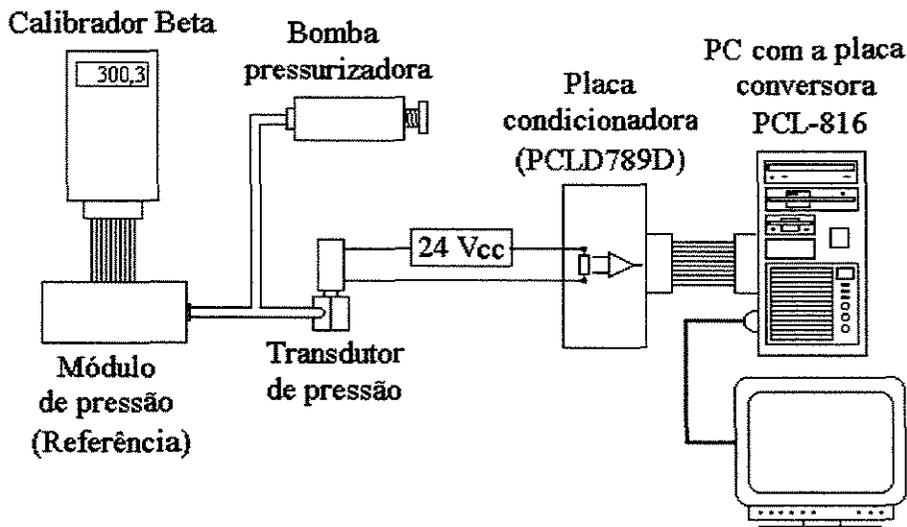


Figura 1 – Esquema da montagem utilizada nas calibrações dos transdutores e pressão do CAA

2 Instrumentos de referência:

Calibrador:

- Marca/modelo: Beta-Hathaway/235

Módulo de pressão:

- Marca/modelo: Beta-Hathaway/910300-030
- Faixa: 0 – 30 psig
- Resolução: 0,001 psig
- Incerteza*: 0,02 % da faixa \pm 0,05 % da leitura \pm 1 dígito

* Incerteza global com calibrador

3 Instrumentos calibrados:

Transdutor de pressão:

- Todos os transdutores de pressão do CAA, identificados por: *P1, P2, P3, DP1, L1, L2, Q1, Q2 e Q3*, no diagrama do circuito.

Placa condicionadora:

- Marca/modelo: Advantech/PCL789D
- Resistência para medição de corrente: 5Ω
- Ganho utilizado: 50 (disponível: 1, 2, 10, 50, 100, 200, 500, 1000)
- Incerteza para o ganho 50: 0,0244% da faixa ($\pm 100 \text{ mV}$) $\pm 1 \text{ LSB}$
- Compensação eletrônica para termopar: $24,4 \text{ mV}^\circ\text{C}$

Placa conversora A/D:

- Marca/modelo: Advantech/PCL816
- Resolução: 16 bits
- Tempo de conversão: $8,5 \mu\text{s}$
- Taxa de coleta máx.: 100 kHz (DMA)
- Incerteza: 0,003 % da faixa ($\pm 5 \text{ V}$) $\pm 1 \text{ LSB}$

4 Instrumento suporte:

Bomba pressurizadora:

- Marca/modelo: Haven/20PP/9448-045-PP
- Faixa de pressurização: 0 a 150 psig

5 Condições ambientais:

Temperatura: $25 \pm 3 \text{ }^\circ\text{C}$

Umidade relativa: 40 a 70 %

Pressão atmosférica: $693 \pm 3 \text{ mmHg}$

6 Resultados:

As páginas que se seguem são apresentados os dados levantados, a equação ajustada por regressão linear, suas características básicas e os resíduos obtidos nas calibrações de todos os transdutores de pressão. Os desvios padrões dos coeficientes e da reta ajustada foram calculados com as equações:

$$S_A = \left[\frac{NS_P^2}{N\sum U_i^2 - (\sum U_i)^2} \right]^{1/2} \quad (1)$$

$$S_B = \left[\frac{S_P^2 \sum U_i^2}{N\sum U_i^2 - (\sum U_i)^2} \right]^{1/2} \quad (2)$$

$$S_P = \left[\frac{1}{N-2} \sum (AU_i + B - P_{ri})^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

$$r^2 = \frac{(\sum U_i P_{ri} - N\bar{U}_i \bar{P}_{ri})^2}{(N-1)S_A S_B} \quad (4)$$

A Tabela abaixo resume os coeficientes das retas ajustadas e respectivos desvios padrões para cada linha de medida de pressão.

$$P = AU+B \quad [\text{mbar}]$$

Linha	Faixa ajustada [mbar]	A	B	S _P [mbar]	S _P [% Faixa]
P1	1000	12504,304	-251,498	1,239	0,124
P2	1000	12497,935	-249,465	0,173	0,017
P3	1000	12530,150	-252,052	0,150	0,015
DP1	70	877,257	-17,475	0,141	0,202
L1	200	2495,307	-50,161	0,107	0,054
L2	200	2512,509	-50,280	0,099	0,050
Q1	400	5011,098	-100,539	0,044	0,011
Q2	650	8119,037	-161,631	0,159	0,024
Q3	650	8134,216	-162,964	0,107	0,016

Resultado da calibração do transdutor *PI*

Marca/modelo/série: Rousemount/B1151 DP5E22B3D1/B 3325

Data da calibração: 08/01/1999

DADOS LEVANTADOS - (média de 5 leituras)

Observação	P_r * [mbar]	U [V]	s [V]
1	0,0	0,02001	0,000023
2	103,0	0,02828	0,000021
3	200,0	0,03608	0,000018
4	301,6	0,04427	0,000020
5	402,3	0,05236	0,000018
6	502,0	0,06036	0,000016
7	600,3	0,06822	0,000022
8	702,1	0,07635	0,000022
9	802,2	0,08431	0,000018
10	900,5	0,09206	0,000021
11	1000,5	0,09995	0,000018

* P_r = Pressão de referência

RESÍDUOS

P_p * [mbar]	Resíduos [mbar]	Resíduos [%]
-1,29	1,29	0,13
102,12	0,88	0,09
199,66	0,34	0,03
302,07	-0,47	-0,05
403,23	-0,93	-0,09
503,26	-1,26	-0,13
601,55	-1,25	-0,12
703,21	-1,11	-0,11
802,74	-0,54	-0,05
899,65	0,85	0,09
998,31	2,19	0,22

