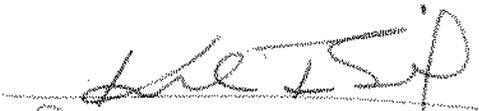


UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS

Este exemplar corresponde
à versão final da tese
defendida por Fernando de
Almeida França e aprovada
pela Comissão Julgadora em
21/09/87.


Prof. Dr. Kemal A.R. Ismail

AS TRANSIÇÕES BOLHAS-PISTONADO E
PISTONADO-AGITANTE EM UM ESCOA
MENTO BIFÁSICO VERTICAL ADIABÁTICO

Autor: Fernando de A. França
Orientador: Prof. José Maria S. Jabardo

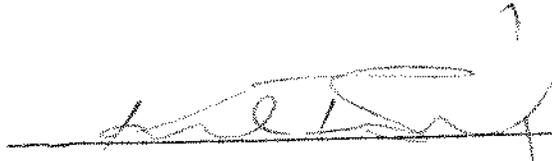
UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

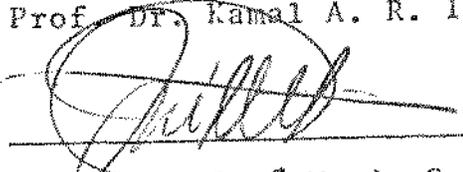
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS

Tese de: Doutorado

Título da Tese: As transições bolha-pistonado e pistonado-agitante em um escoamento bifásico vertical adiabático.

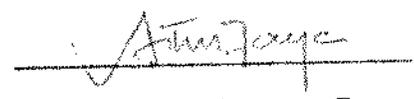
Aprovado por:


Prof. Dr. Kamal A. R. Ismail - Presidente


Prof. Dr. José Maria S. Jabardo


Prof. Dr. Luiz Fernando Milanez


Profa. Dra. Sílvia Azucena Nebra


Prof. Dr. Artur Faya

$T \equiv$ temperatura
 $t \equiv$ tempo (intervalo - Δt)
 $u \equiv$ energia interna
 $V \equiv$ velocidade média
 $v \equiv$ velocidade local
 $x \equiv$ direção (coordenada cartesiana)
 $y \equiv$ direção (coordenada cartesiana)
 $Z \equiv$ distância/perda de carga
 $z \equiv$ direção (coordenada cartesiana)

ALFABETO GREGO

$\alpha \equiv$ fração de residência local
 $\Gamma \equiv$ fluxo de massa na interface
 $\Delta \equiv$ intervalo ou variação (de tempo - Δt , de densidade - $\Delta \rho$, etc)
 $\lambda \equiv$ fator de atrito
 $\nu \equiv$ viscosidade cinemática
 $\xi \equiv$ variável de função densidade de probabilidade
 $\Pi \equiv$ tensor das tensões
 $\pi \equiv$ número de pi
 $\rho \equiv$ densidade
 $\sigma \equiv$ tensão superficial
 $\tau \equiv$ tensão viscosa
 $\phi \equiv$ geração volumétrica
 $\psi \equiv$ propriedade intensiva da fase

SUBSCRITOS

Primeiro nível

$k \equiv$ indicador de fase

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. José Maria Saiz Jabardo, pela atenção, incentivo e apoio constantes.

Ao Prof. MSc. Renato Pavanello, pela colaboração na aquisição e análise de sinais.

A Sílvio de Souza, pela montagem experimental e auxílio nas medidas.

A Taka Ota Perroni, pela datilografia.

A Mário Wálter Albertini, do C.T./UNICAMP, a quem devem ser creditados os méritos das fotografias.

Este trabalho foi parcialmente financiado e apoiado pelo CNPq, através de Auxílio à Pesquisa e Bolsa ao Pesquisador.

RESUMO

Mostra-se, neste trabalho, o desenvolvimento de modelos semi-analíticos de previsão das transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante em um escoamento gás-líquido vertical ascendente.

Os resultados foram comparados com modelos analíticos e dados experimentais publicados. Um circuito de escoamento bifásico de água e ar, vertical, operável em baixa pressão, foi especialmente montado para que se obtivesse dados experimentais relacionados àquelas transições. Fotografias do escoamento e análises de propriedades dinâmicas do sinal de um sensor de resistividade mostraram que características importantes do escoamento não haviam sido, até então, consideradas no modelamento das transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante.

ABSTRACT

The present work focus on developments of semi-analytical models for predicting the bubble-slug and slug-churn transition that are observed in a vertical upward gas-liquid flow.

The results were compared with existing models and experimental data. An air-water vertical loop was constructed in order to obtain experimental data related to the mentioned transition regimes. The data were obtained through analyses of the dynamical properties of the signal from a resistivity probe. The results are also presented by photographs of the flow. Both photographs and signal data showed that important characteristics of the flow, of critical relevance when modeling the bubble-slug and the slug-churn transitions, had not been considered yet.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO	1
1.1 - As configurações do escoamento bifásico co-corrente	2
1.2 - As transições e os diagramas das configurações do escoamento.	5
1.3 - A análise da flutuação da fração de vazio local como técnica de identificação da configuração do escoamento.	8
2. AS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO PARA O ESCOAMENTO BIFÁSICO E AS RELAÇÕES DO MODELO DE DESLIZAMENTO.	10
2.1 - A formulação local instantânea das equações de conservação.	12
2.2 - A formulação média local das equações de conservação.	15
2.3 - A formulação das equações de conservação segundo o modelo de difusão.	20
2.4 - A formulação unidimensional e as relações do modelo de deslizamento.	24
3. OS MODELOS DE TRANSIÇÃO BOLHAS-PISTONADO	32
3.1 - O modelo de Duckler e Taitel para a transição bolhas-pistonado.	33
3.2 - O modelo de Mishima e Ishii.	39
3.3 - Novos modelos para a transição bolhas-pistonado.	44

4. OS MODELOS PARA A TRANSIÇÃO PISTONADO-AGITANTE	53
4.1 - O modelo de Duckler e Taitel para a transição pisto- nado-agitante.	54
4.2 - O modelo de Mishima e Ishii para a transição pisto- nado-agitante.	63
4.3 - Um novo modelo para a transição pistonado-agitante.	72
5. A MONTAGEM EXPERIMENTAL. O CIRCUITO DE ESCOAMENTO BIFÁSICO E INSTRUMENTAÇÃO.	77
5.1 - O circuito de escoamento.	77
5.2 - O sensor de condutividade elétrica.	86
5.3 - A montagem para registro fotográfico e a instrumen- tação de registro e análise do sinal do sensor de condutividade.	90
6. PROCEDIMENTOS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS.	95
6.1 - Introdução.	95
6.2 - A caracterização dos regimes de escoamento e suas transições.	97
6.2.1 - O método do registro fotográfico dos regi- mes de escoamento.	98
6.2.2 - O método da análise do sinal da sonda de condutividade.	107
6.2.2.1 - O sinal temporal.	109
6.2.2.2 - A densidade de probabilidade.	117
6.2.2.3 - A densidade espectral.	128
6.3 - A fração de vazio média na transição bolhas-pisto- nado e pistonado-agitante.	138

6.4 - As curvas de transição bolhas-pistonado e pistonado agitante. Comparação com os resultados analíticos e outros ensaios.	149
7. CONCLUSÃO E RECOMENDAÇÕES.	162
APÊNDICE 1 : Elementos de medida de vazão de água e ar. Dados construtivos, incerteza de medidas e parametrização.	166
APÊNDICE 2 : Dados experimentais. Redução dos dados experimentais.	171
REFERÊNCIAS .	181

NOTAÇÃO

ALFABETO ROMANO

A \equiv área

D \equiv diâmetro

d \equiv diâmetro

E \equiv fluxo de energia/propriedade extensiva da fase

e \equiv espessura/propriedade intensiva da fase

F \equiv variável ou propriedade extensiva da fase

f \equiv parâmetro adimensional do diagrama generalizado de transição
bolhas-pistonado

g \equiv campo gravitacional

H \equiv diferença de pressão em comprimento de coluna de fluido

h \equiv entalpia/distância da frente do pistão gasoso

i \equiv vetor unitário na direção x

J \equiv fluxo/velocidade superficial média

j \equiv vetor unitário na direção y/velocidade superficial local

k \equiv vetor unitário na direção z

L \equiv comprimento

M \equiv fluxo de quantidade de movimento

N \equiv função densidade de fase

n \equiv vetor posição da interface (n_k)/expoente da função distribuição do coeficiente de vazão local

P \equiv função distribuição de probabilidade

p \equiv pressão/função densidade de probabilidade

Q \equiv fluxo volumétrico

q \equiv fluxo de calor

R \equiv fração de residência média

r \equiv posição radial

i \equiv indicador de interface
 m \equiv indicador de mistura
 l \equiv fase líquida
 2 \equiv fase gasosa
 k_j \equiv indicador de velocidade de deslizamento
 k_m \equiv indicador de velocidade de difusão
 r \equiv indicador de velocidade relativa
 g \equiv indicador de ocorrência do pistão gasoso
 l \equiv indicador de ocorrência do pistão de líquido
 w \equiv indicação de interface com a parede da tubulação
 e \equiv indicação da entrada da seção de teste
 s \equiv indicador da saída da seção de teste

Segundo nível

t \equiv indicador de média temporal simples
 α \equiv indicador de média temporal dupla
 ρ \equiv indicador de média ponderada pela densidade
 bp \equiv indicador de transição bolha-pistonado
 g \equiv indicador do pistão gasoso
 l \equiv indicador do pistão líquido

SÍMBOLOS

\rightarrow \equiv indicação de vetor
 ∂ \equiv derivada parcial
 ∇ \equiv operador nabla
 Σ \equiv somatório
 $'$ \equiv indicador de componente de flutuação
 \cdot \equiv produto escalar
 \sim \equiv indicador de tensor

- <> ≡ indicação de média na seção transversal
- <<>> ≡ indicação de média na seção transversal, ponderada pela fração de vazio
- ≡ indicação de valor médio apropriado
- Rey ≡ número de Reynolds
- Co ≡ parâmetro de distribuição
- C1 ≡ constante
- C2 ≡ constante

1. INTRODUÇÃO

O escoamento bifásico gás-líquido está presente em inúmeros processos de grande interesse na engenharia, mas foi com o desenvolvimento dos sistemas de potência que utilizam-se da conversão da energia de fissão nuclear, que seu estudo teve grande impulso. Atualmente, entretanto, já se destaca como elemento motor da pesquisa, o grande elenco de processos onde se verifica o escoamento simultâneo de gás e líquido, em proporções variadas, com ou sem mudança de fase ou transferência de calor.

Condensadores, evaporadores, sistemas de bombeamento simultâneo de óleo e gás, caldeiras, bombas de elevação a ar, destiladores, reatores químicos e sistemas de resfriamento de circuitos eletrônicos com mudança de fase, são alguns exemplos de equipamentos onde ocorrem escoamentos bifásicos gás-líquido de um ou dois componentes.

Por outro lado, a despeito do esforço que tem sido realizado para o entendimento dos fenômenos associados ao escoamento bifásico — é a área correlata a fenômenos de transporte que se caracteriza pelo maior número de publicações na atualidade —, muito há que ser feito até que se chegue a resultados tão precisos quanto os que hoje se alcançam no estudo do escoamento de fase única. A presença de duas fases em escoamento simultâneo, a existência de uma interface de separação com movimento, em geral, aleatório, a interação entre as fases, e a dificuldade de se caracterizar a configuração do escoamento — isto é, a distribuição das fases no escoamento — com base em critérios objetivos, são os elementos que representam uma dificuldade adicional para o estudo analítico e experimental do escoamento bifásico.

E é dentro deste contexto que se situa este trabalho: realiza-se aqui uma análise crítica dos modelos analíticos que tratam da transição entre as configurações bolhas-pistonado e pistonado-agitante de um escoamento bifásico gás-líquido vertical ascendente co-corrente e adiabático, e modelos analíticos alternativos. Ao mesmo tempo é desenvolvido um trabalho experimental de identificação das transições, a partir de ensaios fotográficos, e da análise da flutuação da fração de vazão local, determinada com um sensor de condutividade elétrica, posicionado no eixo de simetria do escoamento.

1.1. AS CONFIGURAÇÕES DO ESCOAMENTO BIFÁSICO VERTICAL CO-CORRENTE

Quando um gás e um líquido escoam simultaneamente em uma tubulação, as fases se distribuem em configurações particulares, ditadas pela proporção relativa entre elas, pela forma de introdução das fases no escoamento, pelo posicionamento e forma da tubulação e por variáveis próprias do escoamento, tal como a velocidade ou pressão.

Collier [1], por exemplo, classifica as configurações do escoamento bifásico vertical co-corrente quanto à forma dos volumes predominantes de cada uma das fases, isto é a topografia do escoamento. Assim, tem-se:

escoamento em bolhas (bubbly flow) - a fase gasosa está distribuída em bolhas, dispersas em meio à fase líquida. É o regime que se estabelece quando a concentração de gás é baixa;

escoamento pistonado (slug flow) - no escoamento pistonado a fase gasosa está, predominantemente, na forma de bolhas ci

lândricas de extremidade superior esférica, de diâmetro da ordem de grandeza do diâmetro da tubulação (pistão gasoso). A fase líquida envolve os pistões gasosos, constituindo um filme líquido em sua periferia e um pistão de líquido entre dois pistões gasosos consecutivos. Nas velocidades baixas e moderadas da mistura bifásica observa-se uma pequena concentração de bolhas no pistão de líquido intermediário, fato este que se intensifica nas velocidades mais elevadas;

escoamento agitante (**churn flow**) - o escoamento agitante se estabelece após o rompimento dos pistões gasosos característicos do escoamento pistonado. Os volumes gasosos que resultam dos pistões rompidos apresentam formas variadas, e escoam caoticamente com a mistura, envolvidos por uma grande população de bolhas de pequeno diâmetro. Em determinadas situações é de difícil caracterização visual, por apresentar um aspecto leitoso, resultante das múltiplas refrações das interfaces presentes, podendo ser confundido com um escoamento de alta concentração de bolhas;

escoamento anular com gotas agrupadas (**wispy-anular-flow**) - o escoamento anular com gotas agrupadas tem como características o fato de que o líquido escoar em um filme de pequena espessura, junto à parede da tubulação, e na forma de gotas, envolvidas pelo escoamento gasoso, no centro do duto. O filme de líquido pode apresentar pequenas bolhas dispersas, e as gotas se mostram, em agrupamentos, como filamentos irregulares de grande tamanho;

escoamento anular (**annular flow**) - no escoamento anular o líquido está confinado, predominantemente, no filme que escoar junto à parede da tubulação, com o gás ocupando sua região central. O filme de líquido pode apresentar ondas na interface com o gás (**wavy-annular flow**), e que, quando se rompem, lançam gotas que

se dispersam no escoamento gasoso.

Para Ishii [2], o escoamento bifásico deve ser preferencialmente classificado quanto à geometria da interface de separação entre as fases. São propostas três classes, que comportam sub-classes, de acordo com a topografia do escoamento:

no escoamento de fase dispersa uma das fases se apresenta dispersa e envolvida pela outra fase. Os escoamentos em bolhas ou gotas, no caso do escoamento bifásico gás-líquido, seriam configurações que constituiriam sub-classes;

no escoamento de fases separadas uma interface contínua separa as duas fases em escoamento, não se registrando a presença de qualquer uma das fases dispersas na outra. O escoamento anular, quando não apresentasse bolhas no filme de líquido, ou gotas no fluxo gasoso, seria uma das sub-classes possíveis;

o escoamento em transição compreenderia a combinação das classes acima, isto é, a presença de bolhas dispersas no filme de líquido, ou a presença de gotas envolvidas pela corrente gasosa. O escoamento pistonado, o escoamento agitante e o escoamento anular com bolhas e gotas dispersas seriam as configurações que constituiriam suas sub-classes.

A despeito da grande variedade de nomes encontrados na literatura para designar configurações do escoamento, e caracterizar novas configurações, observa-se que, via de regra, são nomenclaturas alternativas para configurações conhecidas, ou tentativas de definição de configurações intermediárias entre as já conhecidas. Neste contexto se inserem, por exemplo, o escoamento aerado (*froth flow*), de acordo com a denominação de Oshinovo e Char

les [3], ou o escoamento alternado (*alternating flow*), de acordo com Kowalczewski [4]. Assim, apesar de não haver ainda uma concordância generalizada quanto às configurações possíveis de um escoamento bifásico gás-líquido vertical co-corrente, observa-se, em trabalhos recentes [5,6,7,8], uma tendência à aceitação de que as configurações principais são, em ordem crescente da concentração do gás, o escoamento em bolhas, escoamento pistonado, escoamento agitante e escoamento anular.

1.2. AS TRANSIÇÕES E OS DIAGRAMAS DAS CONFIGURAÇÕES DO ESCOAMENTO

A definição das transições entre as configurações possíveis de um escoamento bifásico vertical co-corrente, isto é, dos limites de ocorrência de configurações subsequentes do escoamento, é outro ponto controvertido, já que as variações de estrutura das interfaces, ou das características topográficas do escoamento, se processam de forma gradual e contínua. Se a identificação da configuração em vigor surge quase sempre de observações experimentais que dão margem à subjetividade da análise, e considerando-se ainda a indefinição corrente quanto às configurações principais, explica-se a grande variedade de configurações listadas na literatura e que, na verdade, representam configurações intermediárias entre os regimes principais anteriormente definidos.

Grande parte dos trabalhos dedicados à identificação das transições em um escoamento bifásico gás-líquido se apoia exclusivamente em observações experimentais. A partir da identificação das configurações, as transições são associadas a parâmetros característicos do escoamento, gerando-se os diagramas convencionais de transição. Tal é o caso do largamente utilizado diagrama

de velocidades superficiais do líquido e do gás ($j_1 \times j_2$), ou do diagrama de Hewitt e Roberts [9], em termos dos fluxos superficiais de quantidade de movimento do líquido e do gás. Uma identificação ampla dos diagramas até então utilizados é realizada por Kowalczewski [4] e Dukler e Taitel [5].

A utilização das curvas de transição dos diagramas convencionais é limitada, não se prestando a análises comparativas entre resultados experimentais obtidos sob condições diversas de ensaio. Quase sempre os parâmetros pertinentes são propostos sem qualquer justificativa teórica ou desenvolvimento analítico associado, não se considerando as particularidades de cada uma das transições: diferentes conjuntos de forças devem governar as transições possíveis em um escoamento bifásico gás-líquido vertical co-corrente.

Partindo de idealizações dos arranjos topográficos do escoamento, e utilizando conceitos diversos para expressar o movimento relativo entre as fases, Dukler e Taitel [5] e Mishima e Ishii [7] desenvolveram análises teóricas das transições do escoamento bifásico gás-líquido vertical co-corrente. O desenvolvimento teórico de Dukler e Taitel [op.cit.] permitiu o estabelecimento dos diagramas generalizados, restritos a cada uma das transições em particular. Assim, verificou-se que a passagem para o escoamento pistonado, a partir daquele em bolhas, é determinada não somente pela concentração da fase gasosa, mas também pelas forças de inércia e gravitacional, e pela tensão superficial; no caso da transição entre os escoamentos pistonado e agitante, as forças de inércia, gravitacional e viscosa constituem os parâmetros determinantes. Nestes mapas generalizados, onde se utilizam variáveis independentes adimensionais, obtidas do arranjo apropriado dos parâmetros pertinentes, realiza-se a comparação adequada de resultados experimentais obtidos em condições a mais diversas.

Os modelos teóricos desenvolvidos até o momento, entretanto, apresentam desvios, seja na representação da transição bolhas-pistonado, ou da transição pistonado-agitante. Baseados em diferentes conceitos para expressar o movimento relativo entre as fases, os resultados destes modelos, para a transição bolhas-pistonado, divergem principalmente quando se considera o escoamento com baixas vazões. Nestas condições, por outro lado, é que se obtêm os resultados experimentais mais precisos de caracterização das transições, por ser possível associar às técnicas indiretas, como as resultantes de análise de sinais, a observação visual direta e ensaios fotográficos do escoamento. Para suprir esta lacuna, foi desenvolvido neste trabalho um novo modelo para a transição bolhas-pistonado, baseado em características locais do escoamento.

Com relação à transição pistonado-agitante, os modelos desenvolvidos na literatura divergem não somente entre si, mas também com relação a dados experimentais diversificados: obtidos a partir de idealização do escoamento pistonado, não se considera que o pistão gasoso, característico do regime, pode escoar envolvido por um filme de líquido que contém bolhas. Um novo modelo para a transição pistonado-agitante foi desenvolvido, de forma a contemplar os efeitos resultantes da presença de bolhas no filme líquido descendente. Os resultados obtidos, relativos às transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante, foram comparados, com resultados experimentais próprios e, inclusive, com o de outros pesquisadores, com o intuito de mostrar a adequação dos novos modelos.

1.3. A ANÁLISE DA FLUTUAÇÃO DA FRAÇÃO DE VAZIO LOCAL COMO TÉCNICA DE IDENTIFICAÇÃO DA CONFIGURAÇÃO DO ESCOAMENTO

A utilização de um sensor de condutividade elétrica para determinar a variação da fração de vazio local da fase gasosa, e o processamento do sinal resultante, é uma técnica conhecida na identificação das configurações do escoamento. Os trabalhos pioneiros foram realizados, na primeira metade da década de sessenta, por Lackmé [10,11] e Akagawa [12]. O princípio operacional e possibilidades construtivas de sensores de condutividade são discutidos por Bergles [13], e um levantamento das técnicas aplicadas à determinação de características transientes e estatísticas do escoamento bifásico gás-líquido é realizada por Jones e Delhaye [14], bem como uma discussão específica sobre o processamento do sinal resultante de um sensor de condutividade.

Uma discussão extensa sobre as características estatísticas das configurações de um escoamento bifásico gás-líquido foi realizada por Jones [15,16], em seu trabalho de doutoramento. Registros de flutuação da fração de vazio transversal, isto é, da fração de vazio média medida transversalmente ao escoamento, foram obtidos, em um duto de seção retangular, utilizando-se da técnica de atenuação de raios X. O processamento do sinal resultante constou, entre outros, da determinação de suas densidade de probabilidade e densidade espectral, e foi complementado pelo registro fotográfico do escoamento e pela determinação dos perfis da fração de vazio local e velocidades superficiais, utilizando-se um anemômetro de filme quente.

Esta técnica, entretanto, não havia sido utilizada, até então, na caracterização detalhada das transições entre regimes de escoamento, conforme realizada neste trabalho. Um sensor de

condutividade elétrica local foi posicionado na linha de centro de uma tubulação, que constitui a seção de teste de um circuito de escoamento bifásico água-ar vertical ascendente e adiabático. O sinal resultante da sonda foi analisado, quanto às suas propriedades temporais e estatísticas, para condições do escoamento que configurassem os processos de transição bolhas-pistonado e pistonado agitante.

Associada à observação direta e de registros fotográficos do escoamento, obtidos em um trecho transparente da seção de teste, a técnica utilizada conduziu a excelentes resultados na caracterização das transições estudadas, permitindo que os modelos teóricos fossem adequadamente analisados e calibrados.

2. AS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO PARA O ESCOAMENTO BIFÁSICO E AS RELAÇÕES DO MODELO DE DESLIZAMENTO

As equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia, para o escoamento multifásico, são usualmente formuladas com base em dois modelos conceituais, o modelo de fases separadas e o modelo de difusão.

No modelo de fase separadas considera-se cada fase separadamente, no que diz respeito ao escoamento ou aos processos a ele afeitos. Assim, um escoamento bifásico gás-líquido, por exemplo, seria expresso por 9 (nove) equações de conservação - 6 relativas às duas fases e 3 equações de conservação que consideram a transferência na interface -, e um conjunto de equações constitutivas que compatibilizam o número de incógnitas do problema com o número total de equações.

As equações de conservação do modelo de fases separadas podem ser expressas em termos das variáveis locais instantâneas - e a formulação é denominada de local instantânea - ou em termos dos valores médios das variáveis do escoamento e propriedades das fases. A formulação local instantânea é a base fundamental de todos os outros modelos de escoamento multifásico mas, a não ser em casos limitados, não apresenta soluções. Dificuldades matemáticas incontornáveis surgem, resultantes do movimento aleatório das interfaces entre as fases e de flutuações das variáveis, provocadas por este movimento e pela turbulência inerente ao escoamento. Quando se utiliza os processos de média, procura-se obter as equações de conservação em termos de valores médios das variáveis do escoamento e das propriedades das fases, eliminando-se as flutuações locais instantâneas.

No modelo de difusão os parâmetros do escoamento são aqueles definidos para as misturas homogêneas - onde diferentes substâncias e/ou fases são consideradas um meio contínuo, com propriedades termodinâmicas e de transporte dependentes das propriedades das fases presentes e de suas concentrações relativas na composição da mistura. Para um escoamento bifásico, este modelo é expresso, então, por três equações de conservação, uma equação de difusão, que considera a variação de concentração, e um conjunto de equações constitutivas para a mistura. Na definição das propriedades termodinâmicas e de transporte da mistura são utilizadas as propriedades médias relativas a cada uma das fases.

Assim, se a simplicidade do modelo de difusão resulta da redução do número de equações, quando comparado ao modelo de fases separadas, sua aplicabilidade resulta do fato que, em engenharia, via de regra, deseja-se informações sobre o comportamento da mistura, e não sobre o comportamento de cada uma das fases separadamente.