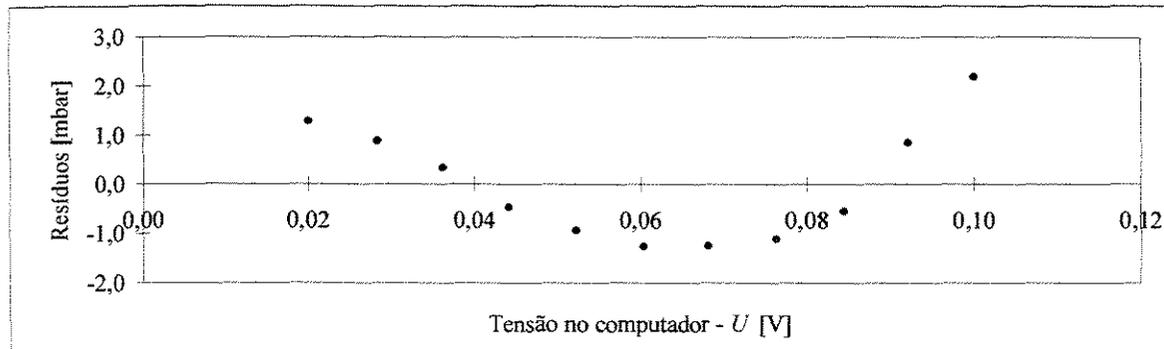
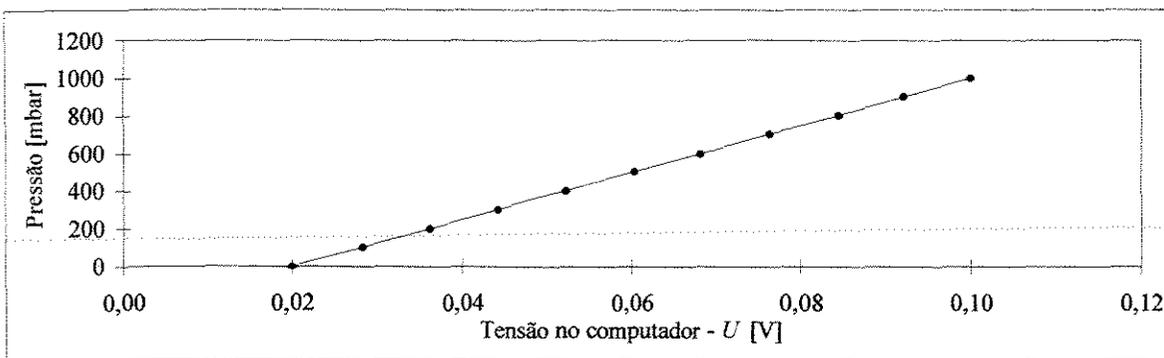
* P_p = Pressão obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $P=AU+B$

	Coefficientes	Erro padrão
B	-251,498	0,965
A	12504,304	14,772

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999874
Erro padrão (S_p)	1,239
Erro padrão (S_p %)	0,124



Resultado da calibração do transdutor P2

Marca/modelo/série: Transmitel/B1151 AP6E12B1/B 23937

Data da calibração: 08/01/1999

DADOS LEVANTADOS - (média de 5 leituras)

Observação	P_r * [mbar]	U [V]	s [V]
1	0,0	0,01999	0,000022
2	100,8	0,02802	0,000018
3	201,4	0,03607	0,000017
4	302,6	0,04416	0,000022
5	401,3	0,05206	0,000022
6	501,9	0,06011	0,000020
7	604,6	0,06833	0,000024
8	701,8	0,07611	0,000021
9	803,2	0,08423	0,000023
10	901,6	0,09212	0,000021
11	1000,2	0,09999	0,000024

* P_r = Pressão de referência

RESÍDUOS

P_p * [mbar]	Resíduos [mbar]	Resíduos [%]
0,37	-0,37	-0,04
100,73	0,07	0,01
201,34	0,06	0,01
302,44	0,16	0,02
401,18	0,12	0,01
501,79	0,11	0,01
604,52	0,08	0,01
701,75	0,05	0,00
803,24	-0,04	0,00
901,85	-0,25	-0,02
1000,20	0,00	0,00

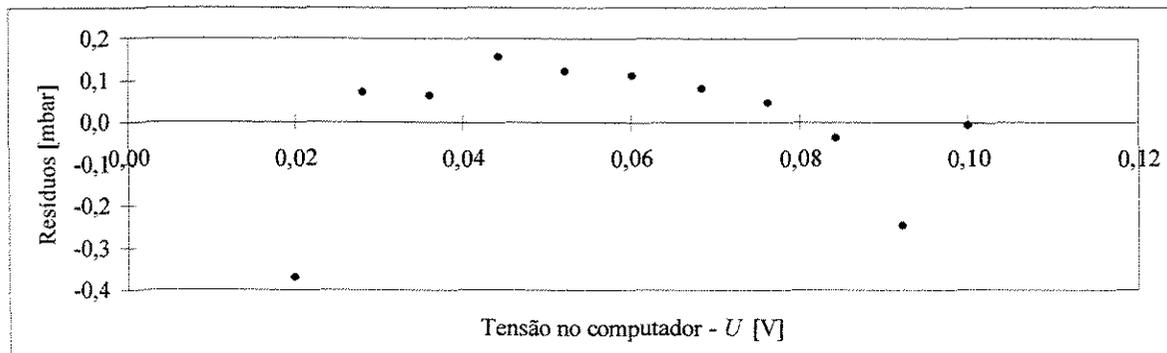
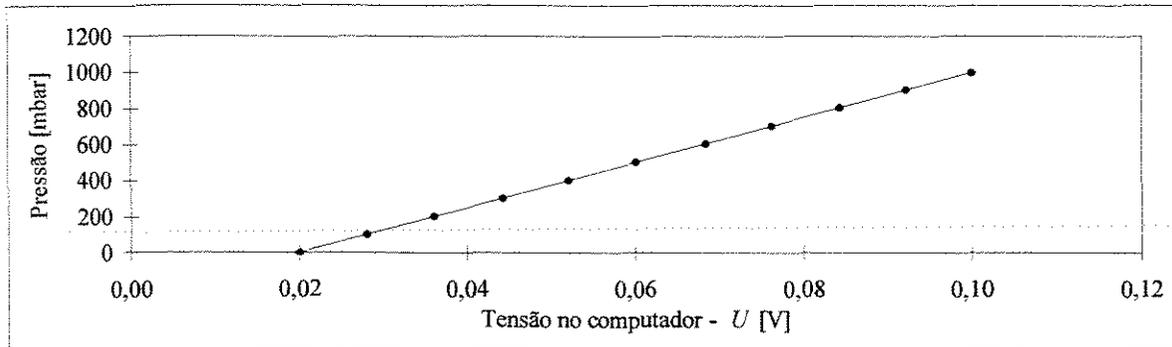
* P_p = Pressão obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $P=AU+B$

	Coeficientes	Erro padrão
B	-249,465	0,134
A	12497,935	2,054

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999998
Erro padrão (S_p)	0,173
Erro padrão (S_p %)	0,017



Resultado da calibração do transdutor P3

Marca/modelo/série: Transmitel/B1151 GP6E12B1/B 23936

Data da calibração: 11/01/1999

DADOS LEVANTADOS - (média de 5 leituras)

Observação	P_r^* [mbar]	U [V]	s [V]
1	0,0	0,02012	0,000020
2	100,6	0,02814	0,000016
3	200,8	0,03614	0,000024
4	300,2	0,04406	0,000020
5	400,7	0,05209	0,000018
6	500,6	0,06007	0,000020
7	600,7	0,06807	0,000022
8	700,6	0,07604	0,000020
9	800,5	0,08402	0,000018
10	900,4	0,09196	0,000023
11	1000,5	0,09995	0,000024

* P_r = Pressão de referência

RESÍDUOS

P_p^* [mbar]	Resíduos [mbar]	Resíduos [%]
0,05	-0,05	-0,01
100,55	0,05	0,01
200,79	0,01	0,00
300,03	0,17	0,02
400,64	0,06	0,01
500,63	-0,03	0,00
600,88	-0,18	-0,02
700,74	-0,14	-0,01
800,73	-0,23	-0,02
900,22	0,18	0,02
1000,34	0,16	0,02

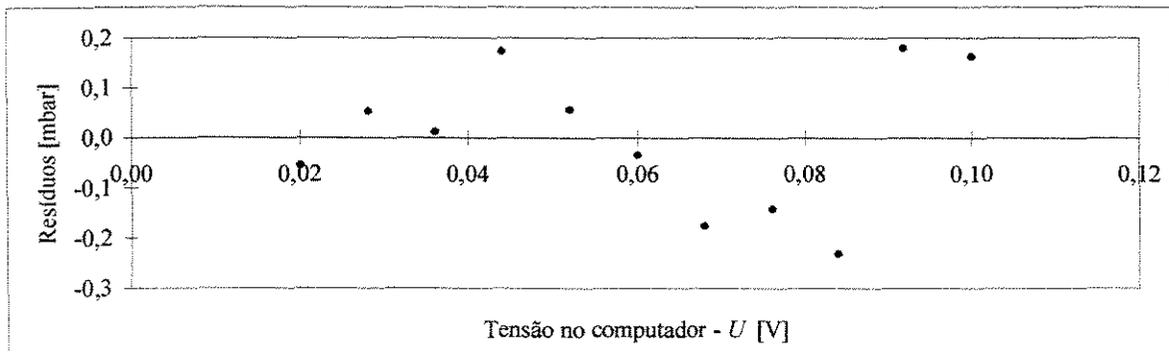
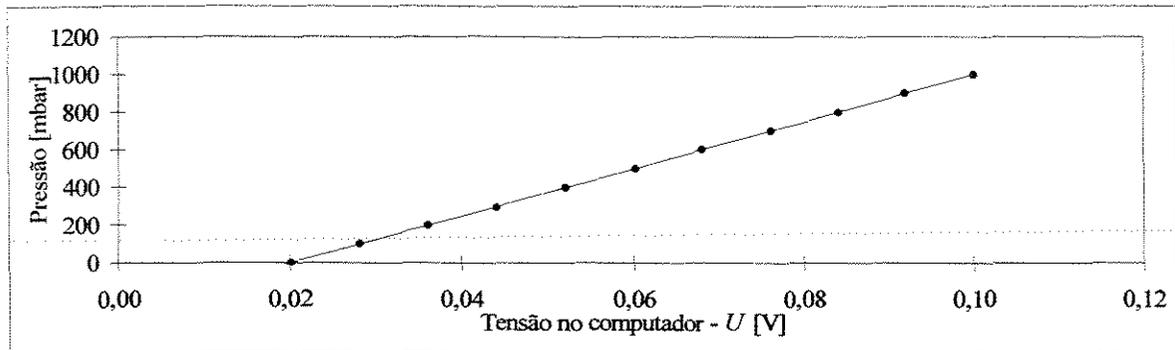
* P_p = Pressão obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $P=AU+B$

	Coefficientes	Erro padrão
B	-252,052	0,117
A	12530,150	1,796

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999998
Erro padrão (S_p)	0,150
Erro padrão (S_p %)	0,015



Resultado da calibração do transdutor *DPI*

Marca/modelo/série: Gould/PD3000-100-58/E2603 SS

Data da calibração: 08/01/1999

DADOS LEVANTADOS - (média de 5 leituras)

Observação	P_r^* [mbar]	U [V]	s [V]
1	0,0	0,02019	0,000024
2	10,3	0,03142	0,000022
3	20,6	0,04332	0,000020
4	30,4	0,05451	0,000024
5	40,6	0,06623	0,000020
6	50,4	0,07747	0,000024
7	60,0	0,08827	0,000020
8	70,2	0,09998	0,000018

* P_r = Pressão de referência

RESÍDUOS

P_p^* [mbar]	Resíduos [mbar]	Resíduos [%]
0,24	-0,24	-0,34
10,09	0,21	0,30
20,53	0,07	0,10
30,34	0,06	0,08
40,63	-0,03	-0,04
50,49	-0,09	-0,12
59,96	0,04	0,06
70,23	-0,03	-0,05

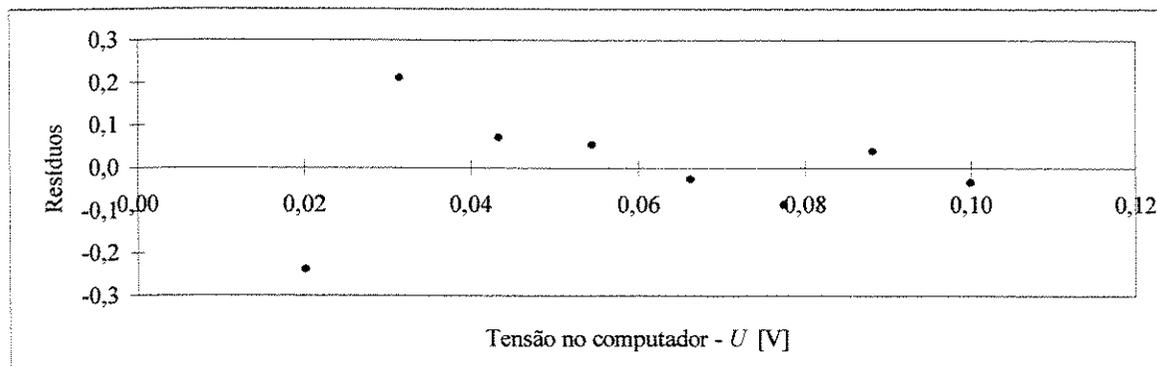
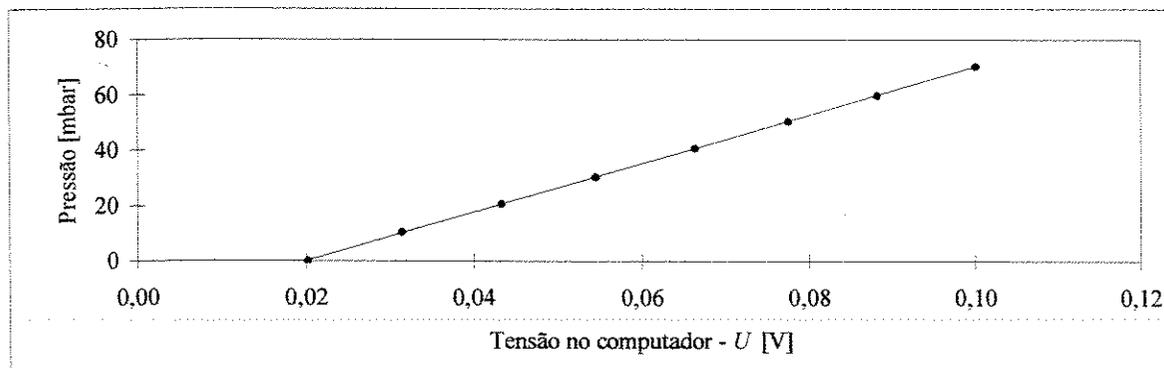
* P_p = Pressão obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $P=AU+B$

	Coefficientes	Erro padrão
B	-17,475	0,126
A	877,257	1,915

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999714
Erro padrão (S_p)	0,141
Erro padrão (S_p %)	0,202