Um caso particular do modelo de difusão é a sua formulação unidimensional, que representa, no âmbito das aplicações, um verdadeiro avanço em relação aos modelos anteriormente utilizados. Os parâmetros da mistura são considerados por suas médias na seção transversal ao escoamento, e assim, se por um lado perde-se informações referentes às direções transversais ao escoamento principal, por outro lado aqueles parâmetros podem ser obtidos experimentalmente com certa facilidade, e utilizados na calibração do modelo.

No modelamento analítico da transição entre os regimes de escoamento bifásico gás-líquido (transição bolhas-pistonado e pistonado-agitante), serão utilizados equações constitutivas e relações, para variáveis próprias das formulações local e unidi-

mensional do modelo de difusão. Assim sendo procura-se, neste capítulo, apresentar as formulações local instantânea e média local do modelo da fases separadas, e as formulações local e unidimensional do modelo de difusão, no encadeamento natural de obtenção do modelo simplificado partindo-se de um modelo geral. Da mesma forma, as relações entre as variáveis do escoamento bifásico gás-líquido, pertinentes ao modelo de difusão unidimensional, são discutidas.

As formulações local instantânea e média local do modelo de fases separadas são apresentadas e discutidas por Delhay e Achard [17], e Ishii [2], que também apresenta e discute as formulações local e unidimensional do modelo de difusão [18]. As equações para os valores médios de características do escoamento, pertinentes ao modelo de difusão unidimensional, foram apresentadas inicialmente por Zuber e Findlay [19].

2.1. A FORMULAÇÃO LOCAL INSTANTÂNEA DAS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO

As formulações locais instantâneas das equações de conservação de um escoamento bifásico gás-líquido podem ser obtidas da equação geral de campo: se ψ_k é uma propriedade intensiva, derivada de uma extensiva, da fase k , sua taxa de variação em um volume material $v(t)$ é dada por (coordenadas de Lagrange)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V (\rho_k \psi_k) dv = - \int_S (\mathbf{J}_k \cdot \vec{n}) ds + \int_V \rho_k \phi_k dv, \quad (2.1)$$

onde ρ_k é a densidade da fase k , \mathbf{J}_k é a interação de fronteira e ϕ_k é a interação volumétrica. A fronteira do volume material está representada por s , e o seu vetor normal por \vec{n} .

Recorrendo-se aos teoremas de Transporte de Reynolds e de Gauss, chega-se à forma diferencial da equação geral de campo,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_k \psi_k) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_k \psi_k \vec{v}_k) + \vec{\nabla} \cdot \mathbf{J}_k + \rho_k \phi_k = 0, \quad (2.2)$$

onde $\vec{\nabla}$ é o operador nabla,

$$\vec{\nabla} \equiv \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}.$$

Assim, teremos:

(a) para a equação de conservação de massa

$$\psi_k = 1, \quad \mathbf{J}_k = \phi_k = 0 \quad e$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_k + \vec{\nabla} \cdot (\rho_k \vec{v}_k) = 0; \quad (2.3)$$

(b) Para a equação de conservação da quantidade de movimento,

$$\psi_k = v_k, \quad \mathbf{J}_k = -\tilde{\Pi}_k, \quad \phi_k = \vec{g} \quad e$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_k v_k) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_k v_k \vec{v}_k) + \vec{\nabla} \cdot (-\tilde{\Pi}_k) + \rho_k \vec{g} = 0, \quad (2.4)$$

onde as forças de campo foram restritas ao campo gravitacional;

(c) Para a equação de conservação da energia,

$$\psi_k = u_k + v_k^2/2, \quad \mathbf{J}_k = \vec{q}_k - \tilde{\Pi}_k \cdot \vec{v}_k, \quad \phi_k = \vec{g} \cdot \vec{v}_k \quad e$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_k (u_k + V_k^2/2) + \vec{\nabla} [\rho_k (u_k + V_k^2/2) \vec{V}_k] + \vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_k - \vec{\Pi}_k \vec{V}_k) + \rho_k (\vec{g} \cdot \vec{V}_k) = 0 \quad (2.5)$$

sendo que no termo de geração volumétrica não foi considerada qualquer geração interna de calor.

Os balanços na interface podem ser escritos, de forma genérica, como:

(a) Balanço interfacial de massa:

$$\sum_{k=1}^2 \Gamma_k = 0, \quad (2.6)$$

onde Γ_k é o fluxo de massa na interface, resultante do processo de mudança de fase;

(b) Balanço interfacial de quantidade de movimento:

$$\sum_{k=1}^2 \vec{M}_k + \vec{M}_m = 0, \quad (2.7)$$

onde M_k é o fluxo líquido de quantidade de movimento na interface e M_m considera o efeito da tensão superficial;

(c) Balanço interfacial de energia:

$$\sum_{k=1}^2 E_k + E_m = 0, \quad (2.8)$$

onde E_k é o fluxo líquido de energia entre as fases e E_m considera o trabalho realizado pela tensão superficial. Estas três equa-

ções são obtidas considerando-se que a interface é uma superfície singular que não armazena massa ou energia. Os termos de fluxo de massa, quantidade de movimento e energia surgirão de forma mais explícita quando da apresentação da média temporal da equação geral de balanço, a ser utilizada na formulação média local das equações de conservação para as fases separadas de um escoamento bifásico.

2.2. A FORMULAÇÃO MÉDIA LOCAL DAS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO

Para se determinar as equações de conservação para as fases separadas de um escoamento bifásico, em termos da média temporal, deve-se determinar a correspondente média temporal da equação geral de campo, a partir de sua formulação geral instantânea, eq. (2.1). Para tanto, considera-se que F_k é uma propriedade local da fase k , que pode ser escrita em termos do seu valor médio $F_{k\alpha}$, e da flutuação F'_k ,

$$F_k(x_o, t) = (F_k(x_o, t))_\alpha + F'_k \quad (2.9)$$

Assim, para se obter as equações de conservação em termos do valor médio $F_{k\alpha}$ das propriedades, deve-se utilizar um operador de média que tenha significado físico e que apresente derivada primeira contínua. Segundo Delhay e Achard [17], a média temporal dupla é o processo de média adequado, por cumprir com estes requisitos:

$$F_{k\alpha} = (F_k(x_o, t))_\alpha = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \left[\frac{1}{\Delta t_k} \int_{\Delta t_k} F_k(x_o, t) dt \right] dt \quad (2.10)$$

onde Δt_k é o intervalo de tempo de residência da fase k no ponto x_0 do espaço, e Δt é o intervalo total de residência das fases no ponto x_0 . O valor real desta média é obtido fazendo-se $\Delta t \rightarrow \infty$, devendo-se considerar ainda que a interface é uma superfície singular de espessura nula.

Aplicando-se a média temporal dupla à equação geral de balanço Eq. (2.1), e recorrendo-se aos teoremas de Leibnitz e Gauss para a integral, chega-se a

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\alpha_k (\rho_k \psi_k)_\alpha] + \vec{v} \cdot [\alpha_k (\rho_k \psi_k \vec{V}_k)_\alpha] + \vec{v} \cdot [\alpha_k (\mathbf{J}_k)_\alpha] + \alpha_k (\rho_k \phi_k)_\alpha + \\ & + \frac{1}{\Delta t} \sum \frac{1}{|\vec{V}_i \cdot \vec{n}_k|} [\rho_k \psi_k (\vec{V}_k - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_k + \mathbf{J}_k \cdot \vec{n}_k] = 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Nesta equação

$$\alpha_k \equiv \Delta t_k / \Delta t, \quad (2.12)$$

é a fração de residência local da fase k. O último termo do lado esquerdo do sinal de igualdade representa os fluxos na interface. A velocidade de deslocamento da interface está representada por \vec{V}_i (*), e o vetor normal na interface, \vec{n}_k , tem sinal positivo quando aponta para fora da fase k. A fração de residência local da fa

(*) \vec{V}_i é dada por

$$\vec{v}_i \cdot \vec{n}_k = \frac{-(\partial f / \partial t)}{|\nabla f|},$$

onde $F(x, y, z, t) = 0$ é a equação da superfície.

se k é dada também por

$$\alpha_k \equiv \Delta t_k / \Delta t = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \left(\frac{1}{\Delta t_k} \int_{\Delta t_k} N_k(x_0, t) dt \right) dt, \quad (2.13)$$

onde $N_k(x_0, t)$ é a função densidade de fase do escoamento bifásico definida por

$$N_1(x_0, t) = 1 \quad \text{e} \quad N_2(x_0, t) = 0, \quad \text{quando a fase 1} \quad (2.14)$$

ocupa a posição

x_0 no espaço e,

$$N_1(x_0, t) = 0 \quad \text{e} \quad N_2(x_0, t) = 1 \quad \text{quando a fase 2 ocupa} \quad (2.15)$$

a posição x_0 no espaço

A partir da definição da função densidade de fase, De-
lhaye e Achard [op.cit.] mostram também que

$$F_{k\alpha} \equiv \frac{\frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \left(\frac{1}{\Delta t_k} \int_{\Delta t_k} N_k F_k dt \right) dt}{\frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \left(\frac{1}{\Delta t_k} \int_{\Delta t_k} N_k dt \right) dt} \quad (2.16)$$

Isto é, $F_{k\alpha}$ seria, aproximadamente, uma média temporal ponderada pela densidade de fase, o que justificaria a utilização do subscrito α .

As equações de conservação podem ser formuladas mais adequadamente recorrendo-se à utilização da média ponderada pela densidade, aplicada às propriedades extensivas das fases em escoamento. Assim, se E_k é uma propriedade extensiva — função da massa —, por unidade de volume da fase k em escoamento, a propriedade intensiva a ela associada é

$$e_k = E_k / \rho_k \quad (2.17)$$

sendo ρ_k a densidade da fase k. A média ponderada pela densidade, da propriedade intensiva e_k , é dada por

$$e_{k\rho} = (\rho_k e_k)_\alpha / \rho_{k\alpha} \quad (2.18)$$

Assim, as equações de conservação são dadas por:

(a) equação de conservação da massa para a fase k,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_{k\alpha}) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_k \rho_{k\alpha} \vec{V}_{k\rho}) = \Gamma_k, \quad (2.19)$$

sendo que

$$\Gamma_k = - \frac{1}{\Delta t} \sum \frac{1}{|\vec{V}_i \cdot \vec{n}_k|} \left[\rho_k (\vec{V}_k - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_k \right] \quad (2.20)$$

representa o fluxo de massa da fase k na interface, resultante do processo de mudança de fase;

(b) equação de conservação da quantidade de movimento para a fase k,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_{k\alpha} \vec{V}_{k\rho}) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_k \rho_{k\alpha} \vec{V}_{k\rho} \vec{V}_{k\rho}) = & - \vec{\nabla} (\alpha_k p_{k\alpha}) + \\ & + \vec{\nabla} (\alpha_k \bar{\tau}_{k\alpha}) + \vec{\nabla} (\alpha_k \bar{\tau}'_k) + \alpha_k \rho_{k\alpha} \vec{g} + \vec{M}_k, \end{aligned} \quad (2.21)$$

onde o tensor das tensões $\bar{\Pi}_k$ foi decomposto nos termos de pressão e tensão viscosa, p_k e $\bar{\tau}_k$, respectivamente, o termo $\bar{\tau}'_k$ representa o fluxo turbulento de quantidade de movimento, dado por

$$\vec{\tau}_k = - (\rho_k \vec{V}'_k \vec{V}'_k)_\alpha, \quad (2.22)$$

e \vec{M}_k representa o fluxo de quantidade de movimento da fase k na interface, dado por

$$\vec{M}_k = - \frac{1}{\Delta T} \sum \frac{1}{|\vec{V}_i \cdot \vec{n}_k|} \left[\rho_k \vec{V}_k (\vec{V}_k - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_k + \vec{\pi}_k \cdot \vec{n}_k \right] \quad (2.23)$$

(c) equação de conservação da energia para a fase k

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[\alpha_k \rho_{k\alpha} (u_{k\rho} + V_{k\rho}^2/2 + V_{k\rho}'^2/2) \right] + \vec{v}_k \cdot \left[\alpha_k \rho_{k\alpha} (u_{k\rho} + V_{k\rho}^2/2 + V_{k\rho}'^2/2) \vec{V}_{k\rho} \right] = \\ & = - \vec{v}_k \cdot (\alpha_k q_{k\alpha}) - \vec{v}_k \cdot (\alpha_k q'_{k\alpha}) + \vec{v}_k \cdot (\alpha_k \vec{\pi}_{k\alpha} \cdot \vec{V}_{k\rho}) + \alpha_k \rho_{k\alpha} \vec{g} \cdot \vec{V}_{k\rho} + E_k \end{aligned} \quad (2.24)$$

onde $u_{k\rho}$ é a média, ponderada pela densidade, da energia interna da fase k, $q_{k\alpha}$ é a média, ponderada pela densidade de fase, do fluxo de calor para a fase k, $q'_{k\alpha}$ é o fluxo turbulento de energia para a fase k, dado por

$$q'_{k\alpha} = \left[\rho_k (u'_k + V_k'^2/2) \vec{V}'_k \right]_\alpha - (\vec{\pi}_k \cdot \vec{V}'_k)_\alpha, \quad (2.25)$$

e E_k representa o fluxo de energia da fase k na interface, dado por

$$E_k = - \frac{1}{\Delta t} \sum \frac{1}{|\vec{V}_i \cdot \vec{n}_k|} \left[\rho_k (u_k + V_k^2/2) (\vec{V}_k - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_k - (\vec{\pi}_k \cdot \vec{V}_k) \vec{n}_k + q_k \cdot \vec{V}_k \right] \quad (2.26)$$

2.3. A FORMULAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO SEGUNDO O MODELO DE DIFUSÃO

A formulação das equações de conservação e a equação de difusão, relativas ao modelo de difusão, passa pela definição de propriedades relativas a um escoamento de uma mistura homogênea. A velocidade da mistura, ou velocidade do centro de massa de uma mistura homogênea, é dada por

$$\vec{V}_m = \sum_{k=1}^2 (\alpha_k \rho_{k\alpha} \vec{V}_{k\rho}) / \rho_m, \quad (2.27)$$

onde a densidade da mistura, ρ_m , é definida por

$$\rho_m = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_{k\alpha} \quad (2.28)$$

O movimento relativo entre as fases, no modelo de difusão, é expresso pela velocidade de difusão, isto é, a velocidade da fase em relação à velocidade do centro de massa de uma hipotética mistura homogênea,

$$\vec{V}_{k_m} = \vec{V}_{k\rho} - \vec{V}_m, \quad (2.29)$$

devendo-se recorrer então a uma equação de difusão (equação topológica, já que parâmetros do escoamento estão implícitos) para que o modelo seja compatibilizado - é o denominado **closure problem**. Uma formulação alternativa das equações de conservação do modelo de difusão é obtida se o movimento relativo entre as fases é expresso pela velocidade de deslizamento, isto é, a velocidade da fase em relação ao centro de volume da mistura, e não pela velocidade de difusão. A velocidade de deslizamento é dada por

$$\vec{V}_{kj} = \vec{V}_{k\rho} - \vec{j} \quad (2.30)$$

onde \vec{j} é a velocidade do centro de volume da mistura, definida por

$$\vec{j} = \sum_{k=1}^2 \vec{j}_k = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \vec{V}_{k\rho} \quad (2.31)$$

As equações de conservação para a mistura, nesta formulação alternativa, podem ser obtidas a partir de uma equação de balanço para a mistura, ou das equações de conservação para as fases separadas, equações (2.19), (2.21) e (2.24). Neste último caso, adicionando-se os termos correspondentes, relativos às fases 1 e 2, e recorrendo-se às condições de transferência na interface, equações (2.6), (2.7) e (2.8), e às definições de velocidade e densidade da mistura, tem-se:

(a) Equação de conservação da massa para a mistura,

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_m + \vec{\nabla} \cdot (\rho_m \vec{V}_m) = 0 ; \quad (2.32)$$

(b) Equação de conservação da quantidade de movimento para a mistura,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \vec{V}_m) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_m \vec{V}_m \vec{V}_m) = & -\vec{\nabla} p_m + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_m + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}'_m + \rho_m \vec{g} + \\ & + \vec{M}_m - \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{\rho_1 \alpha_1 \rho_2 \alpha_2}{\rho_m} \vec{V}_{2j} \vec{V}_{2j} \right) \end{aligned} \quad (2.33)$$

onde a pressão da mistura, a tensão viscosa da mistura e o fluxo turbulento de quantidade de movimento para a mistura são dados, respectivamente, por

$$p_m = \sum_{k=1}^2 \alpha_k p_{k\alpha}, \quad (2.34)$$

$$\bar{\tau}_m = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \bar{\tau}_{k\alpha}, \quad e \quad (2.35)$$

$$\bar{\tau}'_m = - \sum_{k=1}^2 \alpha_k (\rho_k \vec{V}'_k \vec{V}'_k)_\alpha; \quad (2.36)$$

(c) Equação de conservação de energia para a mistura,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_m \left[h_m + \left(\frac{V^2}{2} \right)_m \right] + \vec{\nabla} \cdot \rho_m \left[h_m + \left(\frac{V^2}{2} \right)_m \right] \vec{V}_m &= - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_m - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}'_m + \\ \frac{\partial}{\partial t} P_m + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\pi} \cdot \vec{V}_m) + \vec{V}_m \cdot \vec{\nabla} P_m + \rho_m \vec{g} \cdot \vec{V}_m + E_m + \\ \frac{\alpha_2}{\rho_m} (\rho_{1\alpha} - \rho_{2\alpha}) \vec{V}_{2j} \cdot \vec{\nabla} P_m + \alpha_2 V_{2j} (\vec{\nabla} p_{2\alpha} - \vec{\nabla} p_{1\alpha}) - \\ - \vec{\nabla} \cdot \left[\alpha_2 \frac{\rho_{1\alpha} \rho_{2\alpha}}{\rho_m} (h_{1\rho} - h_{2\rho}) \vec{V}_{2j} \right] - \vec{\nabla} \cdot \left[\sum_{k=1}^2 \alpha_k \left(\frac{1}{2} \rho_{k\alpha} V_{k\rho} \right) \vec{V}_{k_m} \right] + \\ \vec{\nabla} \cdot \left(\sum_{k=1}^2 \alpha_k \vec{\pi}_{k\alpha} \cdot \vec{V}_{k_m} \right) \end{aligned} \quad (2.37)$$

onde temos

$$h_{k\rho} = u_k + V_{k\rho}^2 / 2 + p_{k\alpha} / \rho_{k\alpha} \quad (2.38)$$

$$h_m = \sum_{k=1}^2 (\alpha_k \rho_{k\alpha} h_{k\rho}) / \rho_m \quad (2.39)$$

$$\vec{q}_m = \sum_{k=1}^2 (\alpha_k \vec{q}'_{k\alpha}) \quad (2.40)$$

$$p_m = \sum_{k=1}^2 (\alpha_k p_{k\alpha}) \quad (2.41)$$

$$\left(\frac{V^2}{2}\right)_m = \sum_{k=1}^2 (\alpha_k \rho_{k\alpha} V_{k\rho}^2 / 2) / \rho_m \quad (2.42)$$

$$\bar{\pi}_m = \sum_{k=1}^2 \alpha_k \bar{\pi}_{k\alpha} = -p_m + \bar{\tau}_m \quad (2.43)$$

Para se chegar a esta formulação da equação da energia recorreu-se, também, à identidade

$$\sum_{k=1}^2 \alpha_k \rho_{k\alpha} \vec{g} \cdot \vec{V}_{km} = 0 \quad (2.44)$$

obtido à partir da hipótese de campo gravitacional constante.

Os termos de difusão nesta formulação da equação da energia são dados pelos 4 últimos termos do lado direito do sinal de igualdade. Todos podem ser expressos em termos da velocidade de deslizamento \vec{V}_{2j} se as somatórias que contêm \vec{V}_{km} forem desenvolvidas a partir das seguintes identidades:

$$\vec{V}_{1m} = \frac{\alpha_2 \rho_{2\alpha}}{\alpha_1 \rho_m} \vec{V}_{2j}, \text{ e} \quad (2.45)$$

$$\vec{V}_{2m} = - \frac{\rho_{1\alpha}}{\rho_m} \vec{V}_{2j} \quad (2.46)$$

O fechamento do modelo de difusão requer uma equação adicional. Essa equação é a que expressa a difusão das fases no escoamento, obtida a partir da eq. (2.19), introduzindo a velocidade da mistura, dada pela eq. (2.29). Assim,

(d) Equação de difusão para a fase 2,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_2 \rho_{2\alpha}) + \vec{V} \cdot (\alpha_2 \rho_{2\alpha} \vec{V}_m) = \Gamma_2 - \vec{V} \cdot (\alpha_2 \rho_{2\alpha} \vec{V}_{2m}) \quad (2.47)$$

$$\text{ou} \quad \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_2 \rho_{2\alpha}) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_2 \rho_{2\alpha} \vec{V}_m) = \Gamma_2 + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_2 \frac{\rho_{\alpha}^1 \rho_{\alpha}^2}{\rho_{\mu}} \vec{V}_{2j}) \quad (2.48)$$

A formulação alternativa das equações de conservação para a mistura, e da equação de difusão, em termos da velocidade de deslizamento \vec{V}_{2j} , ou \vec{V}_{1j} , é denominada de modelo de deslizamento.

2.4. A FORMUAÇÃO UNIDIMENSIONAL E AS RELAÇÕES DO MODELO DE DESLIZAMENTO

As equações unidimensionais para a mistura podem ser obtidas através da formulação de uma equação geral de campo para as propriedades médias do escoamento, na seção transversal. Como o objetivo final é a obtenção das equações unidimensionais para o modelo de deslizamento, este procedimento será adotado.

Na formulação unidimensional das equações do modelo de deslizamento perdem-se, evidentemente, informações relativas às direções transversais ao escoamento; em contrapartida, propriedades e características da mistura podem ser, com certa facilidade, determinadas experimentalmente, assim como certas equações constitutivas relativas às variáveis do escoamento. E isto se aplica à velocidade de deslizamento média na seção transversal, que surge na formulação unidimensional do modelo de deslizamento. As relações pertinentes a esta velocidade, propostas por Zuber e Findlay [op.cit.], e procedimentos experimentais razoavelmente simples, permitem a determinação de sua equação constitutiva.

Novos procedimentos de média devem ser definidos na formulação das equações unidimensionais. A média, na seção transversal ao escoamento, de uma propriedade local $F_{k\alpha}$ ou $F_{k\rho}$, definidas

pelas equações (2.10) e (2.18), respectivamente, é

$$\langle F_k \rangle = \frac{1}{A} \int_A F_{k\alpha} dA, \quad (2.49)$$

ou

$$\langle F_k \rangle = \frac{1}{A} \int_A F_{k\rho} dA,$$

onde A é a área da seção transversal ao escoamento. Desta forma, a média na seção transversal da fração de resistência da fase k , α_k , definida pela equação (2.13), é dada por

$$\langle \alpha_k \rangle = \frac{1}{A} \int_A \alpha_k dA, \quad (2.50)$$

sendo $\langle \alpha_k \rangle$ usualmente denominada de fração de residência média da fase k na seção transversal.

A média na seção transversal ao escoamento, ponderada pela fração de residência, é dada por

$$\langle\langle F_k \rangle\rangle = \langle \alpha_k F_k \rangle / \langle \alpha_k \rangle \quad (2.51)$$

Deve-se observar que a propriedade F é uma média: a densidade da fase k , $\rho_{k\alpha}$, a velocidade da fase k , $\vec{V}_{k\rho}$, a fração de residência α_k , etc. Na formulação das equações unidimensionais para a mistura, chega-se a expressões razoavelmente mais simples se as densidades das fases são consideradas uniformes na seção transversal ao escoamento, o que é uma simplificação válida para a maioria dos problemas reais do escoamento bifásico. Assim, se

$$\rho_k = \langle \rho_k \rangle = \langle\langle \rho_k \rangle\rangle \quad (2.52)$$

as equações de conservação serão dadas por:

(a) Equação de conservação da massa,

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_m \rangle + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \rho_m \rangle \bar{V}_m) = 0, \quad (2.53)$$

sendo $\bar{V}_m = \langle \rho_m V_m \rangle / \langle \rho_m \rangle$, (2.54)

e $\frac{\partial}{\partial z}$ o gradiente relativo à direção principal do escoamento;

(b) Equação da conservação da quantidade de movimento,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\langle \rho_m \rangle \bar{V}_m) + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \rho_m \rangle \bar{V}_m^2) = & - \frac{\partial}{\partial z} \langle p_m \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{\tau}_m \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{\tau}_m' \rangle + \\ & \langle M_m \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\langle \alpha_2 \rangle}{\langle \alpha_1 \rangle} \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_m} \bar{V}_{2j}^2 \right) - \frac{\partial}{\partial z} \sum_{k=1}^2 \text{cov}(\alpha_k \rho_k V_k V_k) + \langle \rho_m \rangle g_z \end{aligned} \quad (2.55)$$

Nesta formulação da equação da quantidade de movimento aparece uma velocidade de deslizamento média, \bar{V}_{2j} , definida por

$$\bar{V}_{2j} = \langle\langle V_{2\rho} \rangle\rangle - \langle j \rangle \quad (2.56)$$

onde $\langle\langle V_{2\rho} \rangle\rangle = \langle \alpha_2 V_{2\rho} \rangle / \langle \alpha_2 \rangle$ (2.57)

A velocidade média do centro de volume da mistura (ou velocidade superficial total média), $\langle j \rangle$, é dada por

$$\langle j \rangle = \sum_{k=1}^2 \langle \alpha_k V_k \rangle - \langle \alpha_1 V_1 \rangle + \langle \alpha_2 V_2 \rangle = \langle j_1 \rangle + \langle j_2 \rangle \quad (2.58)$$

Na equação de conservação da quantidade de movimento pa

ra a mistura, em sua formulação local, os termos constituídos de produtos de variáveis não uniformes na seção transversal ao escoamento, tais como

$$(\rho_m \vec{V}_m \vec{V}_m)$$

ou
$$\left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_m} \vec{V}_{2j} \vec{V}_{2j} \right)$$

podem ser expressos em termos do produto

$$\sum_k (\alpha_k \rho_k V_{k\alpha} V_{k\rho}),$$

desde que \vec{V}_m e \vec{V}_{2j} sejam desenvolvidos a partir das equações que os definem. Assim, quando submetidos à média na seção transversal serão desdobrados de tal forma que,

$$\langle \alpha_k \rho_k V_k V_k \rangle = \langle \alpha_k \rho_k V_k \langle \langle V_k \rangle \rangle \rangle + \text{cov}(\alpha_k \rho_k V_k V_k), \quad (2.59)$$

isto é, o termo $\text{cov}(\alpha_k \rho_k V_k V_k)$ representa a diferença entre a média do produto e o produto da média de duas variáveis do escoamento que não são uniformes na seção transversal.

Equação da Conservação da Energia

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_m \rangle \left[\bar{h}_m + \left(\frac{\bar{V}^2}{2} \right)_m \right] + \frac{\partial}{\partial z} \langle \rho_m \rangle \left[\bar{h}_m + \left(\frac{\bar{V}^2}{2} \right)_m \right] \bar{V}_m = - \frac{\partial}{\partial z} \langle q_m \rangle - \\
 & - \frac{\partial}{\partial z} \langle q'_m \rangle + \frac{\partial}{\partial t} \langle p_m \rangle + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \pi \rangle \bar{V}_m) + \bar{V}_m \frac{\partial}{\partial z} \langle p_m \rangle + \langle \rho_m \rangle g_z \bar{V}_m + \\
 & + \langle E_M \rangle + \frac{\langle \alpha_2 \rangle}{\langle \rho_m \rangle} \left(\frac{\rho_2}{\langle \alpha_1 \rangle} - \frac{\rho_1}{\langle \alpha_2 \rangle} \right) \bar{V}_{2j} \frac{\partial}{\partial z} \langle p_m \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \alpha_2 \rangle \frac{\rho_1 \rho_2}{\langle \rho_m \rangle} \Delta h_{12} \bar{V}_{2j} \right) - \\
 & - \frac{\partial}{\partial z} \left(\langle \alpha_2 \rangle \frac{\rho_1 \rho_2}{\langle \rho_m \rangle} \frac{\Delta V^2}{2} \bar{V}_{2j} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\langle \alpha_2 \rangle}{\langle \rho_m \rangle} \Delta \pi \bar{V}_{2j} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \sum_{k=1}^2 \text{cov}(\alpha_k \rho_k h_k V_k) - \\
 & - \frac{\partial}{\partial z} \sum_{k=1}^2 \text{cov}[\alpha_k \rho_k (V_k^2/2) V_k], \tag{2.60}
 \end{aligned}$$

onde $\bar{h}_m = \langle \rho_m h_m \rangle / \langle \rho_m \rangle,$ (2.61)

$$\left(\frac{\bar{V}^2}{2} \right)_m = \langle \rho_m (V^2/2) \rangle / \langle \rho_m \rangle, \tag{2.62}$$

$$\Delta h_{12} = \langle\langle h_2 \rangle\rangle - \langle\langle h_1 \rangle\rangle \tag{2.63}$$

$$\Delta V^2 = \langle\langle V_1^2 \rangle\rangle - \langle\langle V_2^2 \rangle\rangle \tag{2.64}$$

$$\Delta \pi = \langle \pi_1 \rangle - \langle \pi_2 \rangle. \tag{2.65}$$

Da mesma forma que na formulação unidimensional da equação da quantidade de movimento, os 2 últimos termos à direita do sinal de igualdade na equação da energia representam a diferença entre a média de um produto e o produto da média de duas variáveis, de tal forma que

$$\langle \alpha_k \rho_k \ell_k V_k \rangle = \langle \alpha_k \rho_k \ell_k \rangle \langle\langle V_k \rangle\rangle + \text{cov}(\alpha_k \rho_k \ell_k V_k), \tag{2.66}$$

sendo $\ell_{k\rho}$ uma propriedade média temporal local do escoamento, como definida pela equação (2.18).

Completando o sistema de equações para o modelo de difusão unidimensional, a equação da difusão pode ser escrita como

$$\frac{\partial}{\partial t} (\langle \alpha_2 \rangle \rho_2) + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \alpha_2 \rangle \rho_2 \bar{V}_m) = \langle \Gamma_2 \rangle - \frac{\partial}{\partial z} (\langle \alpha_2 \rangle \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_m} \bar{V}_{2j}) \quad (2.67)$$

Variáveis e relações próprias do modelo unidimensional serão utilizadas na representação analítica das transições entre os regimes de escoamento bifásico vertical gás-líquido, ascendente e adiabático, objeto de análise neste trabalho. Assim, estas grandezas, e as relações que se estabelecem entre elas, devem ser definidas, e estabelecidos os procedimentos experimentais que permitem sua determinação. No caso, caracterizado o escoamento bifásico como um escoamento gás-líquido, as propriedades referentes à fase líquido serão identificadas, a partir deste ponto, pelo subscrito 1 ($k=1$), e propriedades referentes à fase gás, pelo subscrito 2 ($k=2$).

Da definição de velocidade média do centro de volume da mistura, ou velocidade superficial total média, $\langle j \rangle$, equação (2.58), temos

$$\langle j \rangle = \langle j_1 \rangle + \langle j_2 \rangle = (\dot{Q}_1/A) + (\dot{Q}_2/A), \quad (2.68)$$

isto é, a velocidade superficial total média, ou as velocidades superficiais médios do líquido e do gás, respectivamente, serão determinadas se as vazões do líquido e do gás, que escoam no ducto de área de seção transversal A , \dot{Q}_1 e \dot{Q}_2 , forem medidas. Assim a velocidade média da mistura, equação (2.54), podem ser dada também por

$$\bar{V}_m = \langle \rho_m V_m \rangle / \langle \rho_m \rangle = (\rho_1 \langle \alpha_1 V_1 \rangle + \rho_2 \langle \alpha_2 V_2 \rangle) / \langle \rho_m \rangle = (\rho_1 \langle j_1 \rangle + \rho_2 \langle j_2 \rangle) / \langle \rho_m \rangle \quad (2.69)$$

A média na seção transversal, ponderada pela fração de residência da fase gasosa, da velocidade de deslizamento local V_{2j} , definida pela equação (2.30), é

$$\langle\langle V_{2j} \rangle\rangle = \langle \alpha_2 V_{2j} \rangle / \langle \alpha_2 \rangle = \langle\langle V_2 \rangle\rangle - \frac{\langle \alpha_{2j} \rangle}{\langle \alpha_2 \rangle} \quad (2.70)$$

Esta equação pode ser reescrita como

$$\langle\langle V_2 \rangle\rangle = \langle\langle V_{2j} \rangle\rangle + Co \langle j \rangle, \quad (2.71)$$

onde Co , o parâmetro de distribuição, é dado por

$$Co = \frac{\langle \alpha_{2j} \rangle}{\langle \alpha_2 \rangle \langle j \rangle} \quad (2.72)$$

Na formulação do modelo de deslizamento unidimensional temos a velocidade de deslizamento \bar{V}_{2j} , definida pela equação (2.56), e que é dada, em termos da média ponderada da velocidade de deslizamento, por

$$\bar{V}_{2j} = \langle\langle V_{2j} \rangle\rangle + (Co-1) \langle j \rangle \quad (2.73)$$

A velocidade média do gás, ponderada pela fração de residência pode ser, com certa facilidade, determinada experimentalmente, já que é a razão entre a velocidade superficial média do gás e a fração de residência média do gás na seção transversal,

$$\langle\langle V_2 \rangle\rangle = \langle j_2 \rangle / \langle \alpha_2 \rangle \quad (2.74)$$

De observações experimentais em escoamentos verticais gás-líquido, Zuber e Findlay [19] e Ishii [18] concluíram que existe uma dependência linear entre $\langle\langle V_2 \rangle\rangle$ e $\langle j \rangle$, caracterizada pela eq. (2.71), uma vez que C_0 e $\langle\langle V_{2j} \rangle\rangle$ para um dado regime podem ser admitidos constantes. Se a variação de $\langle\langle V_2 \rangle\rangle$ está representada no eixo das ordenadas de um sistema cartesiano, e a variação de $\langle j \rangle$ no eixo das abscissas, a inclinação da reta que expressa esta relação é o parâmetro de distribuição C_0 . A interseção da reta com o eixo das ordenadas determina o valor da média ponderada da velocidade de deslizamento local. Em síntese, determina-se indiretamente os valores de C_0 e $\langle\langle V_{2j} \rangle\rangle$, se as vazões do líquido e do gás, bem como a fração de residência média do gás na seção transversal, forem conhecidas.

3. OS MODELOS DE TRANSIÇÃO "BOLHAS-PISTONADO"

Para que um modelo matemático represente adequadamente um fenômeno da natureza, é necessário que se estabeleça uma representação física conveniente deste fenômeno, o chamado "modelo físico", e que as relações entre as variáveis de interesse sejam expressas por equações consistentes. Assim, o modelamento das transições entre os regimes de um escoamento bifásico água-ar, vertical ascendente e adiabático, exige a representação física da distribuição das fases, e equações topológicas adequadas para expressar o movimento relativo entre elas.

Desta forma, como já afirmado anteriormente, um dos objetivos do presente trabalho é adequar os modelos de transição existentes, estabelecidos por Duckler e Taitel [5] e Mishima e Ishii [7], às condições físicas observadas durante o desenvolvimento experimental desta pesquisa. Resultaram daí outros modelos analíticos para as transições, com a reformulação de premissas relativas ao modelo físico e equações constitutivas compatíveis com o modelo adotado.

Nos trabalhos de Duckler e Taitel [op.cit.] e Mishima e Ishii [op.cit.], o escoamento vertical em bolhas é fisicamente representado por bolhas dispersas, que fluem na tubulação com um movimento médio ascendente em relação ao meio líquido que as circunda. A equação representativa da transição é então obtida expressando-se o movimento relativo entre as fases em termos de uma velocidade média: no caso de Duckler e Taitel, a velocidade relativa média, e a velocidade de deslizamento média, ponderada pela fração de vazio, no caso de Mishima e Ishii. Em ambos os casos as respectivas velocidades médias são dadas em função da velocidade

terminal de uma bolha gasosa ascendendo em um meio líquido infinito em repouso.

Nos modelos desenvolvidos neste trabalho busca-se preservar não só a influência de características gerais do escoamento sobre o processo de coalescência das bolhas, mas a influência da fração de vazio local sobre o movimento de uma bolha determinada, e da distribuição desta fração de vazio local na seção transversal sobre o movimento relativo médio da fase gasosa. Para tanto, recorre-se a equações constitutivas locais para o movimento relativo entre as fases.

Como parâmetros médios do escoamento são predominantemente utilizados nos modelos matemáticos que serão analisados neste capítulo, e no capítulo posterior, procedeu-se, com o intuito de simplificar a nomenclatura, à adoção de novos símbolos para certas variáveis. Os valores médios de variáveis serão, via de regra, representados pelas letras maiúsculas correspondentes às variáveis locais. No caso da fração de vazio média, os símbolos $\langle \alpha \rangle$ serão substituídos por R . Os novos modelos propostos neste trabalho utilizam relações baseadas em variáveis locais, que serão representadas então pelas letras minúsculas correspondentes. A fração de residência local da fase gasosa, também denominada fração de vazio, continuará sendo representada por α_2 .

3.1. O MODELO DE DUCKLER E TAITEL PARA A TRANSIÇÃO "BOLHAS-PISTONADO"

A transição bolhas-pistonado ocorre, de acordo com este modelo, quando a fração de vazio média, na seção transversal, atinge um valor pré-determinado, obtido de observações experimentais.

Assim, se R_2 é a fração de vazio média na seção transversal, tem-se

$$V_2 = J_2/R_2 \quad (3.1)$$

A equação constitutiva que expressa o movimento relativo entre as fases é obtida definindo-se uma velocidade relativa média pela diferença entre as velocidades médias, ponderadas pelas respectivas frações de residência, do gás e do líquido:

$$V_r = V_2 - V_1 \quad (3.2)$$

sendo $V_1 = J_1/(1-R_2)$ (3.3)

De Eq. (3.1), Eq. (3.2) e Eq. (3.3), segue-se que

$$J_1 = J_2 \frac{(1-R_2)}{R_2} - (1-R_2)V_r \quad (3.4)$$

Admitindo que a velocidade relativa média seja igual à velocidade terminal de uma bolha isolada ascendendo em um meio fluido infinito em repouso, resulta

$$V_r = V_\infty = C (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2)^{1/4}, \quad (3.5)$$

onde $\Delta\rho$ é a diferença entre as densidades do líquido e do gás, assumidas uniformes na seção transversal ao escoamento, e σ é a tensão superficial na interface gás-líquido. Esta equação é obtida a partir de resultados experimentais, e se aplica a casos em que a bolha se desloca com movimentos irregulares, ocorrendo deformação [20]. Neste regime de partícula deformada, a velocida

de terminal da bolha isolada, em um meio fluido infinito em repouso, é independente de seu tamanho.

A Eq. (3.5) é, conseqüentemente, reescrita

$$J_1 = J_2 \frac{(1-R_2)}{R_2} - (1-R_2) \zeta (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2)^{0,25} \quad (3.6)$$

Neste modelo o valor assumido para a constante ζ é 1,53 resultante dos trabalhos experimentais de Harmathy [op.cit.], mas diferentes valores podem ser adotados, se os resultados de outros pesquisadores forem considerados: 1,18, de acordo com Peebles e Garber [21], ou $\sqrt{2}$, de acordo com Ishii e Zuber [22]. De qualquer forma, como o último termo à direita do sinal de igualdade na Eq. (3.6), que expressa o deslizamento entre as fases, tem peso significativo na solução da equação somente para velocidades superficiais baixas, o efeito de ζ somente será importante nestas circunstâncias. Assim, desde que assume-se um valor determinado para a fração de vazio média na transição bolhas-pistonado, R_{2bp} , a Eq. (3.6) pode ser escrita:

$$J_1 = J_2 \frac{(1-R_{2bp})}{R_{2bp}} - (1-R_{2bp}) \zeta (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2)^{0,25} \quad (3.7)$$

A Eq. (3.7) foi utilizada para representar a transição bolhas-pistonado de um escoamento água-ar, vertical ascendente e adiabático, à temperatura e pressão de referência de 20°C e 1 ATM, respectivamente, em um duto de 38,1mm de diâmetro interno. O valor 0,3 foi admitido para R_{2bp} , resultante de observações experimentais. Esse valor foi posteriormente revisto pelos autores, que admitiram R_{2bp} como sendo igual a 0,25 [6].

Neste último trabalho o escoamento em bolhas é considerado um fenômeno de entrada, isto é, existe sob condições especiais, após o início do processo do escoamento bifásico, enquanto

não se estabelece o escoamento pistonado. Estes resultados experimentais estão em desacordo com várias outras observações experimentais, como por exemplo o trabalho de Serizawa et al. [23], que mostra a imutabilidade da distribuição da fração de vazão local – ou em outras palavras, da configuração física das fases em escoamento –, em um escoamento bifásico água-ar, vertical ascendente e adiabático, a partir de uma certa distância onde se estabelece o escoamento bifásico e, inclusive, com as observações experimentais deste trabalho.

A Fig. (3.1) mostra as curvas analíticas de transição para os valores limite da constante ζ e valores da fração de vazão média na seção transversal de 0,25 a 0,3.

Pode-se obter curvas generalizadas de transição se a Eq. (3.7) for reescrita como

$$J_1/J_2 = \frac{(1-R_{2bp})}{R_{2bp}} - \zeta (1-R_{2bp})/F \quad (3.8)$$

onde $f = J_2 \rho_1^{0,5} / (g\Delta\rho\sigma)^{0,25}$ (3.9)

A Fig. (3.2) mostra as curvas generalizadas, para as mesmas condições da figura anterior. Os efeitos individuais e superpostos da variação da constante ζ e de R_{2bp} são mais claros nesta configuração: desvios, em J_1/J_2 , de 70% a 90% observados, para velocidades médias da água da ordem de 0,1 m/s, quando se varia a constante ζ de 1,53 a 1,18, ou a fração de vazão média de 0,3 a 0,25, respectivamente. Para velocidades superficiais da água maiores que 2,0 m/s, os desvios resultantes da variação da constante ζ tendem a se tornar insignificantes, e os desvios resultantes da variação de R_{2bp} se estabilizam próximos a 30%. Cabe

Transição Bolhas-Pistonado, Segundo Duckler

$$R_{zbp} = 0,25 \rightarrow 0,30$$

$$C = 1,18 \rightarrow 1,53$$

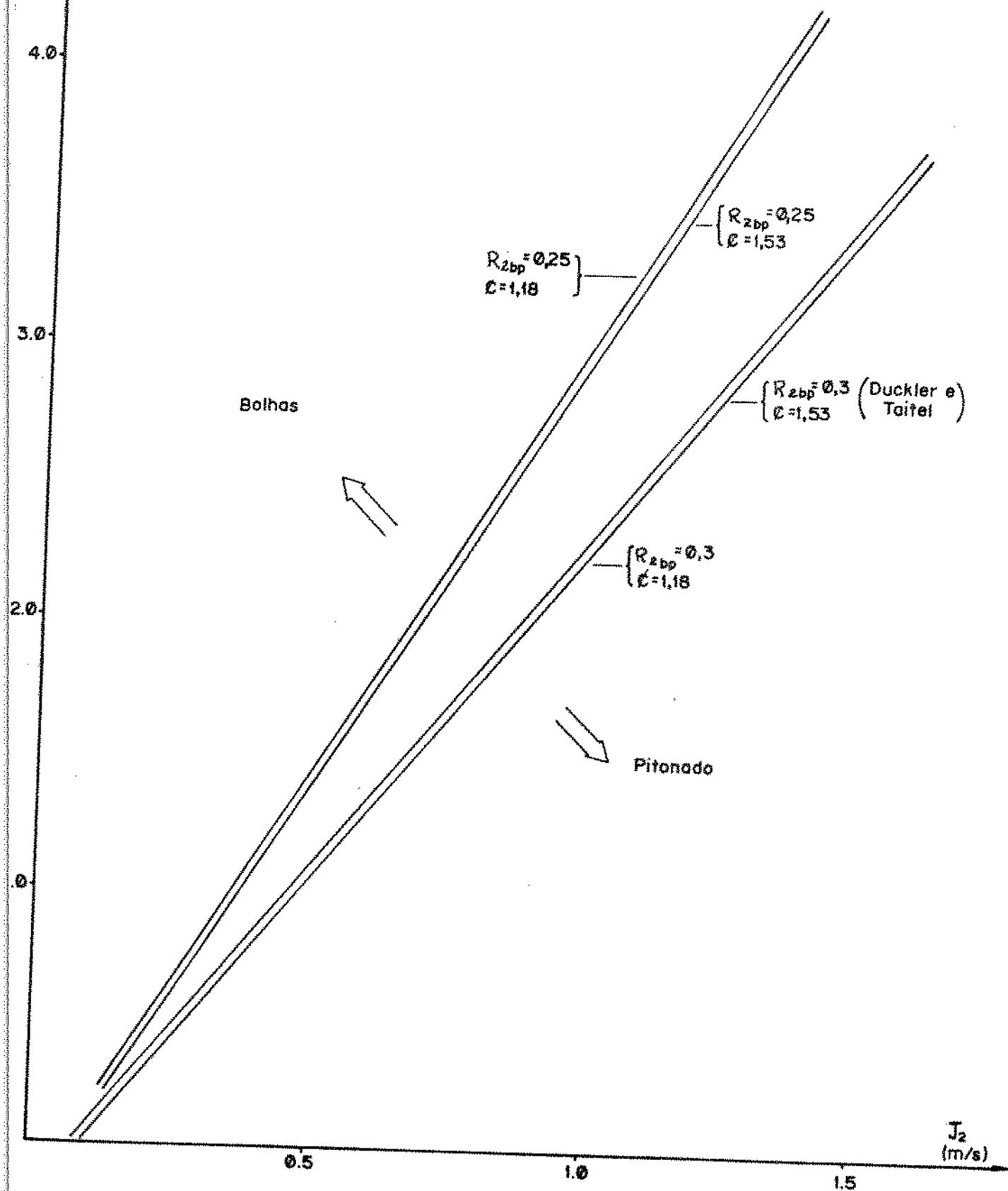
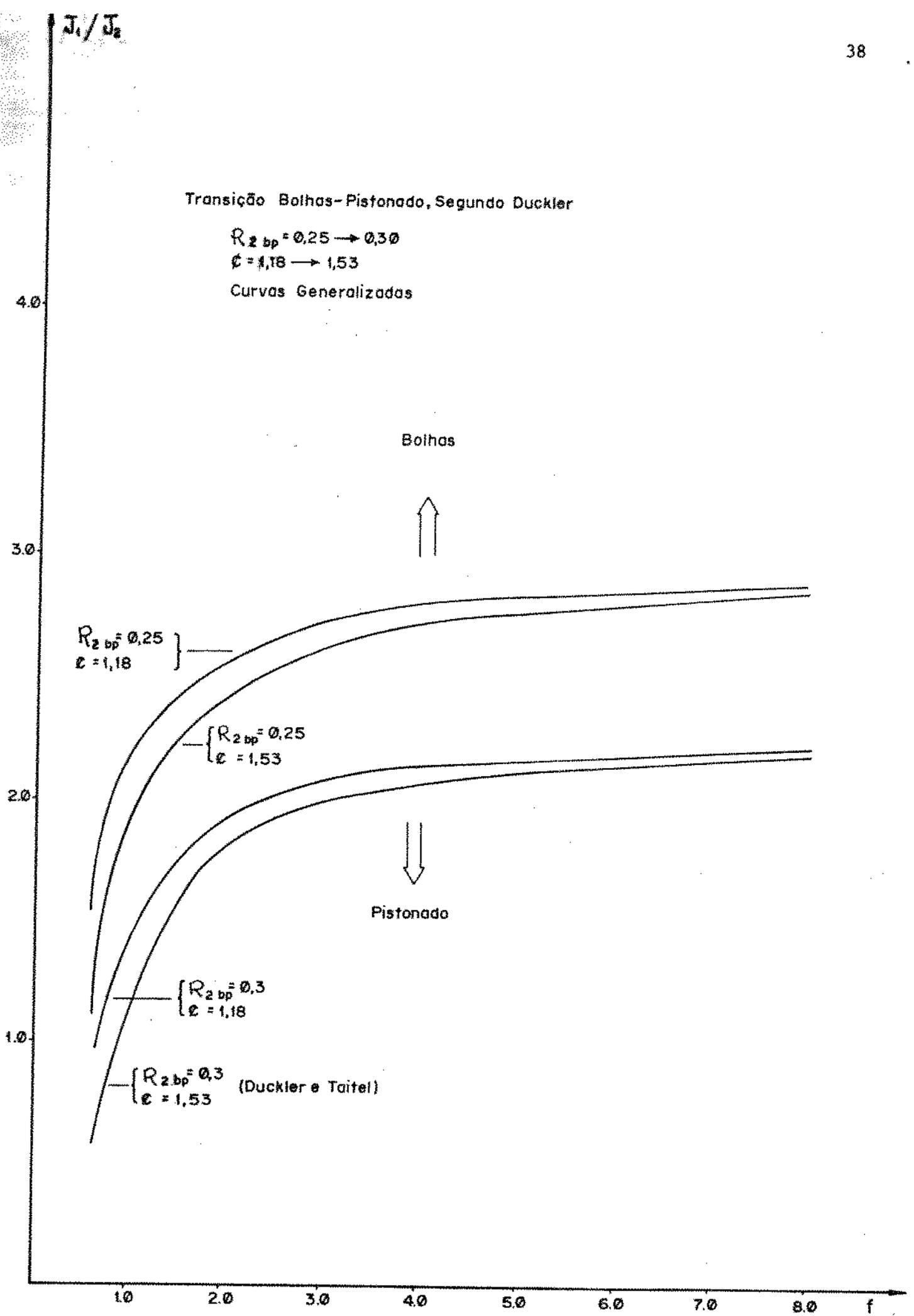


Fig. (3.1)



ressaltar, outrossim, que a caracterização experimental da transição bolha-pistonado é mais confiável em velocidades superficiais baixas, inclusive pela possibilidade de visualização direta do escoamento, sendo esta faixa, portanto, de grande importância na verificação de um modelo matemático.