Resultado da calibração do transdutor LI

Marca/modelo/série: Gould/PD3000-100-58/E6452 SS

Data da calibração: 11/01/1999

DADOS LEVANTADOS (média de 5 leituras)

Observação	P_r * [mbar]	U [V]	s [V]
1	0,0	0,02005	0,000024
2	25,2	0,03017	0,000021
3	50,8	0,04049	0,000017
4	75,7	0,05047	0,000019
5	100,6	0,06048	0,000022
6	125,4	0,07038	0,000025
7	150,2	0,08030	0,000020
8	175,7	0,09050	0,000021
9	199,2	0,09988	0,000024

* P_r = Pressão de referência

RESÍDUOS

P_p * [mbar]	Resíduos [mbar]	Resíduos [%]
-0,13	0,13	0,07
25,12	0,08	0,04
50,87	-0,07	-0,04
75,78	-0,08	-0,04
100,75	-0,15	-0,08
125,46	-0,06	-0,03
150,21	-0,01	-0,01
175,66	0,04	0,02
199,07	0,13	0,07

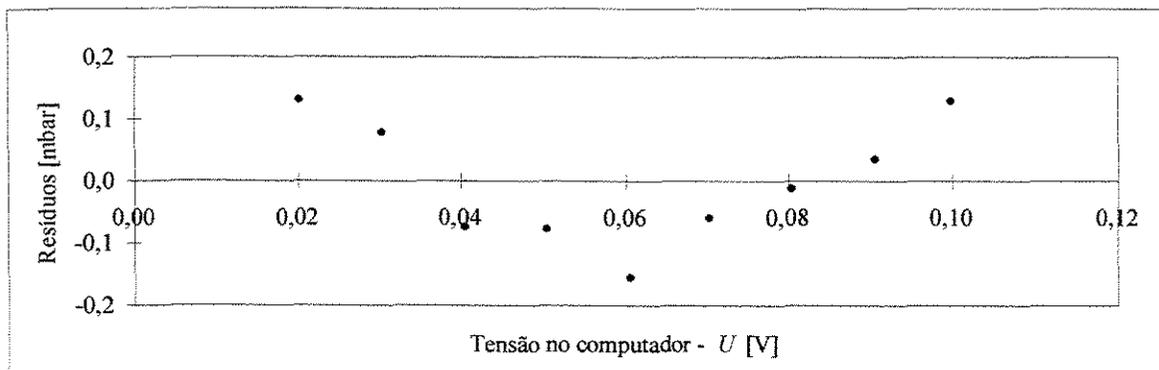
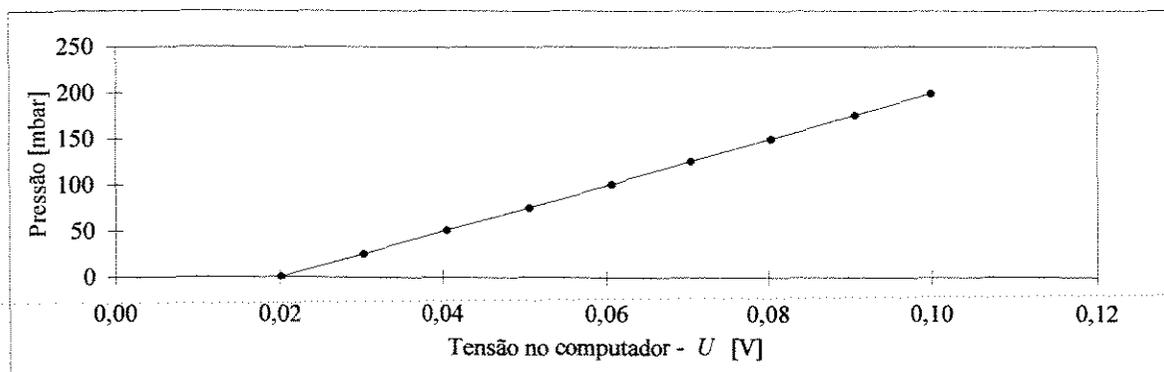
* P_p = Pressão obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $P=AU+B$

	Coefficientes	Erro padrão
B	-50,161	0,091
A	2495,307	1,382

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999979
Erro padrão (S_p)	0,107
Erro padrão (S_p %)	0,054



Resultado da calibração do transdutor L2

Marca/modelo/série: Gould/PD3000-400-58/E3131 SU

Data da calibração: 08/01/1999

DADOS LEVANTADOS - (média de 5 leituras)

Observação	P_r^* [mbar]	U [V]	s [V]
1	0,0	0,02008	0,000026
2	25,3	0,03003	0,000020
3	50,3	0,04000	0,000024
4	75,5	0,05005	0,000024
5	100,1	0,05983	0,000018
6	125,2	0,06988	0,000022
7	150,2	0,07981	0,000020
8	175,6	0,08991	0,000018
9	200,2	0,09968	0,000020

* P_r = Pressão de referência

RESÍDUOS

P_p^* [mbar]	Resíduos [mbar]	Resíduos [%]
0,17	-0,17	-0,09
25,17	0,13	0,06
50,22	0,08	0,04
75,47	0,03	0,01
100,04	0,06	0,03
125,29	-0,09	-0,05
150,24	-0,04	-0,02
175,62	-0,02	-0,01
200,17	0,03	0,02

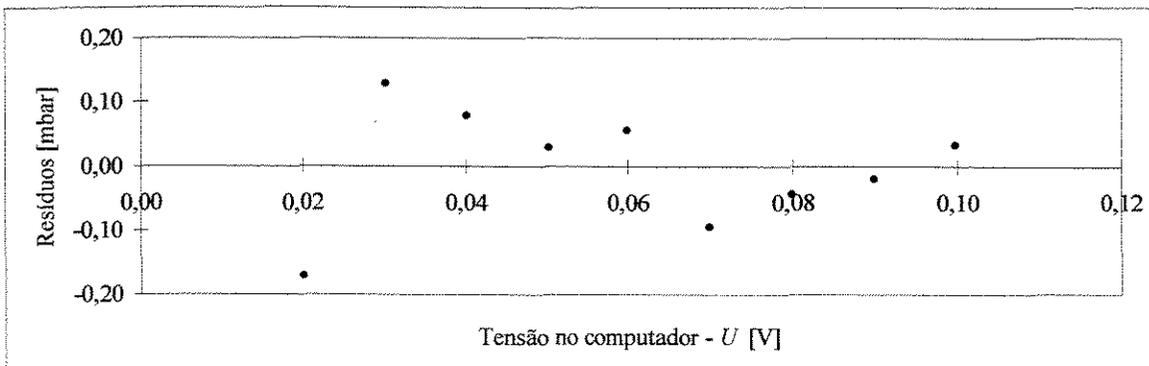
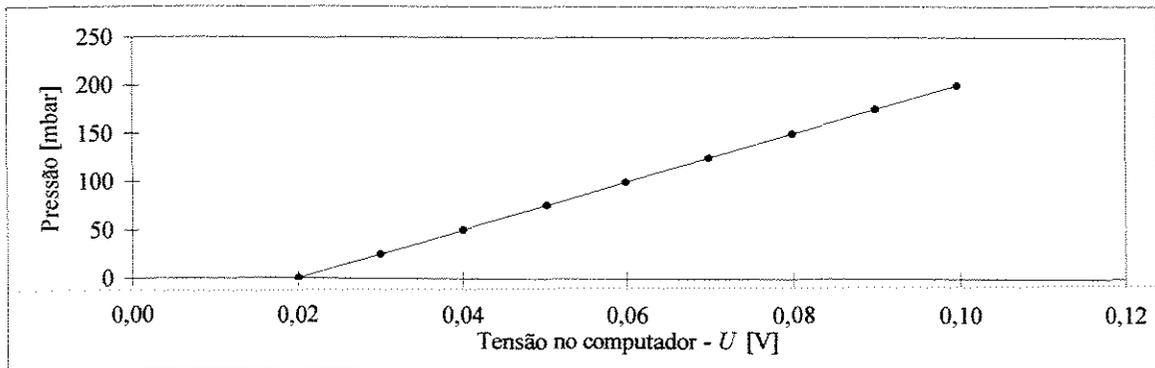
* P_p = Pressão obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $P=AU+B$