Alguns aspectos do modelo de Taitel e Duckler merecem ser discutidos com base nos resultados acima obtidos. São eles:

a) Ao definir a velocidade relativa média, e admiti-la igual à velocidade terminal de uma bolha isolada deslocando-se em um meio fluido infinito, não se considera a possibilidade da influência da fração de vazio local sobre o movimento relativo de uma bolha determinada. Também não se considera o efeito da distribuição da fração de vazio local na seção transversal sobre o movimento relativo médio da fase gasosa;

b) A fração de vazio admitida na transição não parece ser definitiva;

c) É questionável a hipótese de um valor constante para uma faixa ampla de condições de escoamento.

Quanto ao último aspecto, cabe ressaltar que evidências experimentais indicam uma variação de R_{2bp} com a velocidade da mistura, que é coerente, também, com a consideração de Taitel, Bornea e Duckler [6], que propõem sua dependência com a taxa de dissipação de energia no escoamento.

3.2. O MODELO DE MISHIMA E ISHII

Da mesma forma que no modelo anterior, Mishima e Ishii

[7] admitem que a transição bolhas-pistonado se dê para um valor fixo da fração de vazio. Este valor é estabelecido a partir de considerações sobre o processo de aglomeração e coalescência das bolhas. Segundo os autores, o valor adequado de R_{2bp} seria 0,25.

O movimento relativo entre as fases é agora expresso pela velocidade de deslizamento média, ponderada pela fração de vazio local, V_{2j} , sendo dada em termos da velocidade terminal de uma bolha isolada, ascendendo em um meio fluido infinito, e da fração de vazio:

$$V_{2j} = \varphi (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2)^{0,25} (1-R_{2bp})^{1,75} \quad (3.10)$$

Para se obter a forma convencional da equação de transição, baseada nas velocidades superficiais médias, recorre-se à Eq. (2.70), desenvolvida quando da apresentação do modelo de deslizamento, resultando:

$$J_1 = J_2 \left(\frac{1}{C_o R_{2bp}} - 1 \right) - \frac{\varphi}{C_o} (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2)^{0,25} (1-R_{2bp})^{1,75} \quad (3.11)$$

O parâmetro de distribuição é obtido considerando o escoamento em duto de seção transversal circular, para o qual a seguinte relação aproximada é válida:

$$C_o = 1,2 - 0,2 \sqrt{\rho_2/\rho_1} \quad (3.12)$$

O valor admitido para a constante φ é $\sqrt{2}$.

Quando se considera que a velocidade de deslizamento é função da velocidade terminal da bolha isolada, e da fração de vazio, procura-se reconhecer a influência de todo o conjunto de bo-

lhas sobre o movimento relativo da fase gasosa. Em outras palavras, há uma diferença sutil entre considerar a velocidade relativa entre as fases igual à velocidade terminal da bolha isolada, e considerar a velocidade de deslizamento como função desta velocidade terminal e da fração de vazio local: quando uma bolha se desloca em relação ao meio líquido, altera o campo de velocidades deste meio que a envolve e condiciona, desta forma, o movimento das bolhas circundantes. O efeito resultante é o aumento do arrasto das bolhas e a conseqüente redução da velocidade relativa.

No modelo em questão, considera-se que a velocidade de deslizamento média possa ser calculada pela mesma expressão que define a velocidade de deslizamento local, bastando para tanto, substituir a fração de vazio local por seu valor médio na seção transversal. É uma simplificação limitada, evidentemente, a escoamentos bifásicos onde a distribuição de fração local seja razoavelmente uniforme. Sua aplicação, por exemplo, a escoamentos onde haja mudança de fase predominantemente junto à parede da tubulação, ou onde haja injeção de gás através da parede porosa de uma tubulação, pode levar a resultados errôneos. Da mesma forma, para se eliminar aproximações, o modelo exigiria o conhecimento prévio da distribuição da velocidade local do centro de volume da mistura na determinação do parâmetro de distribuição.

As figuras (3.3) e (3.4) mostram os mapas dimensionais e generalizados, para um escoamento bifásico água-ar, vertical ascendente e adiabático, para a pressão e temperatura de referência (1 atm, 20°C). As curvas do modelo anterior são também mostradas, para efeito de comparação. Observa-se que, no modelo de Mishima e Ishii, a transição é "retardada" quando comparada à obtida com o modelo anterior isto é, para valores fixos da velocidade superficial do líquido, e da fração de vazio, a transição ocorrerá para

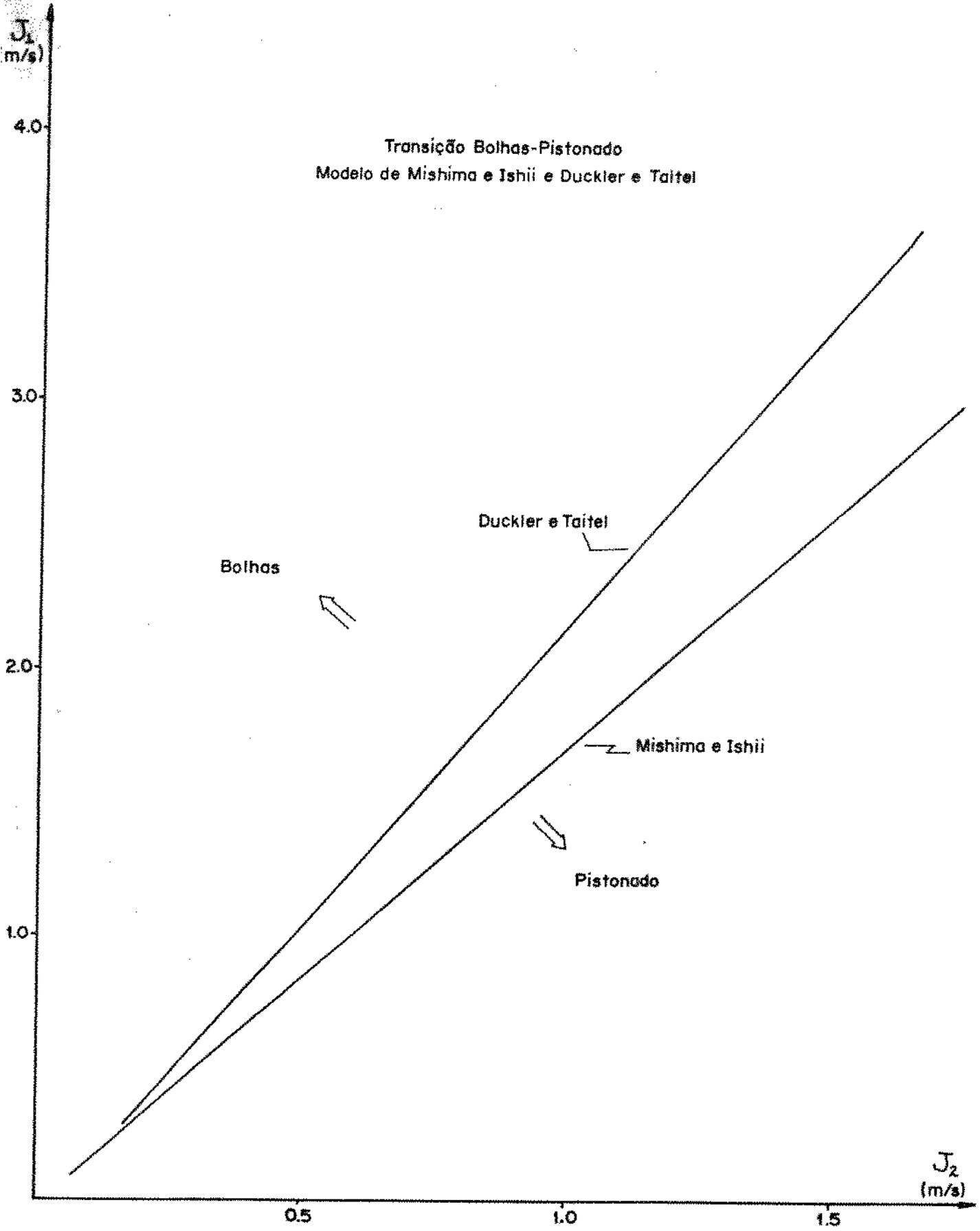


Fig. (3.3)

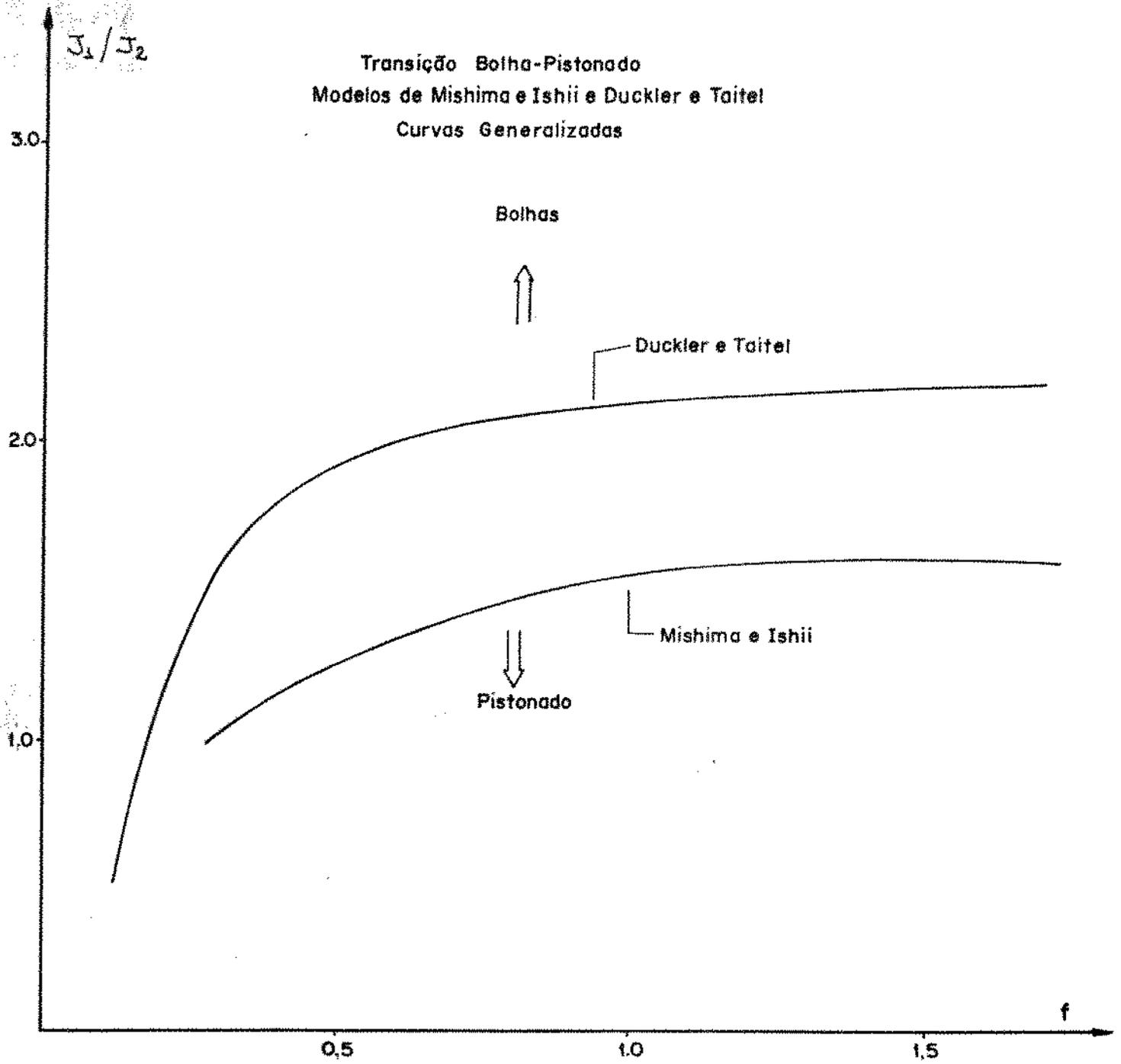


Fig.(3.4)

valores mais elevados da velocidade superficial do gás.

3.3. NOVOS MODELOS PARA A TRANSIÇÃO "BOLHAS-PISTONADO"

No processo de desenvolvimento e formulação dos modelos analíticos para a transição bolhas-pistonado, não há, ainda, os modelos analisados comprovam-no — relações funcionais únicas. Ou mesmo valores reconhecidamente únicos para parâmetros de interesse. Desta forma, obtêm-se diferentes curvas de transição bolhas-pistonado, de acordo com as diferentes equações topológicas e valores adotados para os parâmetros pertinentes. Os novos modelos desenvolvidos neste trabalho propõem curvas de transição distintas, baseadas em três equações locais para expressar o movimento relativo entre as fases, de acordo com premissas já colocadas e discutidas. De suas confrontações com dados experimentais, poder-se-á identificar a relação funcional que vigora, associada às características gerais do escoamento. Para os três casos não se adotará um valor fixo, pré-estabelecido, para a fração de vazão média na seção transversal. Ao contrário, este valor será determinado experimentalmente, como função da velocidade da mistura. Em outras palavras: o modelo será calibrado obedecendo os resultados experimentais. Os modelos foram denominados: a) o modelo do escoamento em bolha deformada; b) o modelo do escoamento agitante turbulento-em bolhas, e c) o modelo da velocidade relativa local.

Para os dois primeiros casos, a velocidade de deslizamento local é dada em função da velocidade terminal da bolha isolada, e esta relação funcional é estabelecida de acordo com os dois regimes do escoamento em bolhas identificados por Zuber e Findlay [19], e também analisados por Ishii e Zuber [22]. Para o

regime de escoamento em bolhas denominado de escoamento em bolha deformada, que se caracteriza pelo aumento do arrasto em uma bolha isolada, resultante da agitação adicional provocada no líquido pelo movimento das bolhas circundantes, a velocidade de deslizamento local é dada por

$$v_{2j} = \varphi (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2)^{0,25} (1-\alpha_2)^{1,75} \quad (3.13)$$

No regime agitante-turbulento em bolhas, o escoamento se caracteriza pela interferência direta da esteira formada pelo movimento relativo da bolha, sobre a bolha que a sucede em uma posição determinada do escoamento. A relação funcional proposta para a velocidade de deslizamento local, neste caso, é

$$v_{2j} = \varphi (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2)^{0,25} \quad (3.14)$$

Para se obter a curva de transição bolha-pistonado, de acordo com o modelo da velocidade relativa local, propõe-se que a velocidade relativa local seja dada por

$$v_r = \varphi (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2) (1-\alpha_2)^{1,75} \quad (3.15)$$

isto é, a mesma relação funcional proposta para a velocidade de deslizamento local no modelo do escoamento em bolha deformada.

Observa-se então, que há uma analogia entre os modelos de Duckler e Taitel e Mishima e Ishii, e os modelos da velocidade relativa local e do escoamento em bolha deformada, respectivamente. Enquanto os primeiros expressam o movimento relativo entre as fases por velocidades médias, nos modelos alternativos propõe-se que velocidades locais expressem este movimento. No modelo da velo

cidade relativa local considera-se, ainda, que a fração local da fase gasosa determina a velocidade relativa local, da mesma forma que influencia a velocidade de deslizamento local.

Para se obter as curvas de transição bolha-pistonado convencionais, em função das velocidades superficiais médias, para os modelos em evidência, calcula-se a velocidade relativa média, ponderada pela fração de vazio local da fase gasosa, dada por:

$$V_r = \frac{1/A \int_A \alpha_2 v_r dA}{1/A \int_A \alpha_2 dA} \quad (3.16)$$

e recorre-se à Eq. (3.2), observando-se ainda que, da definição da velocidade de deslizamento local, resulta

$$v_r = v_{2j} / (1 - \alpha_2) \quad (3.17)$$

As equações representativas das curvas de transição são

(a) Para o modelo de partícula deformada,

$$J_1 = J_2 \left(\frac{1 - R_{2bp}}{R_{2bp}} \right) - \left(\frac{1 - R_{2bp}}{R_{2bp}} \right) \mathcal{L} (g \Delta \rho \sigma / \rho_1^2)^{0,25} \frac{8}{D^2} \int_0^{D/2} \alpha_2 (1 - \alpha_2) r dr; \quad (3.18)$$

(b) Para o modelo agitante-turbulento em bolhas,

$$J_1 = J_2 \left(\frac{1 - R_{2bp}}{R_{2bp}} \right) - \left(\frac{1 - R_{2bp}}{R_{2bp}} \right) \mathcal{L} (g \Delta \rho \sigma / \rho_1^2)^{0,25} \frac{8}{D^2} \int_0^{D/2} \alpha_2 (1 - \alpha_2)^{-1} r dr; \quad (3.19)$$

(c) Para o modelo da velocidade relativa local,

$$J_1 = J_2 \left(\frac{1-R_{2bp}}{R_{2bp}} \right) - \left(\frac{1-R_{2bp}}{R_{2bp}} \right) \zeta (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2)^{0,25} \frac{8}{D^2} \int_0^{D/2} \alpha_2 (1-\alpha_2)^{1,75} \quad (3.20)$$

Nestas três equações, r indica a posição radial na seção transversal, e D é o diâmetro interno da tubulação. As integrais do segundo termo à direita do sinal de igualdade podem ser obtidas dispondo-se da fração de vazio local na seção transversal ao escoamento. Neste trabalho considerar-se-ã somente perfis associados a escoamentos onde não há mudança de fase na parede da tubulação ou, de forma mais geral, a escoamentos adiabáticos, aos quais correspondem os dados experimentais coletados. Assim, em um escoamento vertical ascendente adiabático, onde o coeficiente de vazio na parede da tubulação é nulo, admitindo-se que a distribuição do coeficiente de vazio local siga uma lei da potência [15,19] em um duto de seção transversal circular tem-se

$$\alpha_2 = \alpha_{2c} \left[1 - (2r/D) \right]^{1/n} \quad (3.21)$$

onde α_{2c} é o coeficiente de vazio local no centro da tubulação, calculado por

$$\alpha_{2c} = \frac{R_2 (n+1) (n+2)}{2n^2}$$

Soluções diferentes para as equações (3.18), (3.19) e (3.20) podem ser encontradas, dependendo dos valores de C , R_{2bp} e n adotados.

As figuras (3.5), (3.6) e (3.7) mostram estas curvas de transição, em função das velocidades superficiais médias, para um único valor de C , para valores de R_{2bp} variando de 0,15 a 0,30, e

Transição Bolhas-Pistonado
 Modelo do Escoamento em Partícula Deformada

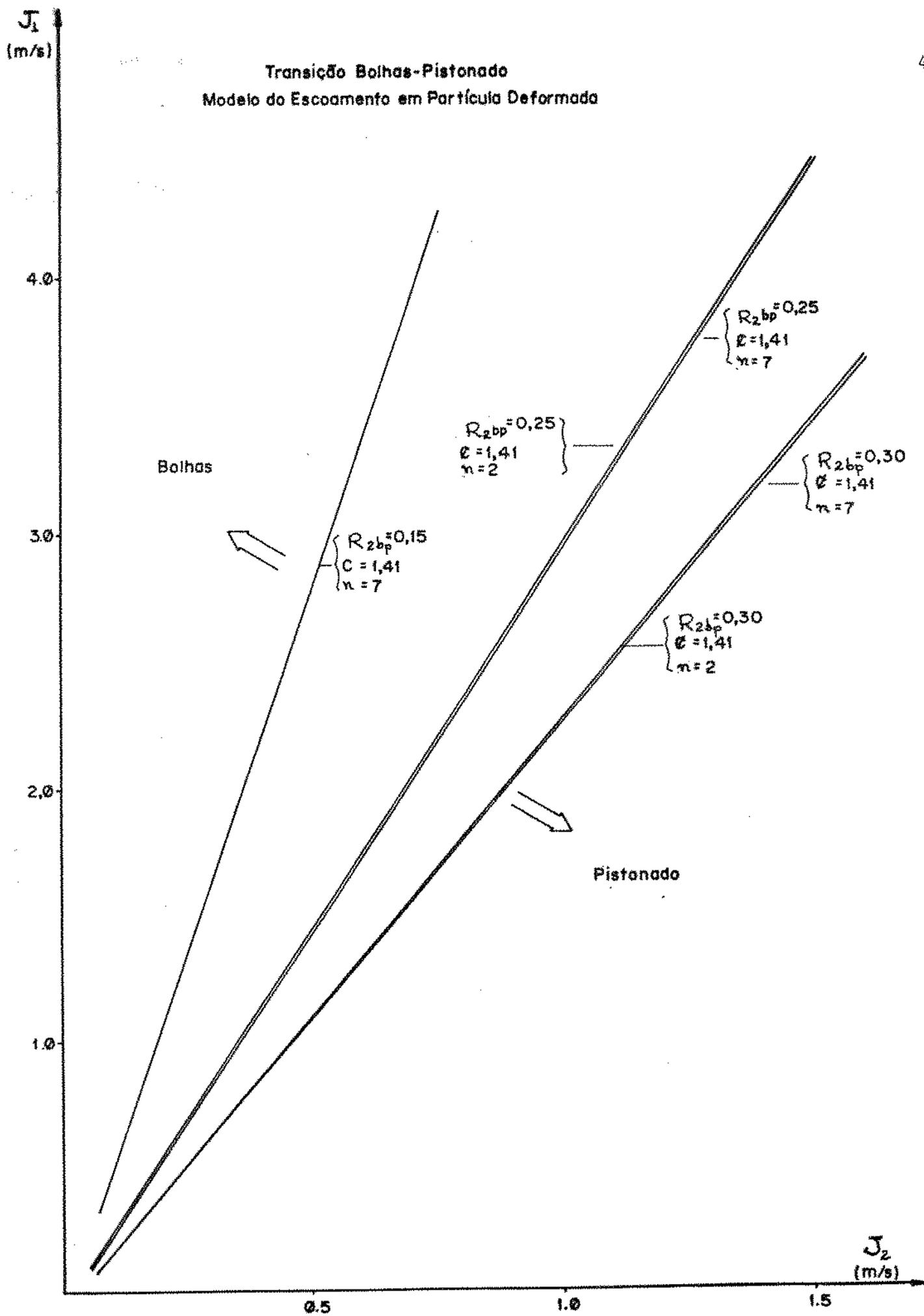


Fig. (3.5)

Transição Bolhas-Pistonado
 Modelo do Escormento Asitante-Turbulento em Bolhas

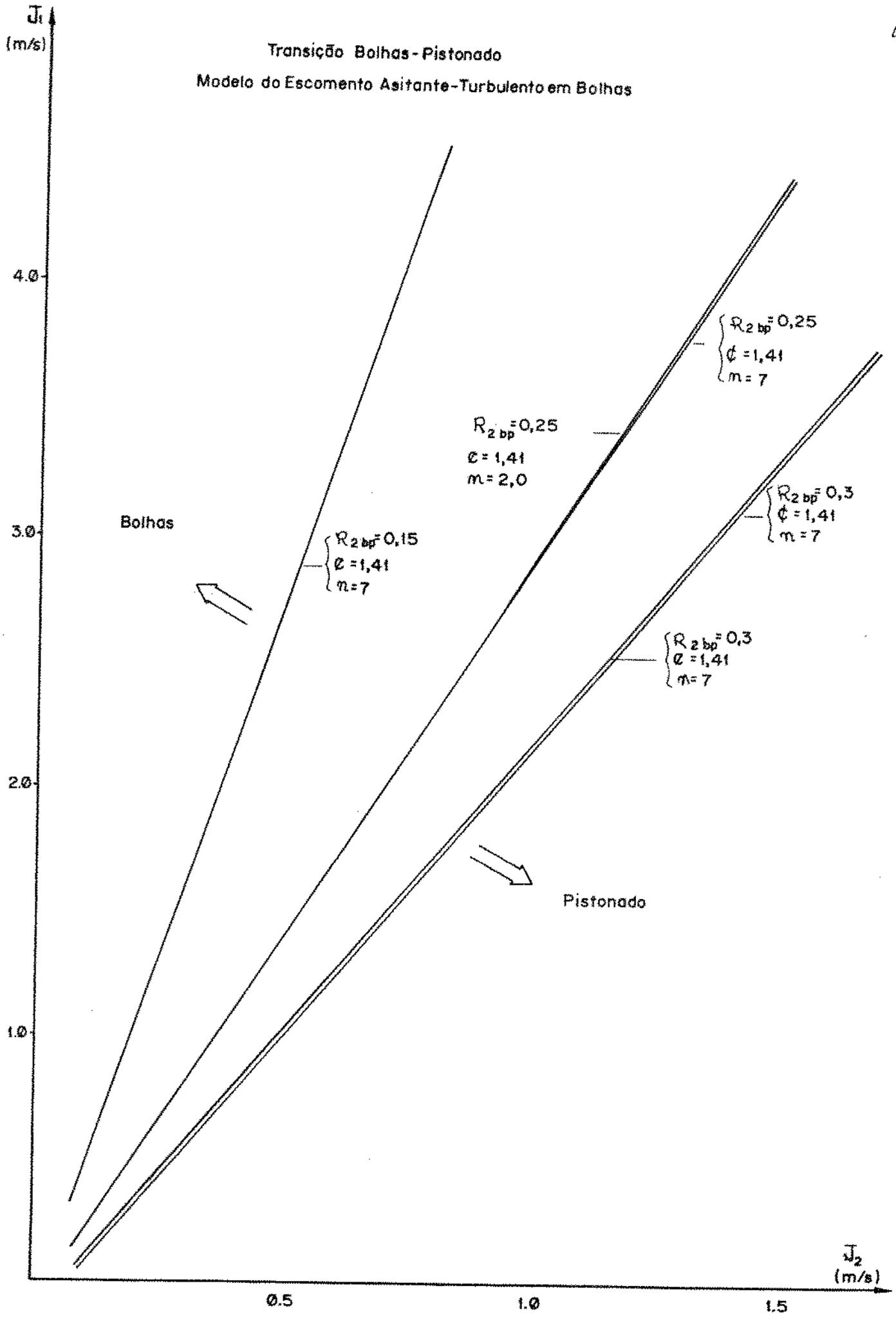


Fig.(3.6)

Transição Bolhas-Pistonado
Modelo da Velocidade Relativa Local

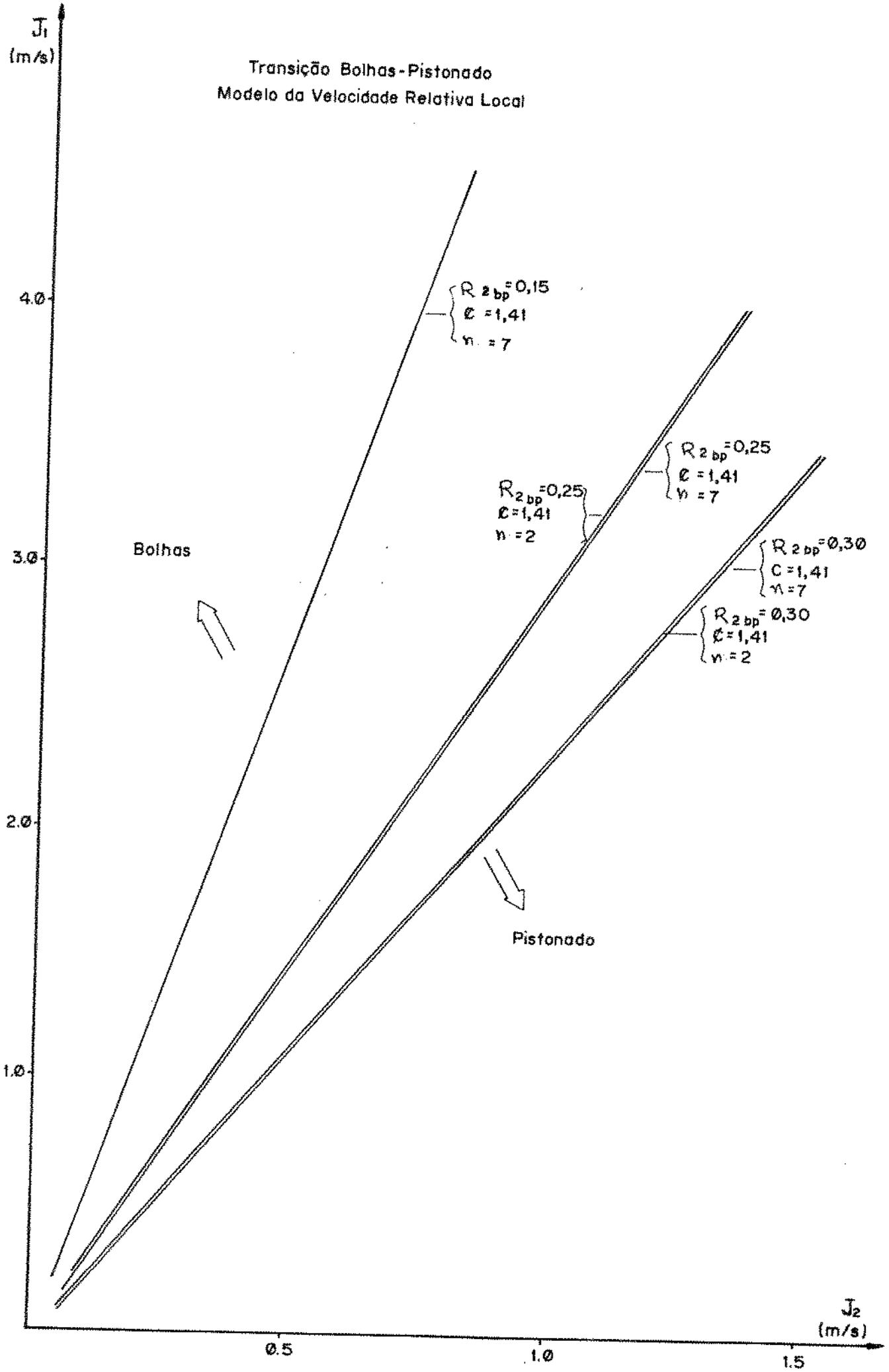


Fig.(3.7)

J_1/J_2
(-)

Transição Bolhas-Pistonado
Curvas Generalizadas dos Modelos Analíticos

- 1-Taitel e Duckler
- 2-Mishima e Ishii
- 3-Mod. Velocidade Relativa Local
- 4-Mod. Escoam. Partícula Deformada
- 5-Mod. Escoam. Agitante-Turbul. Bolhas

$$A \begin{cases} R_{2 bp} = 0,3 \\ \epsilon = 1,41 \\ n = 7 \end{cases} \quad B \begin{cases} R_{2 bp} = 0,2 \\ \epsilon = 1,41 \\ n = 7 \end{cases}$$

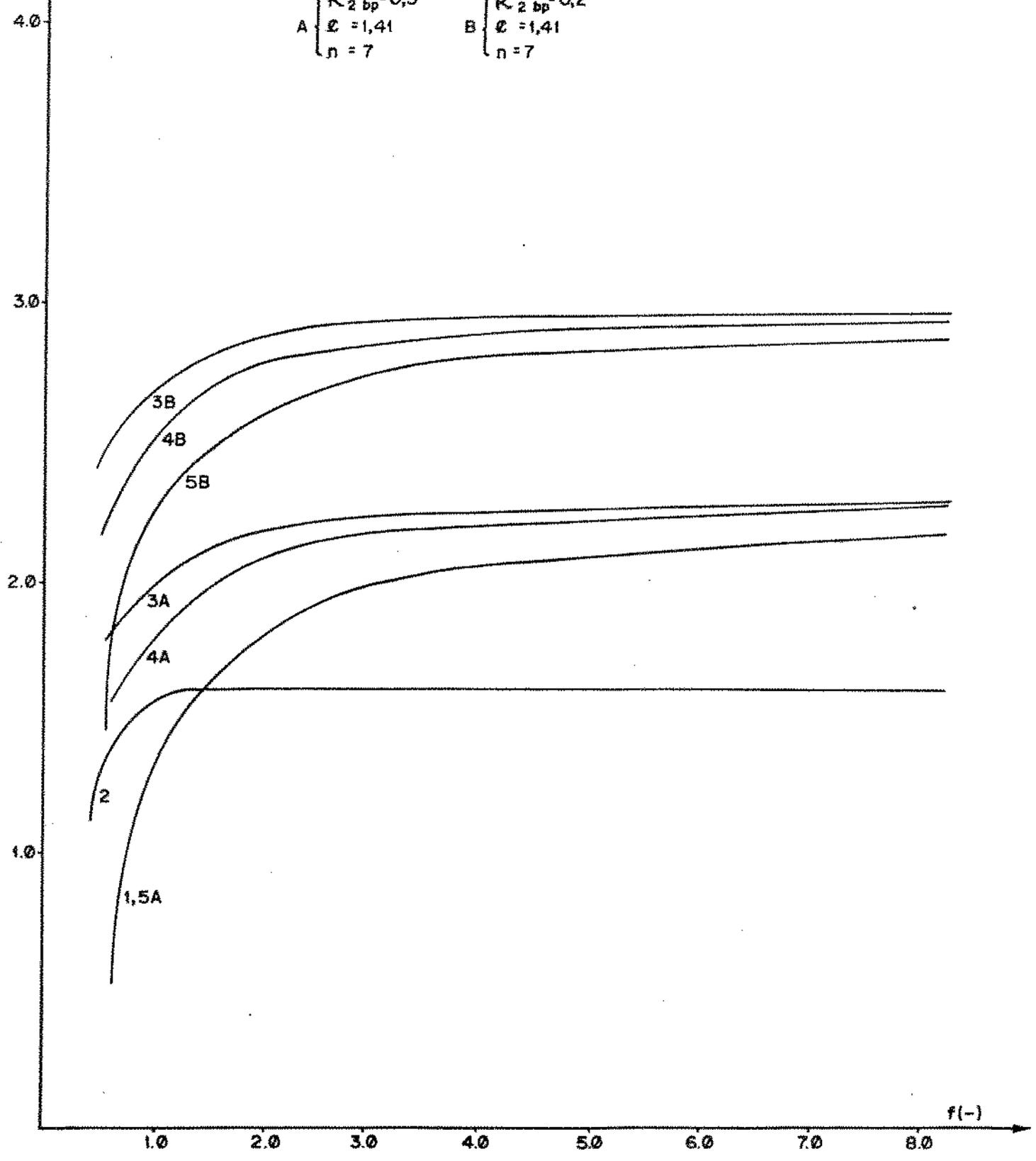


Fig. (3.8)

valores de n iguais a 2 e 7, relativos a perfis parabólicos e planos [12, 15, 24, 25, 26, 27]. As curvas generalizadas ressaltam os desvios entre os diversos modelos: a Fig. (3.8) mostra-as, em suas configurações limite, bem como as curvas resultantes dos modelos anteriormente expostos.

Observa-se que há um desvio relativamente pequeno entre as curvas representativas do modelo de escoamento em partícula deformada e do modelo da velocidade relativa local, para as mesmas frações de vazão médias da fase gasosa, e que este desvio tende a diminuir à medida em que R_{2bp} é reduzido, já que a velocidade de deslizamento local tende à velocidade relativa local se R_2 tende a zero. Este último efeito ocorre entre os conjuntos de curvas dos modelos alternativos, obtidas com o mesmo valor da fração de vazão média na transição. As curvas dimensionais destacam uma influência mínima da distribuição da fração local da fase gasosa na seção transversal sobre as curvas de transição dos modelos alternativos, obtidas para um mesmo valor desta fração de vazão média na transição.

Também é mínimo o desvio entre as curvas relativas aos modelos do escoamento agitante-turbulento em bolhas, para $R_{2bp}=0,3$ e de Duckler e Taitel. Entretanto, a comparação com o modelo do escoamento em bolhas deformada para o mesmo R_{2bp} , mostra diferença superior a 160%, em velocidades superficiais médias baixas. Em relação ao modelo de Mishima e Ishii, onde, como já havia sido observado anteriormente, a transição é atrasada em relação à proposta por Dickler e Taitel, os desvios são naturalmente, superiores.

4. OS MODELOS PARA A TRANSIÇÃO "PISTONADO-AGITANTE"

Os modelos para a transição pistonado-agitante de Duckler e Taitel [5] e Mishima e Ishii [7] partem da mesma representação física do escoamento pistonado, apesar de que critérios diversos são utilizados para definir o limite de sua existência. O escoamento bolha-pistonado se caracteriza pela ocorrência simultânea de pistões de líquido e gás na tubulação. Os pistões de gás, que resultam do crescimento das bolhas de Taylor - bolhas cilíndricas de diâmetro da mesma ordem de grandeza do diâmetro da tubulação, com extremidade anterior de forma esférica -, se deslocam em relação aos pistões de líquido que delimitam suas extremidades, estabelecendo um escoamento descendente de líquido entre suas laterais e a parede da tubulação. Os pistões de líquido podem apresentar bolhas dispersas, sendo sujeitos à ação dos vórtices que se formam na esteira das bolhas de Taylor (pistão de gás), como representado esquematicamente na Figura (4.1).

Para Duckler e Taitel o limite de estabilidade do pistão de líquido e, conseqüentemente, da ocorrência do escoamento pistonado, determina a transição para o escoamento agitante: com o contínuo crescimento dos pistões de gás, resultante do aumento da vazão do gás, e a conseqüente redução da distância entre eles, os vórtices formados na esteira das bolhas de Taylor rompem-no. Já Mishima e Ishii partem do pressuposto de que o regime subsequente de escoamento, o agitante, é estabelecido quando a fração de vazão média, para o escoamento como um todo, torna-se igual à fração de vazão relativa somente à ocorrência do pistão de gás na seção transversal ao escoamento.

Em ambos os casos o movimento relativo médio entre as fases determina uma equação necessária à solução do modelamento

analítico: de forma análoga aos respectivos modelos analíticos de transição bolha-pistonado, este movimento relativo médio é expresso em termos da velocidade relativa média ou da velocidade de deslizamento média.

Um novo modelo para a transição pistonado-agitante é proposto, adotando-se o critério de transição proposto no modelo físico de Duckler e Taitel, que se mostra consistente com observações experimentais realizadas. O desenvolvimento matemático deste novo modelo é o proposto por Mishima e Ishii, sendo que contornou-se certas premissas a ele inerentes.

4.1. O MODELO DE DUCKLER E TAITEL PARA A TRANSIÇÃO PISTONADO-AGITANTE

Complementando o modelo físico adotado, Duckler e Taitel admitem que, no escoamento pistonado:

a) O pistão de gás se encontra à pressão constante e uniforme, ao longo de seu comprimento, de forma que o filme líquido adjacente escoar, em sentido descendente, como um filme livre;

b) Bolhas dispersas estão confinadas à região entre os pistões de gás e se movem com a mesma velocidade média que eles, e

c) A fração de vazão média da fase gasosa, restrita ao pistão líquido, tem o mesmo valor que a fração de vazão média na transição bolha-pistonado.

Se a velocidade média de ascensão do pistão de gás é V_{2g} , e a velocidade média do líquido no pistão de líquido é V_{1g} ,

o movimento relativo do pistão de gás pode ser expresso pela equação (*)

$$V_{2g} - 1,2 V_{1l} = 0,35 \sqrt{gD} , \quad (4.1)$$

onde D é diâmetro interno da tubulação, e o fator 1,2 é multiplicado pela velocidade média do líquido, no pistão de líquido, para que se leve em consideração o fato de que o pistão gasoso se posiciona na região central do pistão de líquido, onde as velocidades locais são superiores à média.

A equação da continuidade aplicada ao pistão de líquido permite a determinação da vazão volumétrica total, \dot{Q} , calculada por

$$\dot{Q} = (1-R_{2bp}) A V_{1l} + R_{2bp} A V_{2g} \quad (4.2)$$

onde o valor da fração de vazio, restrita ao pistão de líquido, assume o valor da fração de vazio média na transição bolha-pistonado, R_{2bp} .

Outra equação independente é obtida quando se aplica a equação da continuidade a um volume de controle que se desloca com o pistão de gás, e contém parte deste pistão de gás e do pistão de líquido. Admitindo-se que este pistão de gás possa ser representado por um cilindro de área de seção transversal constante, como esquematizado na figura (4.1), o balanço de massa do líquido é

(*) Esta equação é contraditória com a equação proposta por Nicklin et alii [28],

$$V_{2g} - 1,2J = 0,35 \sqrt{gd}$$

dado por

$$A(1-R_{2bp})(V_{2g}-V_{1l}) = A_{1g}(V_{2g}+V_{1g}), \quad (4.3)$$

sendo A_{1g} a área da seção transversal relativa ao filme de líquido em escoamento descendente, e V_{1g} a sua velocidade média.

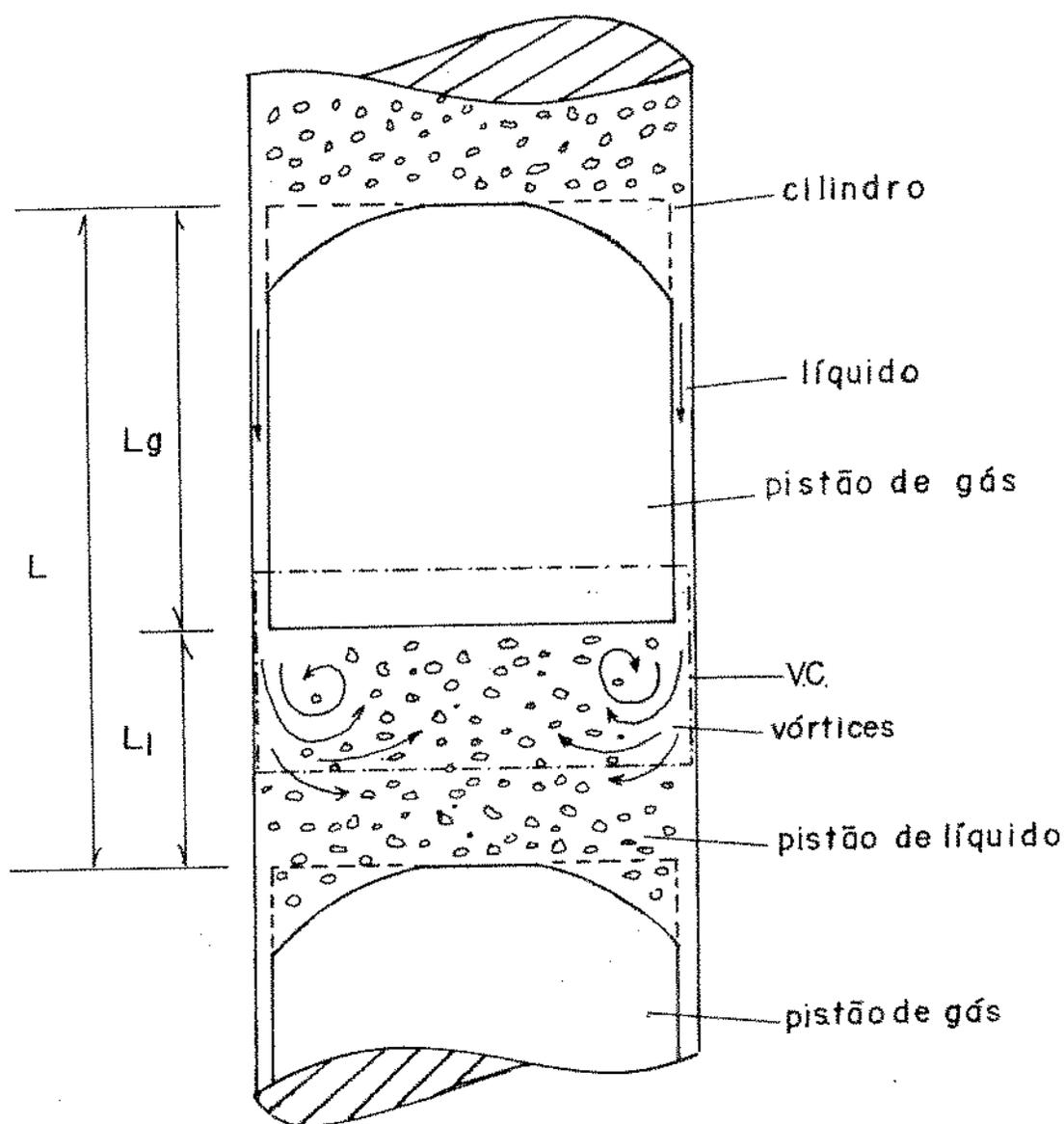


Figura 4.1 - Representação do escoamento pistonado e dimensões características.

O balanço das forças no filme líquido, resultante da ação do campo gravitacional e da tensão de cisalhamento na interface líquido-tubulação, desprezando-se a força de arrasto na interface líquido-gás, conduz a

$$\lambda \left(\frac{1}{2} \rho_1 V_{1g}^2 \right) \pi D = \rho_1 g A_{1g}, \quad (4.4)$$

Se o escoamento no filme for admitido turbulento, o fator de atrito λ é dado por

$$\lambda = 0,046 (4A_{1g} V_{1g} / \pi D \nu_1)^{-0,2} \quad (4.5)$$

sendo ν_1 a viscosidade cinemática do líquido.

Obtêm-se, desta forma, quatro equações associadas a quatro incógnitas: A_{1g} , V_{1g} , $V_{1\ell}$, V_{2g} . Da combinação das equações (4.1) e (4.2), chega-se a

$$V_{2g} = \left[(1,2\dot{Q}/A(1-R_{2bp})) + 0,35\sqrt{gD} \right] / \left[1 + (1,2R_{2bp}/(1-R_{2bp})) \right] \quad (4.6)$$

e da equação (4.2), a

$$V_{1\ell} = (\dot{Q} - V_{2g} A R_{2bp}) / (A(1-R_{2bp})) \quad (4.7)$$

Das equações (4.4) e (4.5), temos

$$A_{1g} = B V_{1g}^m \quad (4.8)$$

onde $B = (0,107 D \nu_1^{0,166}) / g^{0,83}$, (4.9)

e $m=1,5$. Substituindo-se (4.8) em (4.3) obtém-se a velocidade do

filme de líquido descendente,

$$B V_{1g}^m (V_{2g} + V_{1g}) = A(1 - R_{2bp}) (V_{2g} - V_{1g}) \quad (4.10)$$

A transição pistonado-agitante ocorre quando os pistões de gás se aproximam o suficiente, em virtude de seu crescimento, resultante do aumento da vazão de gás. Os vórtices na esteira do pistão de gás tendem, então, a romper o pistão de líquido intermediário. Assim, se L_g é o comprimento do pistão de líquido, e L_ℓ é o comprimento do pistão de gás, admite-se que condições para o rompimento sejam atingidas quando

$$L_g/L = 0,8 \quad (4.11)$$

sendo L a soma dos comprimentos dos pistões de líquido e de gás.

Esta razão é obtida, também, da aplicação do balanço de massa do gás ao volume de controle que contém os pistões de gás e líquido, sendo

$$\dot{Q}_2 = (A_{2g} V_{2g}) L_g/L + (A R_{2bp} V_{2g}) L_\ell/L \quad (4.12)$$

ou ainda,

$$L_g/L = \left[(\dot{Q}_2/A V_{2g}) - R_{2bp} \right] / \left[A_{2g}/A - R_{2bp} \right] \quad (4.13)$$

onde $A_{2g} = A - A_{1g}$

Então, desejando-se determinar a curva de transição em termos das velocidades superficiais médias, J_1 e J_2 , o primeiro passo é determinar a vazão volumétrica total, \dot{Q} . A equação (4.6)

é resolvida para V_{2g} , a equação (4.7) para V_{1g} , e as equações (4.8) e (4.9) para V_{1g} e A_{1g} . A equação (4.13) permite, assim estabelecer o regime do escoamento desde que o critério acima seja considerado: se $L_g/L < 0,8$ o escoamento é pistonado; se $L_g/L > 0,8$, o escoamento é agitante.

Para se obter a curva de transição generalizada, em termos de variáveis independentes adimensionais, deve-se rearranjar a propriadamente o conjunto de equações. A equação (4.6) é reescrita como

$$V_{2g}/J = \frac{1,2 + 0,35 \frac{\sqrt{gD}}{J} (1-R_{2bp})}{1,2 R_{2bp} + (1-R_{2bp})} \quad (4.14)$$

Da equação (4.7) chega-se a

$$V_{1g}/J = \frac{1}{(1-R_{2bp})} - \frac{V_{2g} R_{2bp}}{J(1-R_{2bp})} \quad (4.15)$$

e a equação (4.8) pode ser reescrita como

$$A_{1g}/A = B^* (V_{1g}/J)^{1,5}, \quad (4.16)$$

onde
$$B^* = \frac{BJ}{A} = \left[0,092 (J/\sqrt{gD})^2 \left(\frac{V_1}{JD} \right)^{0,2} \right]^{0,83} \quad (4.17)$$

Por último, da equação (4.10) chega-se a

$$B^* \left(\frac{V_{1g}}{J} \right)^{1,5} \left(\frac{V_{2g}}{J} + \frac{V_{1g}}{J} \right) = (1-R_{2bp}) \left(\frac{V_{2g}}{J} - \frac{V_{1g}}{J} \right) \quad (4.18)$$

Da equação (4.14) observa-se que a solução para V_{2g}/J é

função do número de Froude, \sqrt{gD}/J , baseado na velocidade superficial total. Consequentemente, a solução para V_{1g}/J , e A_{1g}/A , é função do número de Froude e do número de Reynolds, baseado na velocidade superficial total e na viscosidade do líquido, JD/ν_1 .

A equação (4.13) pode ser reescrita como

$$L_g/L = \frac{\frac{J_2/J}{(\sqrt{V_{2g}/J})} - R_{2bp}}{(A_{2g}/A) - R_{2bp}} \quad (4.19)$$

Então, se V_{2g}/J e A_{2g}/A dependem dos citados números de Froude e Reynolds, tem-se

$$L_g/L = \text{Função}(J_2/J ; J/\sqrt{gD}; JD/\nu_1) \quad (4.20)$$

e a curva de transição generalizada pode ser obtida em função destas três variáveis independentes adimensionais.

As Figuras (4.2) e (4.3) mostram, respectivamente, as curvas convencional e generalizada, para este modelo aplicado a um escoamento água-ar, à pressão e temperatura de referência, 1 atm e 20°C, em um duto circular de 38,1 mm de diâmetro interno. O valor de R_{2bp} implícito ao modelo é 0,25. Observa-se, da análise da curva generalizada, a pequena influência do número de Reynolds.