	Coefficientes	Erro padrão
B	-50,280	0,084
A	2512,509	1,284

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999982
Erro padrão (S_p)	0,099
Erro padrão (S_p %)	0,050



Resultado da calibração do transdutor de pressão Q1

Marca/modelo/série: Gould/PD3000-400-58/E0958 SS

Data da calibração: 11/01/1999

DADOS LEVANTADOS - (média de 5 leituras)

Observação	P_r^* [mbar]	U [V]	s [V]
1	0,0	0,02006	0,000023
2	50,3	0,03010	0,000024
3	100,5	0,04011	0,000021
4	150,6	0,05012	0,000017
5	200,6	0,06010	0,000019
6	250,3	0,07002	0,000025
7	300,3	0,08000	0,000021
8	350,6	0,09003	0,000020
9	400,6	0,09999	0,000022

* P_r = Pressão de referência

RESÍDUOS

P_p^* [mbar]	Resíduos [mbar]	Resíduos [%]
-0,02	0,02	0,004
50,30	0,00	0,001
100,46	0,04	0,011
150,62	-0,02	-0,004
200,63	-0,03	-0,007
250,34	-0,04	-0,010
300,35	-0,05	-0,012
350,61	-0,01	-0,003
400,52	0,08	0,020

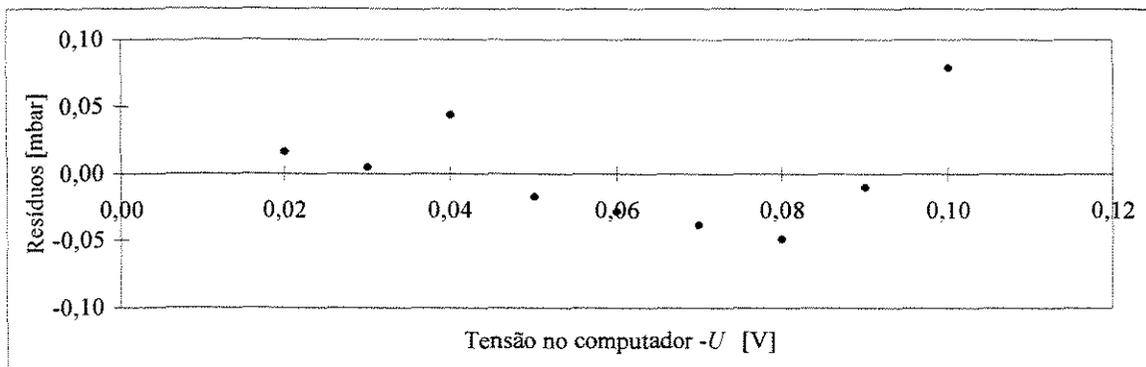
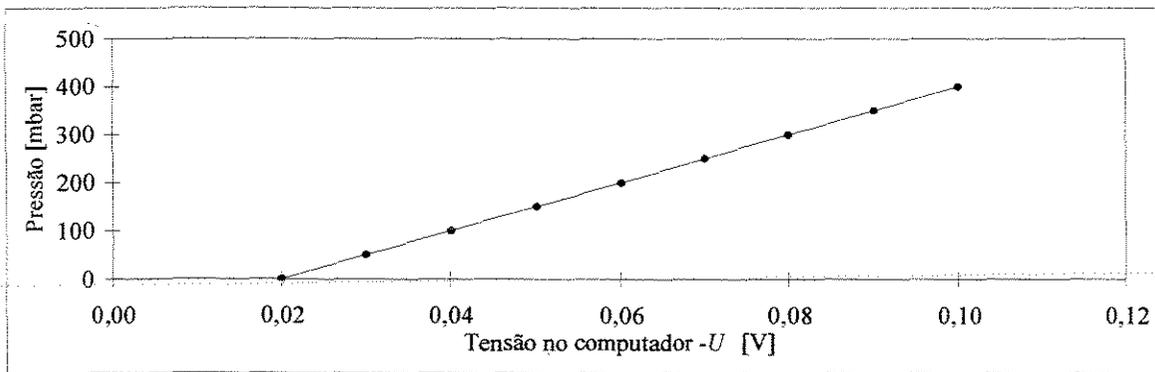
* P_p = Pressão obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $P=AU+B$

	Coefficientes	Erro padrão
B	-100,539	0,037
A	5011,098	0,568

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999999
Erro padrão (S_p)	0,044
Erro padrão (S_p %)	0,011



Resultado da calibração do transdutor de pressão Q2

Marca/modelo/série: Gould/PD3000-400-58/E3141 SU

Data da calibração: 08/01/1999

DADOS LEVANTADOS - (média de 5 leituras)

Observação	P_r * [mbar]	U [V]	s [V]
1	0,0	0,01994	0,000023
2	100,1	0,03221	0,000021
3	201,5	0,04471	0,000019
4	302,7	0,05719	0,000018
5	402,4	0,06947	0,000022
6	500,3	0,08153	0,000021
7	603,3	0,09423	0,000022
8	650,0	0,09996	0,000021

* P_r = Pressão de referência

RESÍDUOS

P_p * [mbar]	Resíduos [mbar]	Resíduos [%]
0,26	-0,26	-0,040
99,88	0,22	0,033
201,37	0,13	0,020
302,70	0,00	0,001
402,40	0,00	0,000
500,31	-0,01	-0,002
603,43	-0,13	-0,019
649,95	0,05	0,008