Um número relativamente grande de equações é necessário para representar analiticamente o escoamento pistonado, decorrente da distinta topologia da interface líquido-gás. Em consequência, a transição pistonado-agitante envolve um procedimento mais complexo que aquela da transição bolhas-pistonado. Observa-se, ainda uma complexidade semântica adicional na representação das equações, resultante da utilização das variáveis denominadas de médias restritas. Isto é, as variáveis de subscrito alfanuméri

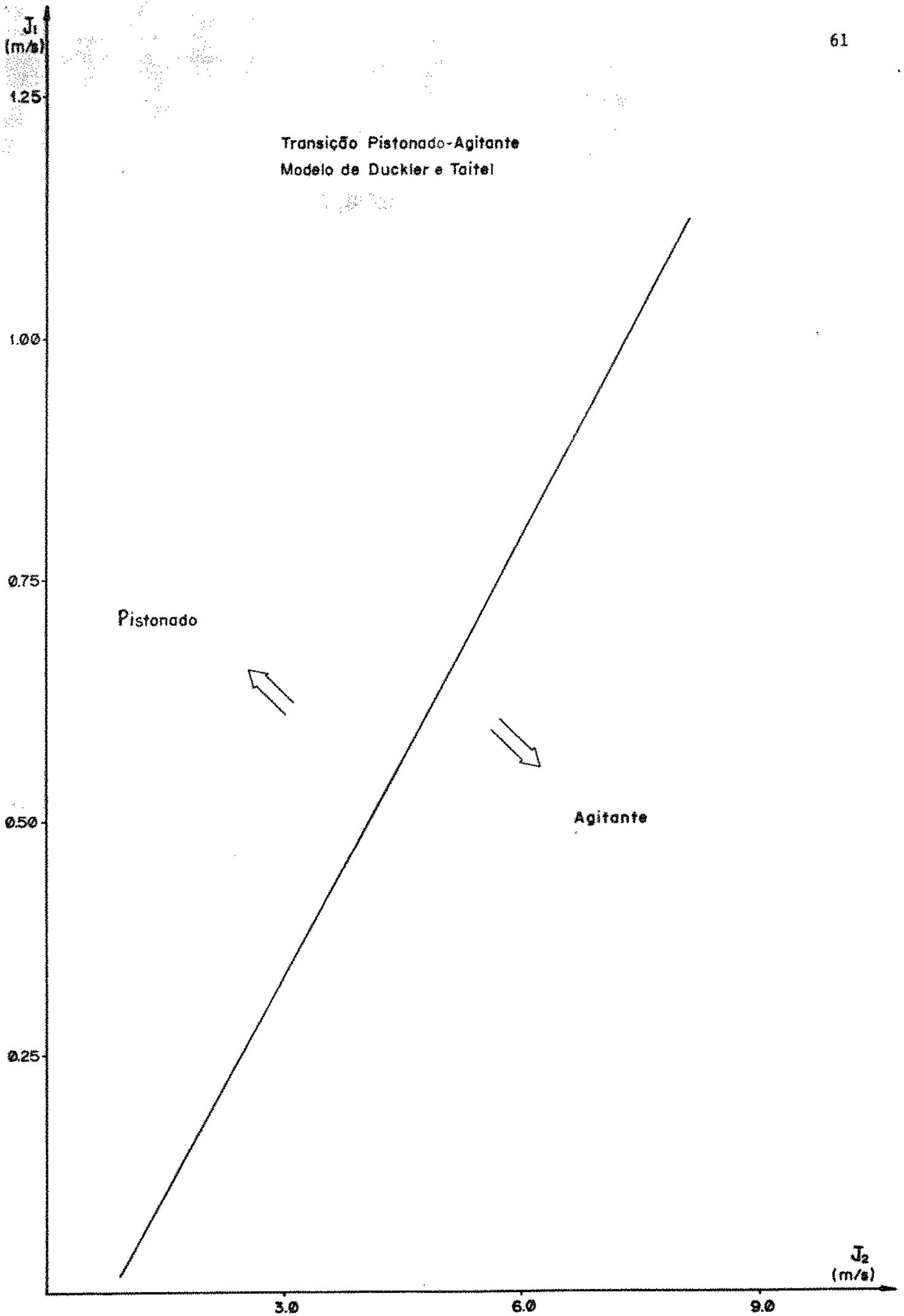


Fig.(4.2)

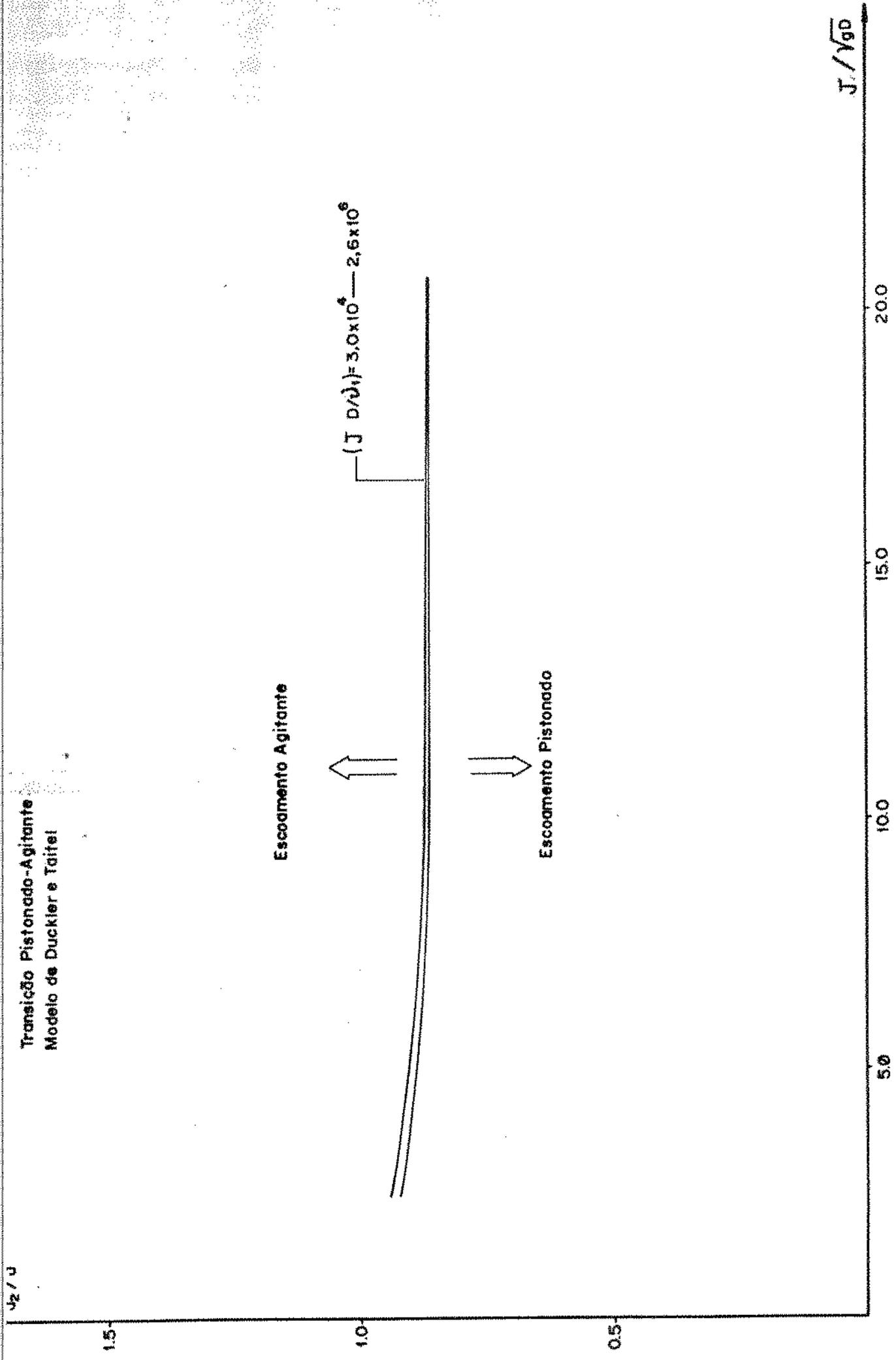


Fig. (4.3)

co composto, tais como V_{1l} , a velocidade média do líquido restrita à ocorrência, na seção transversal do duto, do pistão de líquido; ou V_{1g} , a velocidade média do líquido restrita à ocorrência, na seção transversal, do pistão de gás, que nada mais é que a velocidade média do filme de líquido descendente na periferia do pistão de gás; ou ainda V_{2g} , a velocidade média do gás restrita à ocorrência do pistão de gás.

Com a utilização das variáveis denominadas de média restritas, compatibilizam-se os termos das equações que definem o escoamento pistonado e a transição pistonado-agitante: as variáveis relativas ao escoamento são todas médias temporais. Para a definição matemática formal da média restrita basta considerar, nas equações (2.1), (2.5) e (2.9) o processo de média temporal restrito à ocorrência, na seção transversal, de uma configuração específica do escoamento. Isto é, no escoamento pistonado o intervalo de tempo Δt_k é constituído dos sub-intervalos Δt_{kl} e Δt_{kg} . O processo de média nas equações citadas seria restrito, então, aos sub-intervalos de tempo Δt_{kl} e Δt_{kg} .

4.2. O MODELO DE MISHIMA E ISHII PARA A TRANSIÇÃO PISTONADO-AGITANTE

De forma análoga ao modelamento da transição bolha-pistonado, Mishima e Ishii [7] utilizam relações próprias do modelo de deslizamento unidimensional. No escoamento pistonado, o pistão de gás se desloca ao longo da tubulação, em relação ao líquido que o envolve. A porção de líquido imediatamente adjacente à sua extremidade anterior é acelerada, e escoo entre sua lateral e a parede da tubulação, em sentido oposto ao seu deslocamento (Fig.

4.1). Definindo-se a velocidade de deslizamento média apropriada do líquido, restrita à ocorrência do pistão de gás, como

$$\bar{V}_{1J_g} = V_{1g} - J \quad (4.21)$$

e se, na região lateral anterior do pistão de gás, o escoamento é considerado ideal, isto é, se o efeito da parede é desprezado, da aplicação da equação de Bernoulli chega-se a

$$\bar{V}_{1J_g} = \bar{V}_{1J_g}(h) = - \sqrt{2gh\Delta\rho/\rho_1} \quad (4.22)$$

onde h é a distância da frente do pistão de gás à seção transversal considerada.

A equação (4.21) pode ser escrita

$$\bar{V}_{1J_g} = R_{2g}(V_{1g} - V_{2g}) \quad (4.23)$$

onde R_{2g} é a fração de vazio média, restrita à ocorrência do pistão de gás na seção transversal. Da combinação da Eqs. (4.21) e (4.23) resulta

$$R_{2g} = \bar{V}_{1J_g}/(V_{1g} - V_{2g}) = (-\bar{V}_{1J_g})/(-\bar{V}_{1J_g} + \bar{V}_{2J_g}) \quad (4.24)$$

ou ainda, se \bar{V}_{1J_g} é função de h ,

$$R_{2g}(h) = \left[-\bar{V}_{1J_g}(h) \right] / \left[-\bar{V}_{1J_g}(h) + \bar{V}_{2J_g} \right] \quad (4.25)$$

Por outro lado, se a velocidade de deslizamento média apropriada da fase gasosa, restrita à ocorrência do pistão de gás

é dada por [28]

$$\bar{V}_{2J_g} = (Co-1)J + 0,35 \sqrt{gD\Delta\rho/\rho_1}, \quad (4.26)$$

a fração de vazio média, restrita à ocorrência do pistão de gás, e à uma distância h da frente do pistão gasoso, é

$$R_{2_g}(h) = \sqrt{2gh\Delta\rho/\rho_1} / \left(\sqrt{2gh\Delta\rho/\rho_1} + (Co-1)J + 0,35 \sqrt{gD\Delta\rho/\rho_1} \right) \quad (4.27)$$

A fração de vazio média, na porção lateral posterior do pistão de gás, quando $h=L_g$, é

$$R_{2_g}(h=L_g) = \sqrt{2gL_g\Delta\rho/\rho_1} / \left(\sqrt{2gL_g\Delta\rho/\rho_1} + (Co-1)J + 0,35 \sqrt{gD\Delta\rho/\rho_1} \right) \quad (4.28)$$

e o seu valor médio, ao longo do comprimento do pistão de gás, é dado pela equação

$$R_{2_g} = \frac{1}{L_g} \int_0^{L_g} R_{2_g}(h) dh \quad (4.29)$$

Do que resulta,

$$R_{2_g} = 1 - 2X + 2X^2 \ln\left(1 + \frac{1}{X}\right) \quad (4.30)$$

sendo
$$X = \sqrt{\rho_1/2g\Delta\rho L_g} \left[(Co-1)J + 0,35 \sqrt{gD\Delta\rho/\rho_1} \right] \quad (4.31)$$

ou ainda, aproximadamente

$$R_{2g} = 1 - 0,813X^{0,75} \quad (4.32)$$

A fração de vazio média na porção lateral posterior do pistão de gás, $R_{2g}(h=l_g)$, pode ser determinada por outra equação independente. Para tanto, se V_{1g} é a velocidade média do líquido restrita à ocorrência do pistão de gás, isto é, a velocidade média do filme de líquido descendente, o balanço das forças que nele atuam pode ser escrito como

$$\Delta\rho g + \frac{\tau_{wl} HD}{A(1-R_{2g})} + \frac{\tau_i P_i}{A(1-R_{2g})} = 0, \quad (4.33)$$

onde τ_{wl} é a tensão cisalhante na interface líquido-tubulação, τ_i e P_i são, respectivamente, a tensão cisalhante e o perímetro da interface. Se a força na interface gás-líquido é considerada desprezível, e sendo a tensão τ_{wl} dada por [29]

$$\tau_{wl} = 1/2 f_{wl} \rho_l V_{1g}^2 - \frac{1}{3} \Delta\rho g \delta \quad (4.34)$$

onde δ , a espessura do filme líquido, é dada por

$$\delta = (1-R_{2g}) \frac{D}{4} \quad (4.35)$$

pode-se escrever

$$\frac{1}{2} f_{wl} \rho_l V_{1g}^2 = \frac{2}{3} \Delta\rho g \Delta(1-R_{2g}) \quad (4.36)$$

Para o escoamento turbulento,

$$f_{w1} = 0,046 (\text{Rey}_1)^{-0,2} \quad (4.37)$$

sendo $\text{Rey}_1 = (1-R_{2g})V_{1g}D/v_1 \quad (4.38)$

A equação (4.36) pode ser escrita

$$V_{1g} = 3,0 \left[g \frac{\Delta\rho}{\rho_1} D^{1,2} \frac{1}{v_1^{0,2}} (1-R_{2g})^{1,2} \right]^{0,56} \quad (4.39)$$

Como a velocidade V_{1g} é dada pela identidade

$$-V_{1g} \cong (R_{2g} V_{2g} - J) / (1-R_{2g}) \quad (4.40)$$

da combinação das Eqs. (4.39) e (4.40), resulta

$$R_{2g} V_{2g} = J + 3,0 \left[g \frac{\Delta\rho}{\rho_1} D^{1,2} \frac{1}{v_1^{0,2}} \right]^{0,56} (1-R_{2g})^{1,67} \quad (4.41)$$

Uma solução mais simples é obtida, com erro de cerca de 25% para $R_{2g} = 0,8$, se a seguinte simplificação for introduzida:

$$(1-R_{2g})^{1,67} \cong 0,25(1-R_{2g}) \quad (4.42)$$

Assim, sabendo-se que

$$V_{2g} = CoJ + 0,35 \sqrt{gD\Delta\rho/\rho_1},$$

chega-se a $R_{2g} = (0,75C_1 + J) / (0,75C_1 + CoJ + C_2) \quad (4.43)$

sendo $C_1 = (g\Delta\rho D^{1/2} / \rho_1 v_1^{0,2})^{0,56}$

$$e \quad C_2 = 0,35 (\Delta\rho g D / \rho_1)^{1/2} \quad (4.44)$$

Tem-se então duas equações independentes (4.28) e (4.43) para o coeficiente de vazio médio, restrita à ocorrência do pistão de gás. Assim, identificando estas equações

$$\frac{(2g\Delta\rho L_g / \rho_1)^{1/2}}{(2g\Delta\rho L_g / \rho_1)^{1/2} + (Co-1)J + C_2} = \frac{0,75 C_1 + J}{0,75 C_1 + J + (Co-1)C_2} \quad (4.45)$$

e, conclui-se que

$$(2g\Delta\rho L_g / \rho_1)^{1/2} = 0,75 C_1 + J \quad (4.46)$$

O critério, para Mishima e Ishii, relativo ao modelo físico do escoamento pistonado, que determina a transição para o escoamento agitante, é a igualdade entre a fração de vazio média, para o escoamento como um todo, R_2 , e a fração de vazio média, ao longo do pistão de gás, R_{2g} . Assim, se

$$R_2 = R_{2g} = 1 - 0,813 X^{0,75} \quad (4.47)$$

a transição pistonado-agitante fica definida. A equação (4.47) pode também ser escrita na forma:

$$R_2 = 1 - 0,53 \left[\frac{(Co-1)J + C_2}{0,75C_1 + J} \right]^{0,75} \quad (4.48)$$

Considerando que

$$R_2 = J_2 / (CoJ + C_2),$$

chega-se finalmente

$$J_2 = \left[C_0(J_1+J_2)+C_2 \right] \left\{ 1-0,813 \left[(C_0-1)(J_1+J_2)+C_2 \right] / (0,75C_1+J_1+J_2) \right\} \quad (4.49)$$

O critério físico adotado por Mishima e Ishii para caracterizar a transição pistonado-agitante leva ao estabelecimento de uma curva de transição "atrasada" em relação àquela do modelo anterior, já que quando o valor de R_{2g} tende a R_2 , admite-se, implicitamente, que o escoamento apresenta uma distribuição uniforme das fases, o que caracterizaria o escoamento agitante. As figuras (4.4) e (4.5) mostram a comparação entre os modelos de Taitel e Duckler e Mishima e Ishii, em termos das curvas convencionais e generalizadas, conformando a tendência acima referida. Assim, observa-se que a transição Mishima e Ishii é "atrasada" em relação à transição proposta anteriormente, isto é, para um certo valor de velocidade superficial média do líquido, a transição se dá para valores superiores da velocidade superficial média do gás. Contribuindo também neste sentido, a equação topológica adotada para expressar o movimento relativo entre as fases conduz também a valores mais elevados da velocidade média da fase gasosa, V_{2g} . Como resultado, o modelo de Mishima e Ishii conduz a valores elevados da fração de vazio na transição pistonado-agitante: em torno de 0,76, para J_1 variando de 0,0 m/s a 3,0 m/s. A este valor da fração de vazio, relativamente elevado, deveria corresponder, segundo evidências experimentais, o escoamento anular.

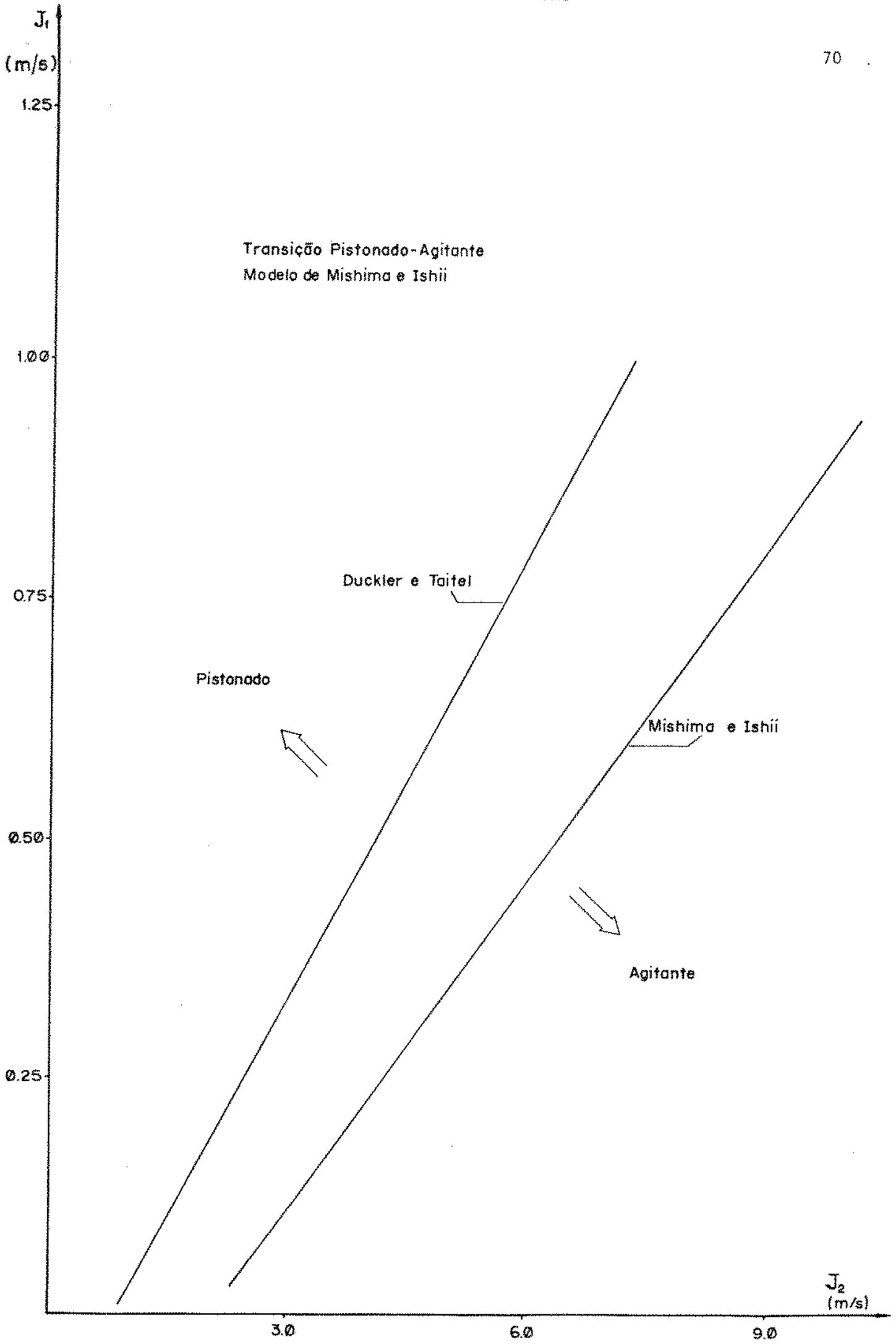
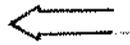


Fig.(4.4)

$J_0/5$

Transição Pistonado - Agitante
Modelos de Mishima e Ishii e Duckler e Taitel

Escoamento Agitante



Mishima e Ishii [$J_0 D / V_1 = 1,6 \times 10^5$]



Duckler e Taitel [$J_0 D / V_1 = 1,2 \times 10^5$]

Escoamento Pistonado

1.5

1.0

0.5

$J_0 / \sqrt{J_0 D}$

5.0

10.0

15.0

20.0

25.0

71

Fig. (4.5)

4.3. UM NOVO MODELO PARA A TRANSIÇÃO PISTONADO-AGITANTE

Utilizando-se do modelo físico proposto por Duckler e Taitel, e de seu critério de transição, além dos conceitos e relações do modelo de deslizamento unidimensional, pode-se chegar a uma nova equação para a transição pistonado-agitante. Se a fração de vazio média, restrita à ocorrência do pistão de gás na seção transversal, tem valor próximo da unidade, a equação (4.40) pode ser reescrita, aproximadamente, como

$$-V_{1g} = R_{2g}(V_{2g} - J)/(1 - R_{2g}) \quad (4.50)$$

Utilizando-se então a equação (4.39), que define o valor absoluto da velocidade média do filme de líquido descendente, chega-se a

$$R_{2g} = \frac{1}{\bar{V}_{2Jg}} \left[3,0 (g \Delta \rho D^{1,2} / \rho_1 v_1^{0,2})^{0,56} (1 - R_{2g})^{1,67} \right] \quad (4.51)$$

onde \bar{V}_{2Jg} é dada pela equação (4.26). Considerando-se a simplificação expressa pela equação (4.42), a equação (4.51) pode ser reescrita como

$$R_{2g} = 0,75C_1 / \left[0,75C_1 + (C_0 - 1)J + C_2 \right] \quad (4.52)$$

Considerar o pistão de gás como um cilindro de área de seção transversal constante, e admitir que as bolhas dispersas no pistão de líquido se movem à mesma velocidade do pistão gasoso, são duas premissas do modelo físico de Duckler e Taitel, e conduzem a

$$R_2 = R_{2\ell} L_\ell/L + R_{2g} L_g/L \quad (4.53)$$

As equações (4.52) e (4.53) são a base do modelo proposto. As premissas que conduzem à equação (4.53) são razoáveis e certamente não implicam em uma distorção significativa da situação real. A simplificação efetuada na equação (4.40), e que permite se chegar à equação (4.52) é, indiretamente, uma correção nos modelos anteriores. Na representação física da distribuição das fases no escoamento pistonado, como adotada por Duckler e Taitel, e Mishima e Ishii, o filme de líquido descendente na periferia do pistão, contrariamente ao que efetivamente ocorre, não contém bolhas. O modelo proposto, de forma indireta, através da citada simplificação, contempla este efeito: se há bolhas dispersas no filme descendente, deve haver, para um certo valor fixo da velocidade superficial média do líquido, J_1 , um aumento da área da seção transversal do filme descendente, e uma conseqüente redução da área transversal ao escoamento do gás, no centro da tubulação. Isto é, para um valor determinado da velocidade média do gás no pistão de gás, uma redução na vazão volumétrica do gás, ou de sua velocidade superficial média J_2 , com o conseqüente adiantamento da curva de transição. E na equação (4.50) a simplificação proposta conduz a uma diminuição do valor da velocidade do filme descendente e aos efeitos daí decorrentes: variação positiva de A_{1g} e redução de J_2 na transição.

Então, admitindo-se que a fração de vazão $R_{2\ell}$ corresponda à fração média da fase gasosa na transição bolha-pistonado, R_{2bp} , pode-se reescrever a equação (4.53):

$$R_2 = R_{2bp} L_\ell/L + R_{2g} L_g/L \quad (4.54)$$

Sabendo-se ainda que

$$R_2 = J_2/V_2 = J_2/(C_0J + C_2), \quad (4.55)$$

teremos
$$J_2 = \left[C_0(J_1 + J_2) + C_2 \right] \left[R_{2bp} + (R_{2g} - R_{2bp}) L_g/L \right] \quad (4.56)$$

Observa-se então, que assumindo-se valores para o par de variáveis (R_{2bp} ; L_g/L), obtêm-se a curva de transição em função das velocidades superficiais médias do líquido e do gás. As figuras (4.6) e (4.7) mostram as curvas convencional e generalizada, para um escoamento vertical água-ar, ascendente e adiabático, à temperatura e pressão de 20°C e 1 atm, respectivamente, e as curvas resultantes dos modelos anteriormente tratados, a título de comparação. Para se obter as curvas do modelo proposto, dois conjuntos de valores (R_{2bp} ; L_g/L) foram adotados: dados experimentais permitirão determinar os valores adequados.

O desvio entre as curvas de transição do modelo proposto, para a fração de vazio média no pistão de líquido variando de 0,2 a 0,3, e para o comprimento relativo do pistão de gás variando de 0,7 a 0,8 é pequeno, se comparado ao seu desvio em relação às curvas do modelo de Duckler e Taitel e Mishima e Ishii. Isto é, certamente, resultante do fato de que o modelo alternativo conduz às menores frações de vazio médias, R_2 , na transição pistona-do-agitante, para toda a faixa de velocidades superficiais médias do líquido e do gás. O efeito da velocidade superficial do líquido e do gás sobre a fração de vazio na transição e sua variação, é um fenômeno de interesse, pois pode ser um dos elementos de validação do modelo teórico: para velocidades superficiais médias do líquido variando de 0,0 m/s a 2,0 m/s, a fração de vazio R_2 se reduz de 0,68 a 0,52, por exemplo, para o conjunto de valores ($R_{2bp} = 0,3$; $L_g/L = 0,8$).

Transição Pistonado- Agitante
Modelos Analíticos- Curvas Conjuntas

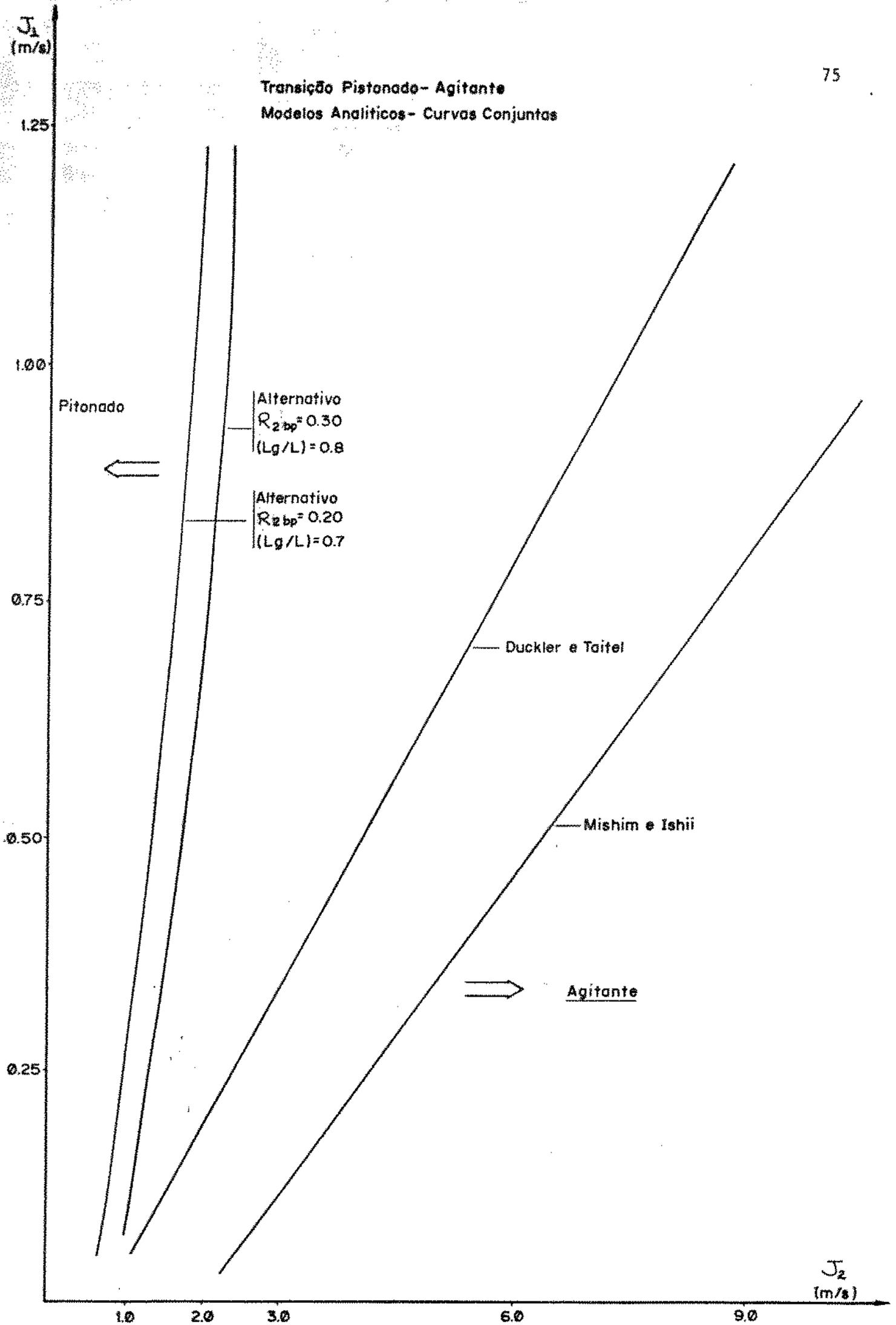


Fig.(4.6)

Transição Pistonado-Agitante
 Modelos Analíticos - Curvas Conjuntas

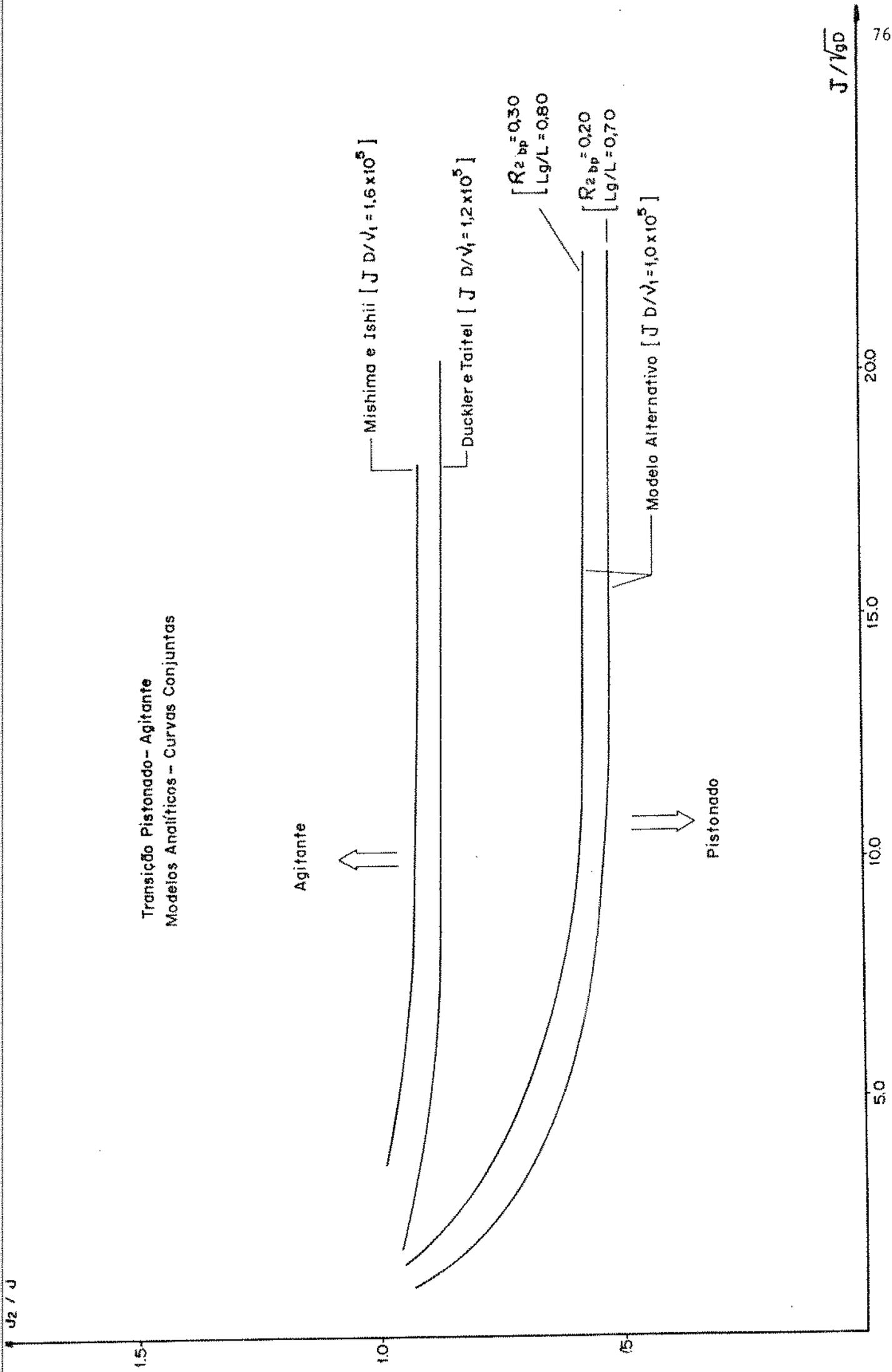


Fig. (4.7)

5. A MONTAGEM EXPERIMENTAL, O CIRCUITO DE ESCOAMENTO BIFÁSICO E INSTRUMENTAÇÃO

Neste capítulo descreve-se o circuito de escoamento bifásico que foi construído para se estabelecer os modelos de escoamento em bolhas, pistonado e agitante, de água e ar, e a operação da instrumentação — sonda de condutividade elétrica —, utilizada na caracterização dos modelos de escoamento. Da mesma forma, são apresentadas a instrumentação complementar do circuito de escoamento bifásico, necessária à determinação dos fluxos volumétricos de água e ar, e da fração de vazio na seção de teste, e a instrumentação de registro e análise do sinal de sonda de condutividade.

5.1. O CIRCUITO DE ESCOAMENTO

Inicialmente projetado para se estudar a transferência de calor em escoamento bifásico, o circuito tem como componentes principais, esquematizados na fig. (5.1):

Reservatório de água

- caixa de cimento amianto, de 1m^3 de volume, revestida internamente com tinta à base de epoxi;

Bomba de circulação

- centrífuga, marca KSB, modelo ETA, 32-16, operando com 3.500 rpm e rotor $\phi 140$ mm;

Tubulação

- de cobre, com diâmetros de 63,5mm (2 1/2"), 38,1mm (1 1/2") e 25,4mm (1"). Conexões, cotovelos e tês soldados e uniões

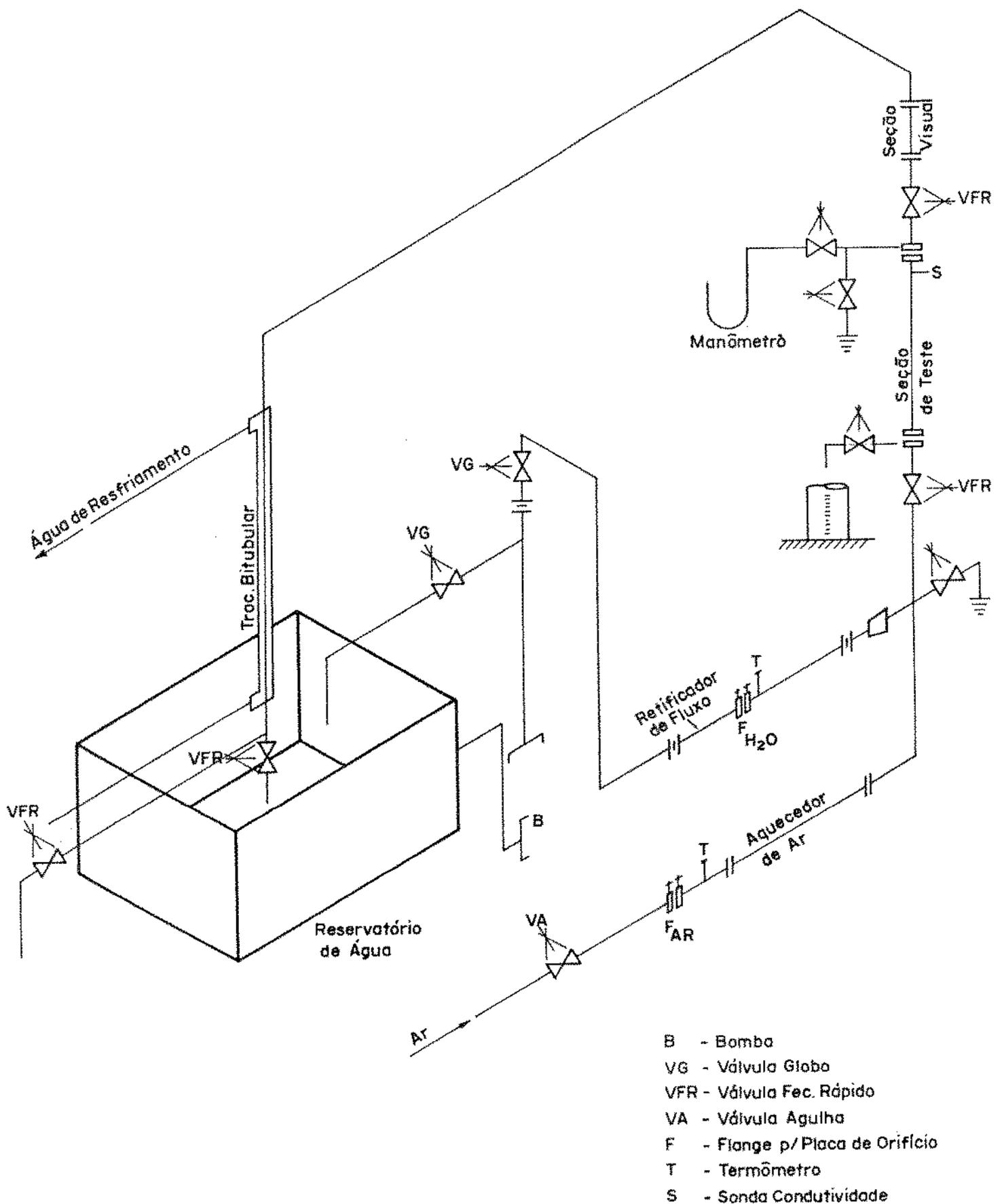


Fig.(5.1)- Circuito de escoamento bifásico.

rosqueadas. Válvulas de corpo de latão;

Seção de teste

- Aço inox 316 (Manesmann), sem costura, de 38,1mm ($1\frac{1}{2}$ " de diâmetro interno e schedule 80S (espessura de parede de 5,08mm). Conexões tipo flange, de aço inox;

Seção de visualização

- Vidro pirex, de 38,1mm ($1\frac{1}{2}$ " de diâmetro interno, montado com adesivo-selador de silicone em flanges de nylon;

Sistema de adição de ar

- Borbulhadores capilares (0,5mm, 1,0mm e 1,5mm de diâmetro interno) de aço inox, e borbulhador de tubo sinterizado, de porosidade 0,40, alimentados por compressores de ar com reservatório de $0,2\text{m}^3$;

Sistema de aquecimento da seção de teste

- Forno elétrico projetado para fluxo de calor uniforme na parede interna da seção de teste;

Sistema de resfriamento do escoamento

- Trocador de calor bi-tubular, com escoamento de água em contracorrente.

A Figura 5.1 mostra um esquema do circuito de escoamento bifásico, bem como a localização de seus componentes principais. O escoamento de água é estabelecido por uma bomba, que a succiona diretamente do reservatório. As válvulas globo situadas na tubulação de recalque, e no circuito do retorno de água para o tanque, permitem o ajuste adequado da vazão. O escoamento de água é conduzido, então, até uma seção horizontal de tubulação, onde se encontram instalados um retificador de fluxo, um conjunto de flanges

para adaptação de placas de orifício (detalhes no Apêndice 1) e um poço para inserção de termômetro ou termopar. Neste trecho da tubulação são então medidas a vazão volumétrica de água e sua temperatura. Para tanto, utilizou-se de manômetros U de CCl_4 ou Hg, de acordo com a magnitude das vazões e características das placas utilizadas.

Após a seção de medição o escoamento de água é conduzido até o misturador de ar, localizado na base da tubulação vertical onde ocorre o escoamento bifásico água-ar. O misturador (borbulhador) é constituído de uma tubulação externa de 63,5mm de diâmetro, por onde escoam a água, e de uma tubulação interna, de 12,7 mm de diâmetro, por onde escoam o ar. Na extremidade da tubulação de ar situa-se o elemento de mistura propriamente dito: um conjunto de tubos capilares de aço inox ou em elemento poroso de bronze sinterizado. A Figura (5.2) mostra um esquema de montagem do conjunto borbulhador/elementos de mistura. Utilizou-se de borbulhadores capilares de 0,5mm, 1mm e 1,5mm de diâmetro interno, e de um elemento poroso de porosidade aproximadamente igual a 0,4.

O ar é conduzido ao borbulhador através de uma seção de medidas horizontal, da mesma forma que o escoamento de água: há um conjunto de flanges para adaptação de placas de orifício e um poço para colocação de termopar ou termômetro de bulbo. Dispensou-se a utilização de retificador de fluxo antes da placa de orifício, já que o comprimento reto da tubulação de ar, antes do elemento de medida, é suficientemente grande, em relação ao diâmetro da tubulação, para permitir o desenvolvimento adequado do perfil de velocidade.

Um compressor de ar bi-cilíndrico, com um reservatório de $0,2\text{m}^3$ de capacidade, era a fonte primária do ar pressurizado. Antes de atingir a seção horizontal de medição o ar era filtrado em

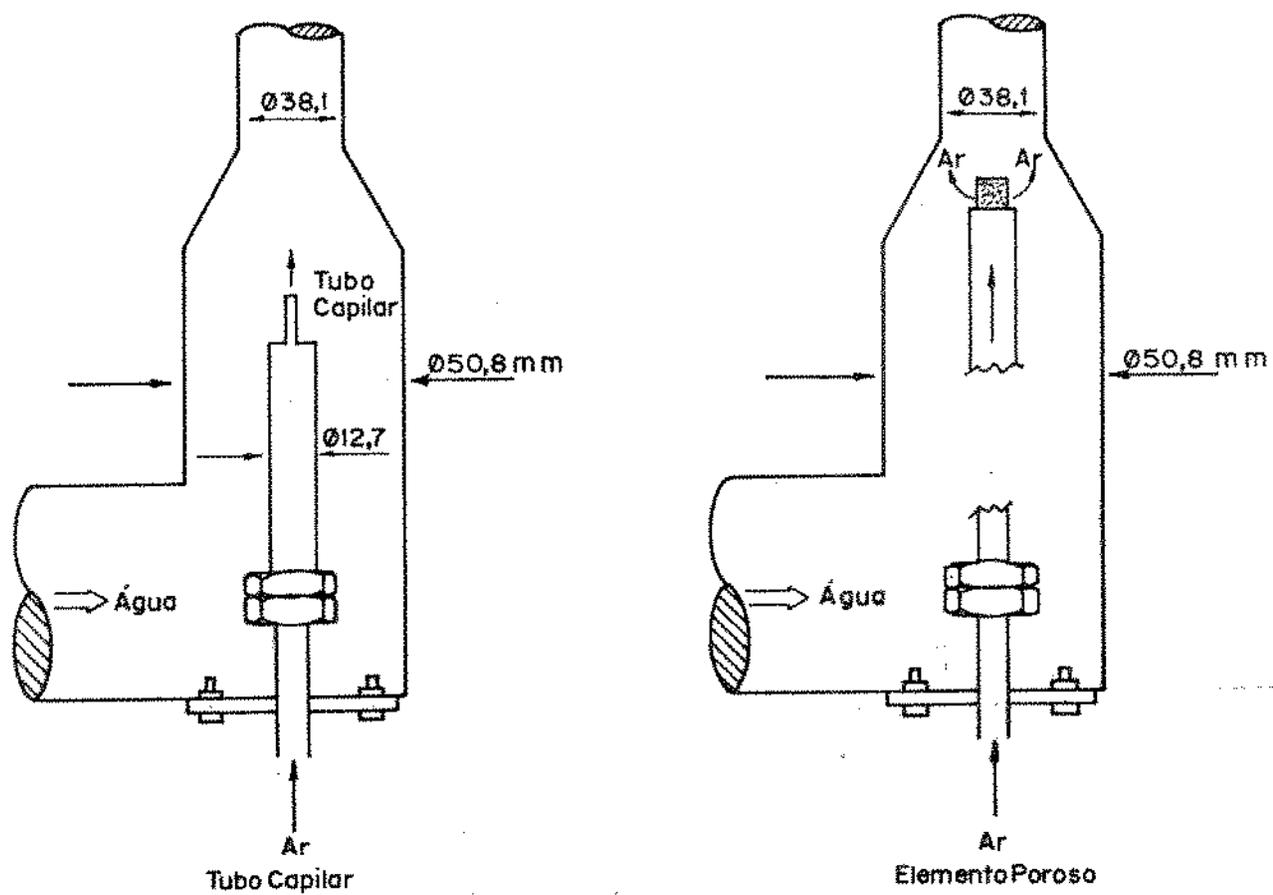


Fig.(5.2) - Conjunto de borbulhadores.

filtro seco, e passava por uma válvula de diafragma, com controle por mola, para ajuste de pressão, e por uma válvula de agulha, de aço inox, em sede cônica, para ajuste de vazão. Imediatamente antes de atingir o misturador, o ar escoava ainda através de um aquecedor, que pode ser utilizado para controle de sua temperatura de mistura.

A pequena dimensão, e conseqüentemente a pequena sensibilidade, do diafragma da válvula de controle de pressão, foi um elemento problemático na medição das maiores vazões de ar, referentes à transição pistonado-agitante. Particularmente quando se utilizou o borbulhador sinterizado, que requeria uma menor pressão de alimentação para propiciar os mesmos valores de vazão, quando comparado aos borbulhadores capilares, a atuação da válvula de diafragma resultava em oscilação de até $\pm 5\%$ em torno de um valor médio considerado, nos manômetros acoplados à placa de ar.

Para o registro das vazões nas placas de orifício foram utilizados um micromanômetro Merian modelo 34FB-2 TM, ou um manômetro inclinado de poço Merian Modelo 40HE-35-WM, ou um manômetro U de CCl_4 , em conjunto com um manômetro U de mercúrio, para fazer o registro da pressão do ar à jusante do elemento de medida. Um termômetro de bulbo de mercúrio foi utilizado para medir a temperatura do ar.

Após o misturador o escoamento bifásico água-ar se desenvolve, através de uma tubulação vertical de 38,1 mm de diâmetro interno, que compreende também a seção de teste, de aço inox, de 1,50m de comprimento. As extremidades da seção de teste estão conectadas a duas válvulas tipo guilhotina, de fechamento rápido, e passagem integral (38,1 mm de diâmetro interno), para determinação do coeficiente de vazão. Do misturador à válvula guilhotina instalada na entrada da seção de teste há um comprimento

reto vertical de tubulação de 0,85m, necessário e suficiente para que o perfil do coeficiente de vazio local da fase gasosa na seção transversal ao escoamento se desenvolva.

A fração de vazio da fase gasosa na seção de teste é determinada com a medição do volume residual de água, após o bloqueio rápido e simultâneo das válvulas guilhotinas. Para tanto, as hastes de acionamento das válvulas são interligadas, de forma com que possam ser acionadas simultaneamente.

Assim, estabelecido o regime de escoamento de interesse as válvulas são acionadas e o volume de água contido na seção de teste pode ser medido para se determinar a fração de vazio. Optou-se por medir diretamente o volume de água em vaso graduado: para tanto, um orifício situado na flange da válvula de guilhotina inferior era aberto, e através de uma mangueira a água era drenada. O orifício de tomada de pressão na seção de teste, situado na flange superior da mesma, era então aberto para permitir a entrada de ar e a drenagem de água nesta operação.