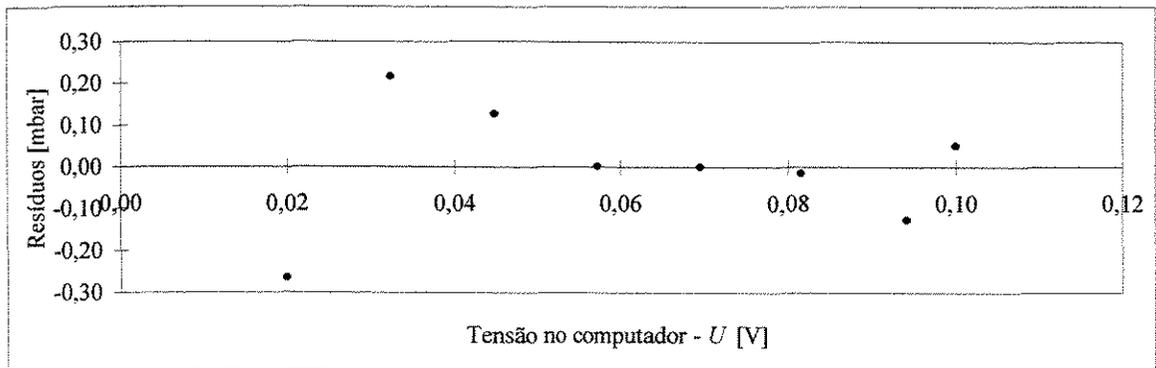
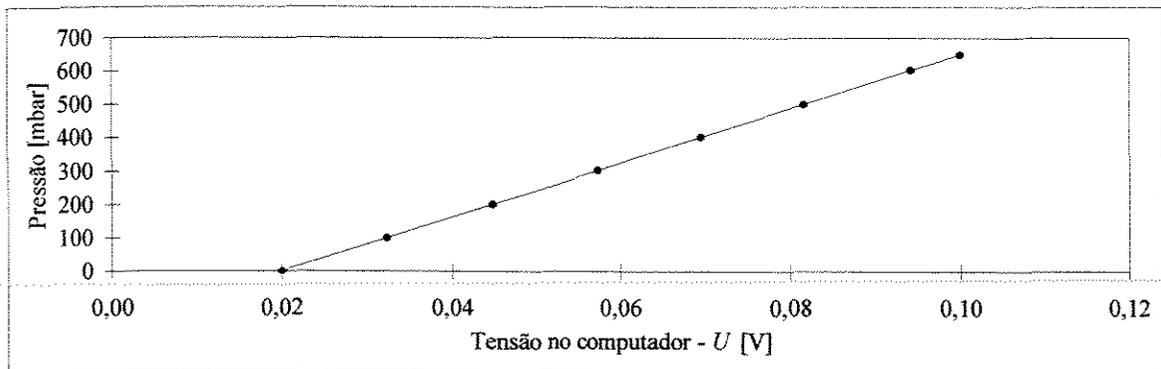
* P_p = Pressão obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $P=AU+B$

	Coefficientes	Erro padrão
B	-161,631	0,141
A	8119,037	2,069

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999996
Erro padrão (S_p)	0,159
Erro padrão (S_p %)	0,024



Resultado da calibração do transdutor Q3

Marca/modelo/série: Gould/PD3000-400-58/E3208 SU

Data da calibração: 11/01/1999

DADOS LEVANTADOS - (média de 5 leituras)

Observação	P_r * [mbar]	U [V]	s [V]
1	0,0	0,02003	0,000024
2	100,5	0,03238	0,000018
3	200,3	0,04466	0,000018
4	300,4	0,05698	0,000016
5	399,9	0,06920	0,000020
6	500,0	0,08151	0,000018
7	600,1	0,09382	0,000024
8	650,4	0,09997	0,000021

* P_r = Pressão de referência

RESÍDUOS

P_p * [mbar]	Resíduos [mbar]	Resíduos [%]
-0,04	0,04	0,006
100,42	0,08	0,012
200,31	-0,01	-0,002
300,52	-0,12	-0,019
399,92	-0,02	-0,004
500,06	-0,06	-0,009
600,19	-0,09	-0,014
650,21	0,19	0,029

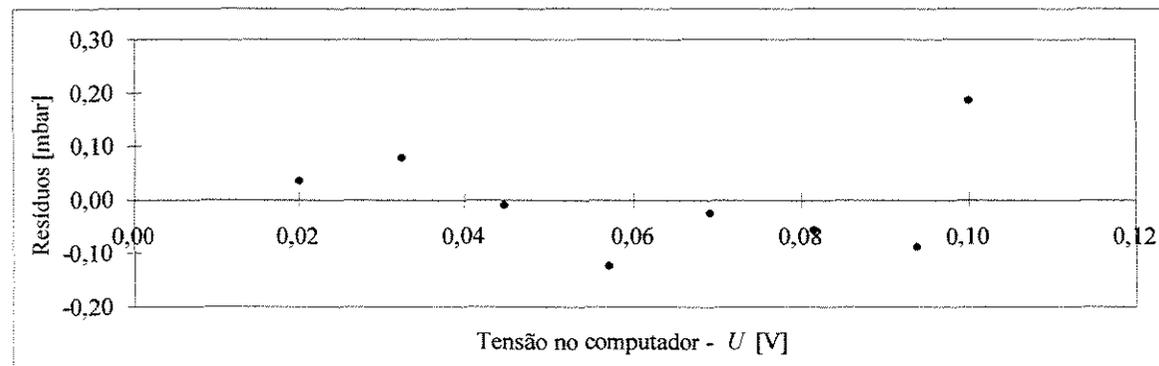
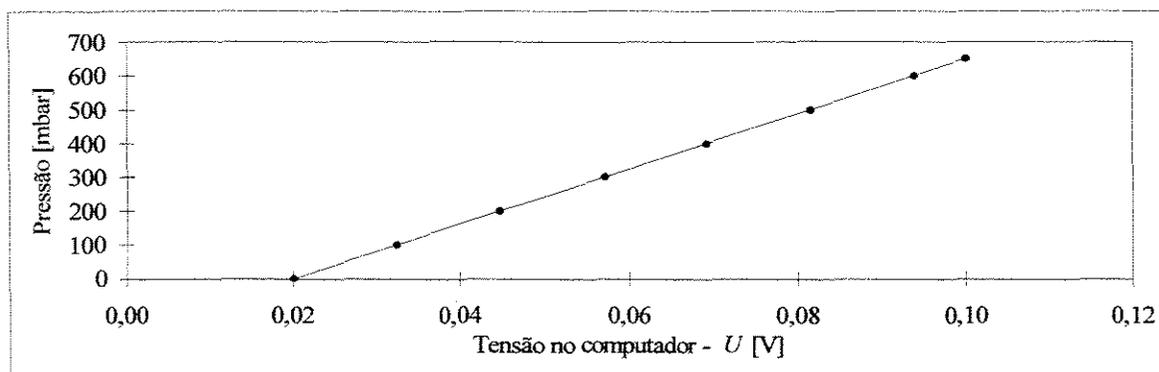
* P_p = Pressão obtida com equação ajustada

COEFICIENTES DA EQUAÇÃO: $P=AU+B$

	Coeficientes	Erro padrão
B	-162,964	0,095
A	8134,216	1,402

RESUMO DOS RESULTADOS

r^2	0,9999998
Erro padrão (S_p)	0,107
Erro padrão (S_p %)	0,016



APÊNDICE III

Calibração das Linhas de Medida de Fração de Vazio

Calibração do Sistema de Medida de Fração de Vazio para os Estudos da Limitação do Escoamento em Contracorrente no Circuito Água/ar

1 Metodologia:

Em um recipiente, posicionado entre a fonte de Am241 e o detector NaI, como mostra a Figura 1, acrescentou-se diferentes alturas de coluna de água que definiram as frações de vazio lineares de referência correspondentes, α_R , calculadas com a equação:

$$\alpha_R = 1 - \frac{h}{H} \quad (1)$$

onde H é uma altura máxima pré-estabelecida em função das necessidades dos experimentos na seção de testes do CAA. Os sinais de tensão, U , correspondentes a estas alturas, conduzidos através da linha de medição (detector, fotomultiplicadora, amplificador, discriminador, medidor de taxa e placas condicionadora e conversora A/D) e coletados no computador, foram convertidos para fração de vazio, através da equação:

$$\alpha = \frac{1}{c} \ln \left(\frac{a}{U - b} \right) \quad (2)$$

onde a constante b , que representa as contribuições da radiação de fundo e dos ruídos eletrônicos, é determinada medindo-se a tensão sem a fonte de radiação. As constantes a e c são obtidas através das equações:

$$a = U_2 - b \quad (3)$$

$$e \quad c = -\ln \left(\frac{U_1 - b}{U_2 - b} \right) \quad (4)$$

Os valores de U_1 e U_2 , correspondentes às frações de vazio conhecidas, $\alpha = 1$ e $\alpha = 0$, são obtidos medindo-se as tensões com o recipiente vazio e preenchido com a altura H de água, respectivamente. A fração de vazio α , foi então comparada com α_R para se avaliar a adequação do método de interpolação da grandeza.

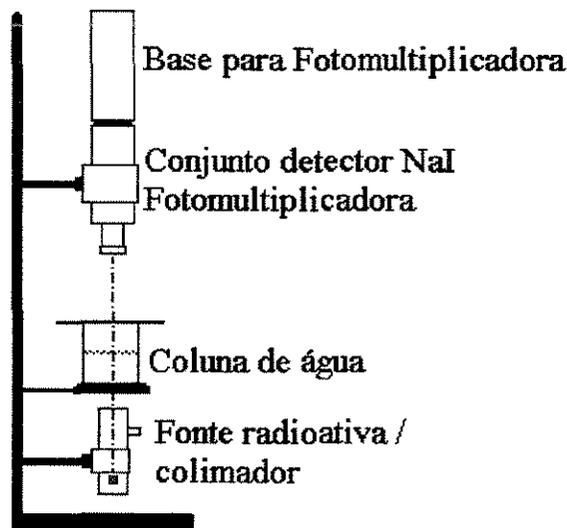


Figura 1 - Montagem utilizada na comparação da fração estimada e a experimental

2 O sistema de referência:

Incrementos volumétricos de água, ΔV , medidos por uma pipeta volumétrica, de $10,00 \pm 0,01$ ml, foram adicionados no recipiente com diâmetro, D , também conhecido, $5,246 \pm 0,007$ cm. Desta forma, pode-se determinar os incrementos de altura de água, Δh , o nível de água, h , a fração de vazio correspondente e as respectivas incertezas através das equações:

$$\Delta h = \frac{4\Delta V}{\pi D^2} \quad (h = n\Delta h; V = n\Delta V \Rightarrow \delta h = n\delta\Delta h) \quad (5)$$

$$\delta h = h \left[\left(\frac{\delta V}{V} \right)^2 + 4 \left(\frac{\delta D}{D} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

$$\delta\alpha_R = \left[2 \left(\frac{\delta h}{H} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (7)$$

Nestes levantamentos h variou entre 0 cm e $H = 5,089$ cm, já que o diâmetro máximo do tubo na seção de testes no CAA é de ≈ 5 cm. A incerteza $\delta h/h$, calculada pela equação (6) é de 0,0028, ou 0,28 % do valor de h .

3 O sistema calibrado:

- Conjunto Detector NaI 1" x 1" com fotomultiplicadora acoplada, da EG&G/ORTEC, Modelo 905-1.
- Base Para Fotomultiplicadora, da EG&G/ORTEC, Modelo 276
- Amplificador, da EG&G/ORTEC, Modelo 575A
- Analisador Mono Canal da EG&G/ORTEC, Modelo 550A
- Medidor De Taxa, EG&G/ORTEC, Modelo 449-2
- Placa condicionadora, Advantech, modelo PCL789D
- Placa conversora A/D, Advantech modelo PCL816

A incerteza do sinal na saída, U , do medidor de taxa, com valor entre 0 a 100 mV, correspondente à taxa de contagem, R , pode ser determinada pela equação:

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta U}{U} = \frac{1}{\sqrt{2 R \tau}} k_{\sigma} \quad (8)$$

onde τ é a constante de tempo fixada no medidor de taxa e k_{σ} o fator de redução da incerteza, dado pela equação:

$$k_{\sigma} = \left\{ 2 \frac{\tau}{t} \left[1 - \frac{\tau}{t} \left(1 - e^{-\tau/t} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (9)$$

sendo t o tempo de contagem da taxa.

4 Resultados:

A Tabela 1 mostra os dados levantados e as incertezas estimadas na determinação de h , da taxa de contagem e tensão na saída do medidor de taxa. A constante de tempo e o range fixados no medidor de taxa para estas medições foi 1 s e 10000 cps, respectivamente. A Tabela 1 mostra que, sendo a incerteza da medida de h sensivelmente menor que a de R ou U , calculados com a equação (8) com $k_{\sigma} = 1$, o método utilizado nesta calibração pode ser considerado adequado.

Efetuando-se as medidas de b , U_1 , U_2 , determinou-se os valores das constantes a e c através das equações (3) e (4). A Tabela 2 mostra os valores obtidos para estas constantes e respectivas incertezas. Para U_1 , U_2 e b estas incertezas foram estimadas utilizando-se a equação (8), considerando-se o fator de redução da incerteza igual a 1, e no caso de a e c foram utilizadas as seguintes equações:

$$\delta a = \left[(\delta U_2)^2 + (\delta b)^2 \right]^{1/2} \quad (10)$$

$$\delta c = \left[\left(\frac{\delta U_1}{U_1 - b} \right)^2 + \left(\frac{\delta U_2}{U_2 - b} \right)^2 + \left(\frac{(U_2 - U_1)\delta b}{(U_1 - b)(U_2 - b)} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (11)$$

Tabela 1 – Dados levantados na calibração do sistema de medida de fração de vazio

V [ml]	$\delta V/V$ [%]	h [cm]	$\delta h/h$ [%]	$R^{(1)}$ [cps]	$\delta R/R$ [%]	$U^{(1)}$ [mV]	$\delta U/U$ [%]
0	0,1	0,000		6319	0,89	63,19	0,89
10	0,1	0,463	0,28	5877	0,92	58,77	0,92
20	0,1	0,925	0,28	5408	0,96	54,08	0,96
30	0,1	1,388	0,28	4987	1,00	49,87	1,00
40	0,1	1,851	0,28	4574	1,05	45,74	1,05
50	0,1	2,313	0,28	4202	1,09	42,02	1,09
60	0,1	2,776	0,28	3852	1,14	38,52	1,14
70	0,1	3,239	0,28	3544	1,19	35,44	1,19
80	0,1	3,701	0,28	3252	1,24	32,52	1,24
90	0,1	4,164	0,28	3003	1,29	30,03	1,29
100	0,1	4,627	0,28	2759	1,35	27,59	1,35
110	0,1	5,089	0,28	2533	1,40	25,33	1,40

(1) Médias de 5 leituras.

Tabela 2 – Constantes para a determinação da fração de vazio

U_1 [mV]	U_2 [mV]	b [mV]	a [mV]	c
$63,19 \pm 0,56$	$25,33 \pm 0,35$	$0,59 \pm 0,05$	$24,74 \pm 0,36$	$0,9283 \pm 0,0193$

Com os valores da Tabela 2 calculou-se as frações de vazio correspondentes às tensões levantadas. Com as incertezas $\delta\alpha$, δc , e δU , também obtida através da equação (8), pode-se estimar a incerteza em α através da equação:

$$\delta\alpha = \left\{ \left(\alpha \frac{\delta c}{c} \right)^2 + \frac{1}{c^2} \left[\left(\frac{\delta a}{a} \right)^2 + \frac{\delta U^2 + \delta b^2}{(U - b)^2} \right] \right\}^{1/2} \quad (12)$$

A Tabela 3 compara as frações de vazio de referência α_R com as determinadas pela equação (2). A Figura 2 mostra o comportamento destas frações de vazio em função da tensão na saída do medidor de taxa. Observa-se que os desvios de α em relação aos de referência α_R são pequenos mesmo quando os valores de α tendem a 0.

Tabela 3 - Comparação entre as frações de vazio de referência e as obtidas através da eq. (2)

α_R	$\delta\alpha_R/\alpha_R$ [%]	U [mV]	α	$\delta\alpha$	$\delta\alpha/\alpha$ [%]	$(\alpha_R - \alpha)/\alpha_R$ [%]
1,0000	0,04	63,19	1,0000	0,0208	2,08	0,00
0,9090	0,04	58,77	0,9211	0,0197	2,14	1,33
0,8182	0,04	54,08	0,8306	0,0186	2,24	1,51
0,7273	0,05	49,87	0,7423	0,0175	2,36	2,07
0,6363	0,06	45,74	0,6480	0,0165	2,55	1,84
0,5455	0,07	42,02	0,5554	0,0157	2,83	1,81
0,4545	0,08	38,52	0,4603	0,0151	3,28	1,27
0,3635	0,10	35,44	0,3691	0,0147	3,98	1,53
0,2727	0,13	32,52	0,2748	0,0145	5,28	0,76
0,1818	0,20	30,03	0,1874	0,0146	7,77	3,08
0,0908	0,40	27,59	0,0942	0,0149	15,79	3,72
0,0000	-	25,33	0,0000	0,0154	-	-

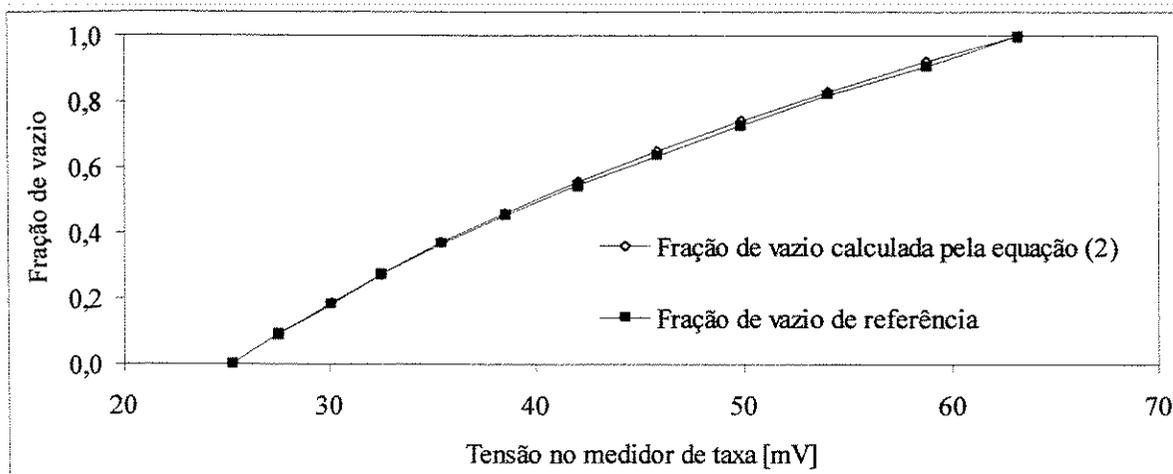


Figura 2 – Comparação entre a fração de vazio de referência e a obtida na linha de medida

APÊNDICE IV

Propriedades da Água e do Ar

Propriedades da Água e do Ar para a Faixa dos Testes de Limitação do Escoamento em Contracorrente no Circuito Água/Ar

1. Propriedades do ar ($10^{\circ}\text{C} < T < 50^{\circ}\text{C}$; $0 \text{ bar} < P < 2 \text{ bar}$)

Densidade [kg/m³]

Para um gás real a densidade pode ser determinada pela equação:

$$\rho = 0,0034837 \delta \left(\frac{P}{T Z} \right) \quad (1)$$

onde:

P = pressão do ar [Pa]

T = temperatura [K]

δ = massa molar do gás/massa molar do ar

Z = fator de compressibilidade (PV/RT)

Para o ar δ é igual a 1 e Z é o calculado conforme a equação:

$$Z = (9 \times 10^{-6}(T-273) - 5,76 \times 10^{-4}) P \times 10^{-5} + 1,000002 \quad (2)$$

A incerteza na determinação de ρ é calculada pela equação:

$$\delta\rho = \rho \left[\left(\frac{\delta P}{P} \right)^2 + \left(\frac{\delta T}{T} \right)^2 + \left(\frac{\delta Z}{Z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

$$\text{com: } \delta Z = \left[\left(9 \times 10^{-6} P \delta T \right)^2 + \left(9 \times 10^{-6} T - 5,76 \times 10^{-4} \right)^2 \delta P^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

Viscosidade dinâmica [Pa.s]

Fórmula de Sutherland

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2} \left(\frac{273 + C}{C + T} \right) \quad (5)$$

onde, para o ar, $\mu_0 = 1,73 \times 10^{-5}$ Pa.s e $C = 125$

$$e \quad \delta\mu = \left[\mu^2 \left(\frac{3}{2T^2} - \frac{1}{125+T} \right)^2 \delta T^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

2. Propriedades da água ($10^\circ\text{C} < T < 50^\circ\text{C}$; $0 \text{ bar} < P < 2 \text{ bar}$)

Densidade [kg/m³]

$$\rho = -4,429 \times 10^{-5} T^3 + 1,99561 \times 10^{-3} T^2 - 0,22948 T + 999,54215 \quad (7)$$

$$e \quad \delta\rho = \left[\left(-1,329 \times 10^{-4} T^2 + 3,99 \times 10^{-3} T - 0,22948 \right)^2 \delta T^2 \right]^{1/2} \quad (8)$$

Viscosidade dinâmica [Pa.s]

$$\nu = -5,6 \times 10^{-9} T^3 + 8,19 \times 10^{-7} T^2 - 5,08916 \times 10^{-5} T + 1,73823 \times 10^{-3} \quad (9)$$

$$e \quad \delta\nu = \left[\left(-1,6 \times 10^{-8} T^2 + 1,64 \times 10^{-6} T - 5,08916 \right)^2 \delta T^2 \right]^{1/2} \quad (10)$$

Tensão superficial [N/m]

$$\sigma = 3,4 \times 10^{-9} T^3 - 7,666 \times 10^{-7} T^2 - 1,159494 \times 10^{-4} T + 0,075396 \quad (11)$$

$$e \quad \delta\sigma = \left[\left(1 \times 10^{-8} T^2 - 1,53 \times 10^{-6} T - 1,15949 \right)^2 \delta T^2 \right]^{1/2} \quad (12)$$