A operação das válvulas de guilhotina foi testada várias vezes, para verificar a estanqueidade da seção de teste após o bloqueio. Antes de cada conjunto de testes a guilhotina das válvulas era desmontada e levada a polimento progressivo em politriz rotativa, e o conjunto testado sob água ou ar pressurizado. Para que, durante os ensaios, a válvula inferior não ficasse submetida a pressões elevadas por um período de tempo considerável, instalou-se um sistema de alívio na base da tubulação vertical: após o fechamento das válvulas guilhotina, uma válvula era aberta no sistema de alívio, permitindo o fluxo de água e ar para o dreno do conjunto.

Para cada configuração do escoamento estabelecida, o volume residual de água foi medido pelo menos duas vezes. Utilizou-

se de um vaso graduado até 2000ml, com menor divisão de 20ml, e considerou-se o valor médio das medidas em cada configuração. A repetibilidade dos valores obtidos foi excelente, mesmo considerando os testes realizados em dias diferentes. Para a determinação da fração de vazão média, necessitou-se também da determinação da pressão do escoamento, referente à posição de instalação do sensor da sonda de condutividade. Para tanto, um orifício de tomada de pressão estática foi perfurado na flange superior da seção de teste, e conectado a um manômetro U de mercúrio — o mesmo orifício que permite, através de desvio controlado por válvula, a entrada de ar para drenagem da seção de teste. A pressão na seção de teste foi sempre considerada por seu valor médio, já que há uma oscilação razoável no escoamento bifásico, principalmente quando se estabelece o escoamento pistonado ou a transição pistonado-agitante. O procedimento para cálculo de R_2 está detalhado no apêndice 2.

Imediatamente após a válvula de guilhotina superior foi instalada uma seção de visualização, que consiste de um tubo de vidro pirex transparente, de 38,1mm de diâmetro e 0,25m de comprimento, montado em flanges de nylon com adesivo/secador de silicone, Fig. (5.3). A junção das flanges com o tubo de vidro foi projetada de forma a permitir pequenos ajustes para correção da posição vertical da seção de teste, e de forma a amortecer a transmissão de vibração da tubulação para o tubo de vidro. Nesta seção de visualização foram observadas diretamente as configurações do escoamento em velocidades baixas, e realizadas as fotografias em toda a gama de velocidades ensaiadas.

Após a seção de visualização o escoamento percorre ainda um pequeno trecho vertical da tubulação, um trecho horizontal, e retorna ao reservatório. Na extremidade final da tubulação há

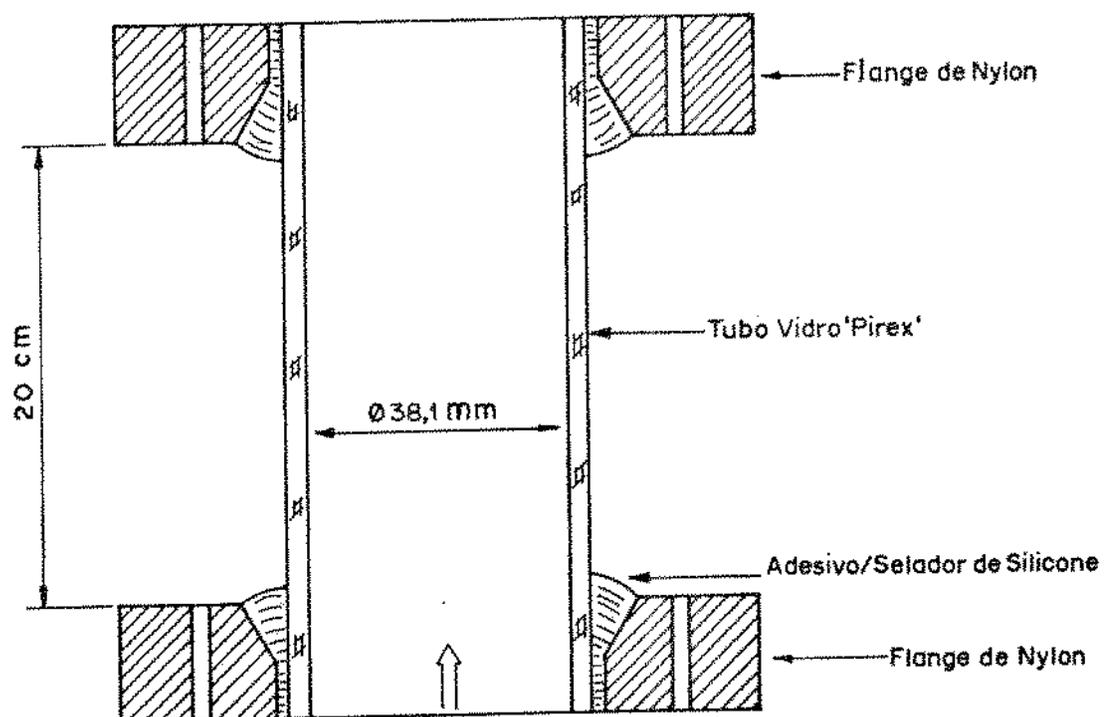


Fig.(5.3) - Secão de visualização.

ainda um conjunto de válvulas e tubulação de desvio, que permitiram a aferição das placas de orifício da água no próprio circuito de testes.

Este circuito permite ainda ensaios com transferência de calor, o que justifica a utilização da tubulação de aço inox Schedule 80S (diâmetro de parede de 5,08mm) como seção de teste. Um forno elétrico, projetado para fluxo de calor uniforme na parede interna da seção de teste, com termopar imerso, e um trocador de calor bi-tubular em contracorrente, envolvendo o trecho final da tubulação do circuito de escoamento bifásico, permitem seu aquecimento e resfriamento. Nestas circunstâncias o aquecedor da linha de alimentação de ar pode ser usado para tornar uniformes as temperaturas do ar e da água imediatamente antes do misturador.

5.2. O SENSOR DE CONDUTIVIDADE ELÉTRICA

Constituem o sensor de condutividade elétrica uma sonda inserida no escoamento em posição conveniente, e um circuito eletrônico utilizado para detectar as variações de sinal elétrico, resultantes da posição relativa da sonda frente às fases em escoamento.

Para construir a sonda foram utilizados um tubo capilar de aço inox - tubo hipodérmico - de 0,5mm de diâmetro interno, um tubo de vidro capilar de 180 μm de diâmetro externo - fibra ótica - , e fio de cromo-níquel de 100 μm de diâmetro. A Figura (5.4) ilustra a montagem realizada. Para isolar o fio de cromo-níquel no interior da fibra ótica foi utilizada araldite lenta. A sonda de condutividade foi então introduzida no escoamen

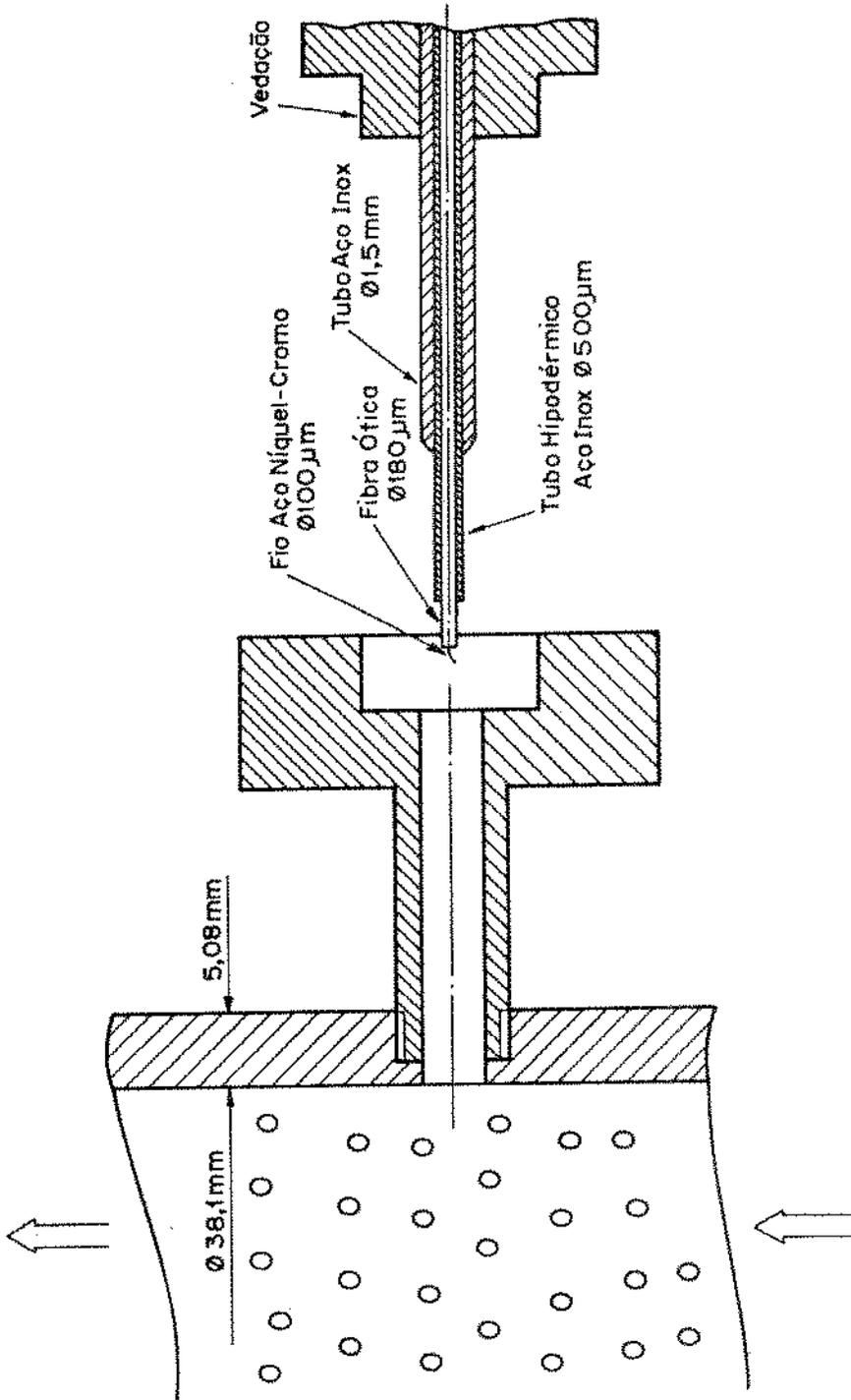


Fig. (5.4) - Sonda de condutividade.

to, através de orifício situado na lateral da tubulação, e próximo à flange superior da seção de teste, e posicionada de forma que a extremidade não isolada do fio de cromo-níquel coincidissem com a linha de simetria do escoamento.

O primeiro circuito - ponte - eletrônico utilizado foi construído de acordo com as indicações de Bergles [13], Figura (5.5). Neste caso, entre a extremidade do sensor e a parede da tubulação, ou a porção não isolada do tubo de inox que constitui a estrutura da sonda, é mantida uma diferença de potencial que varia de acordo com a fase que envolve a extremidade do sensor, variação esta que é detectada pela ponte eletrônica. A operação deste circuito mostrou um nível de ruído elevado, impedindo a utilização adequada do equipamento de registro na sua faixa de maior sensibilidade.

A ponte eletrônica foi então modificada para que se pudesse detectar as oscilações de corrente - traduzidas em termos de oscilações de voltagem -, no ramo do circuito constituído pela sonda, o meio fluido em escoamento, e a parede da tubulação (ou o tubo de inox estrutural da sonda), Figura (5.6), contrariamente à medida direta de ddp utilizada na montagem inicial. Na nova ponte foram incluídos também regulagens do nível da tensão de off-set e da voltagem de referência, permitindo adequar o nível da resposta do circuito ao valor correspondente à maior sensibilidade do aparelho de registro. Contornou-se também, desta forma, a variação do limite máximo da condutividade do meio fluido em escoamento, referentes às configurações analisadas, e reduziu-se significativamente o nível de interferência da rede sobre a resposta da ponte. Neste aspecto pode-se observar a magnitude quase imperceptível de densidade do sinal na frequência de 60 Hz, nas configurações do escoamento onde as frequências dominantes são inferiores

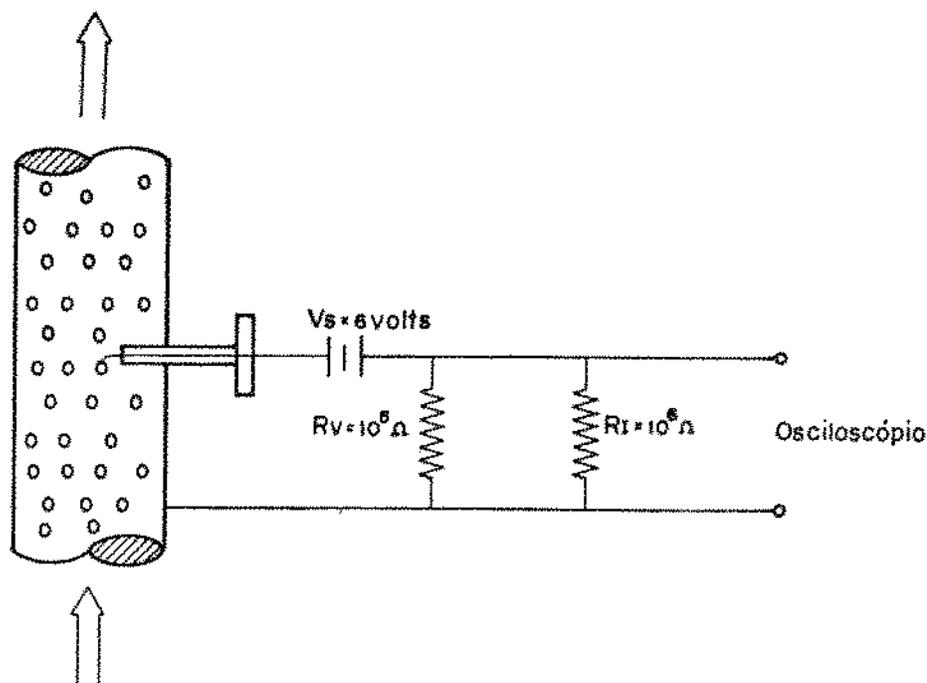


Fig. (5.5) - Primeiro circuito eletrônico do sensor

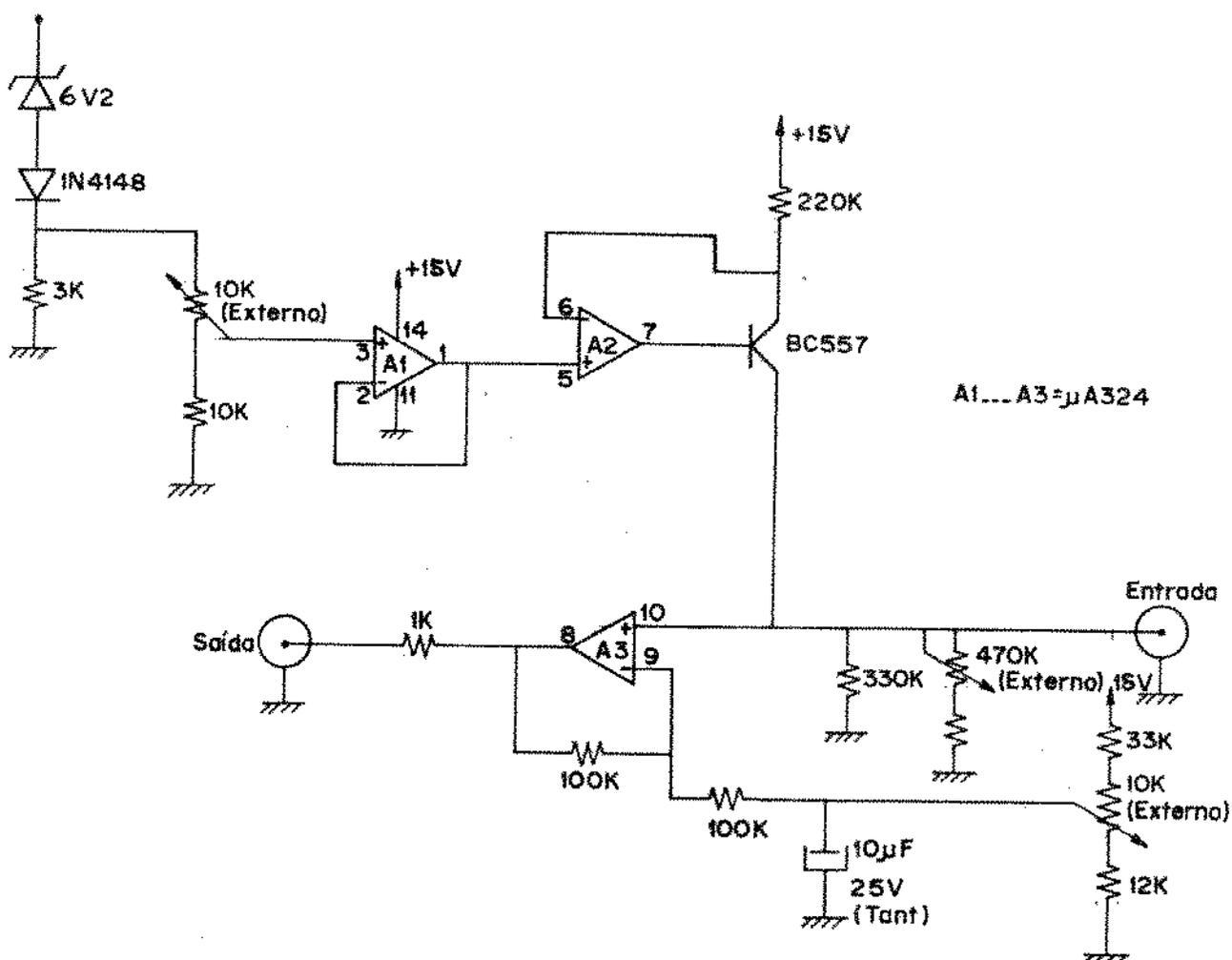


Fig. (5.6) - Circuito eletrônico utilizado.

(gráficos de densidade espectral no capítulo 6).

A Figura (5.7) traz um diagrama típico (tensão x tempo) de resposta do sensor de condutividade, como registrado na tela do osciloscópio Textronix modelo T912, com memória analógica. Esta figura é uma reprodução, obtida através do analisador de sinais utilizado, a partir de uma digitalização do sinal analógico em 2.048 pontos, com um intervalo de tempo de 2 ms, o que resulta no tempo total de observação de 4,096s, como indica o diagrama, mas espelha fielmente o sinal observado em tempo real. A configuração do escoamento referente a este diagrama é o pistonado.

Quando o ar envolve a extremidade da sonda, a condutividade do trecho do circuito elétrico compreendido entre a extremidade do sensor e a parede da tubulação é mínima, resultando em uma resposta de voltagem elevada do sensor. Quando o circuito elétrico se fecha, isto é, a água envolve a extremidade do sensor, a condutividade é máxima e a resposta em voltagem, mínima, equivalente à voltagem de referência estabelecida para um escoamento em fase única de água. Evidentemente, o tamanho das bolhas de ar que envolvem a extremidade da sonda, a magnitude da velocidade de escoamento das bolhas, e o tempo de resposta do circuito elétrico, tem influência sobre o sinal do sensor, e isto explica a diferença de voltagem observada entre a ocorrência dos pistões gasosos do escoamento pistonado, e as bolhas intermediárias dispersas no pistão de líquido.

5.3. A MONTAGEM PARA REGISTRO FOTOGRÁFICO E A INSTRUMENTAÇÃO DE REGISTRO E ANÁLISE DO SINAL DO SENSOR DE CONDUTIVIDADE

O registro fotográfico das configurações do escoamento

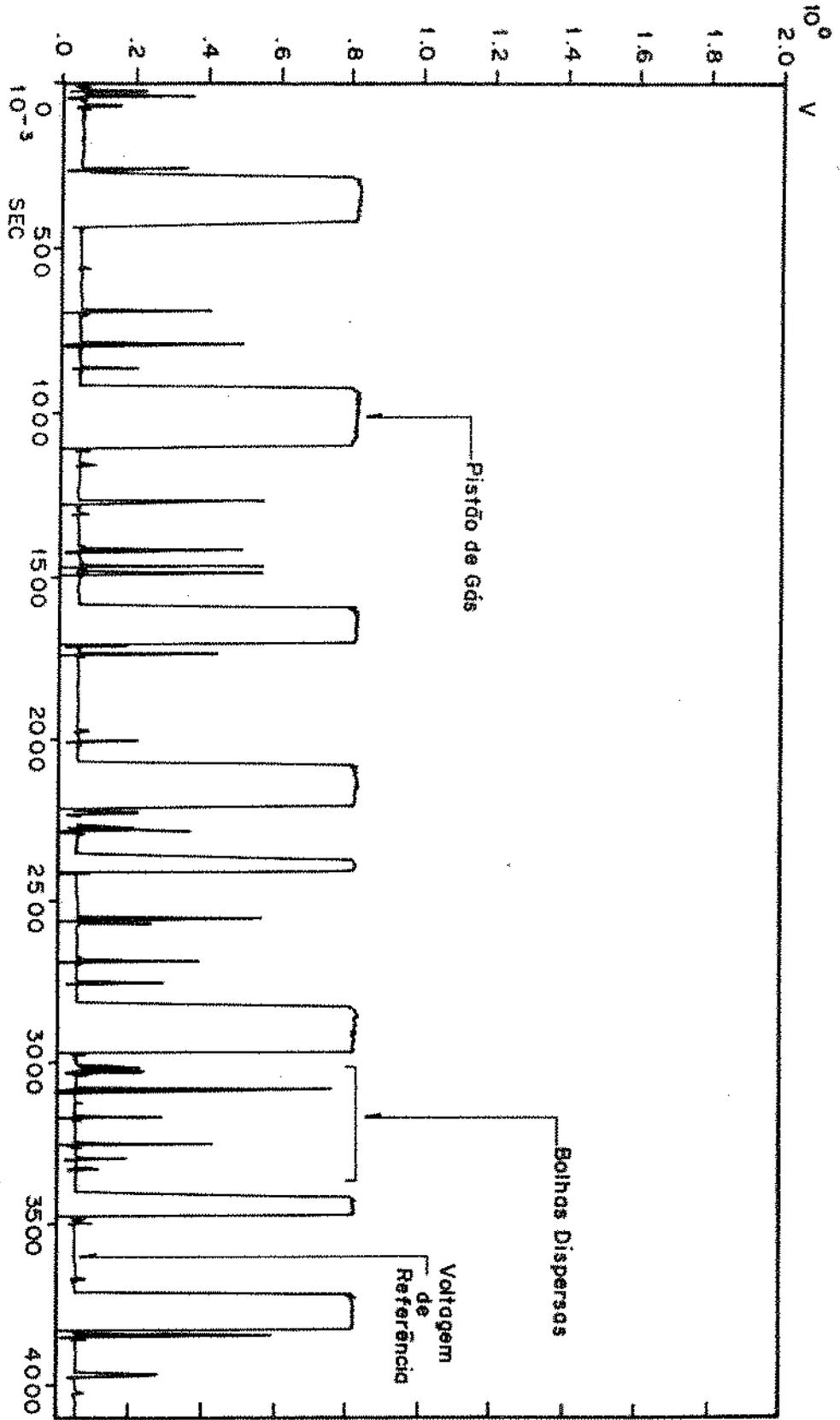


Fig.(5.7) - Diagrama tensão x tempo

foi realizado na seção de visualização, utilizando-se de uma máquina Reflex com tempo de abertura do obturador de 1/1000 s, para uma iluminação difusa com "flash" eletrônico. O contraste nas fotografias foi acentuado com a montagem, em um plano posterior à seção de visualização, relativo ao posicionamento da câmara, de fundos falsos sobrepostos, branco sob preto, não refletivos. Obteve-se então uma nitidez razoável nas fotografias, eliminando-se os efeitos de sombra com o posicionamento lateral do "flash".

A montagem da instrumentação de registro e análise do sinal da sonda de condutividade está esquematizada na Figura 4.8. O sinal foi observado, em tempo real, no osciloscópio Textronix T912, e registrado com gravador de rolo Honeywell Modelo 5600E, utilizando-se de uma velocidade de gravação de 4,93 cm/s (17,8 pés/sec). O analisador de Fourier 5451C de Hewlett-Packard foi utilizado no processamento do sinal, e os terminais gráficos 2648A e 7210A, da Hewlett-Packard, foram utilizados para a obtenção dos gráficos de tensão x tempo, e dos diagramas de probabilidade de densidade e densidade espectral.

Os gráficos de tensão x tempo e os diagramas de densidade de probabilidade foram obtidos a partir da digitalização do sinal analógico do sensor de condutividade em 2048 pontos – velocidades superficiais do líquido de 0,1m/s, 0,47m/s e 0,75m/s –, ou em 1024 pontos – velocidade superficial do líquido de 1,4m/s –, com intervalos de tempo de 2 ms. Em alguns casos, utilizou-se também a digitalização em 512 pontos, e os tempos de aquisição variaram, então, entre 4,0s, 2,0s e 1,0s, de acordo com a velocidade superficial do líquido, e a configuração do escoamento.

Os gráficos de densidade espectral foram obtidos através da transformada de Fourier rápida da média de 30 aquisições ('Ensemble average') do sinal correspondente, utilizando-se das

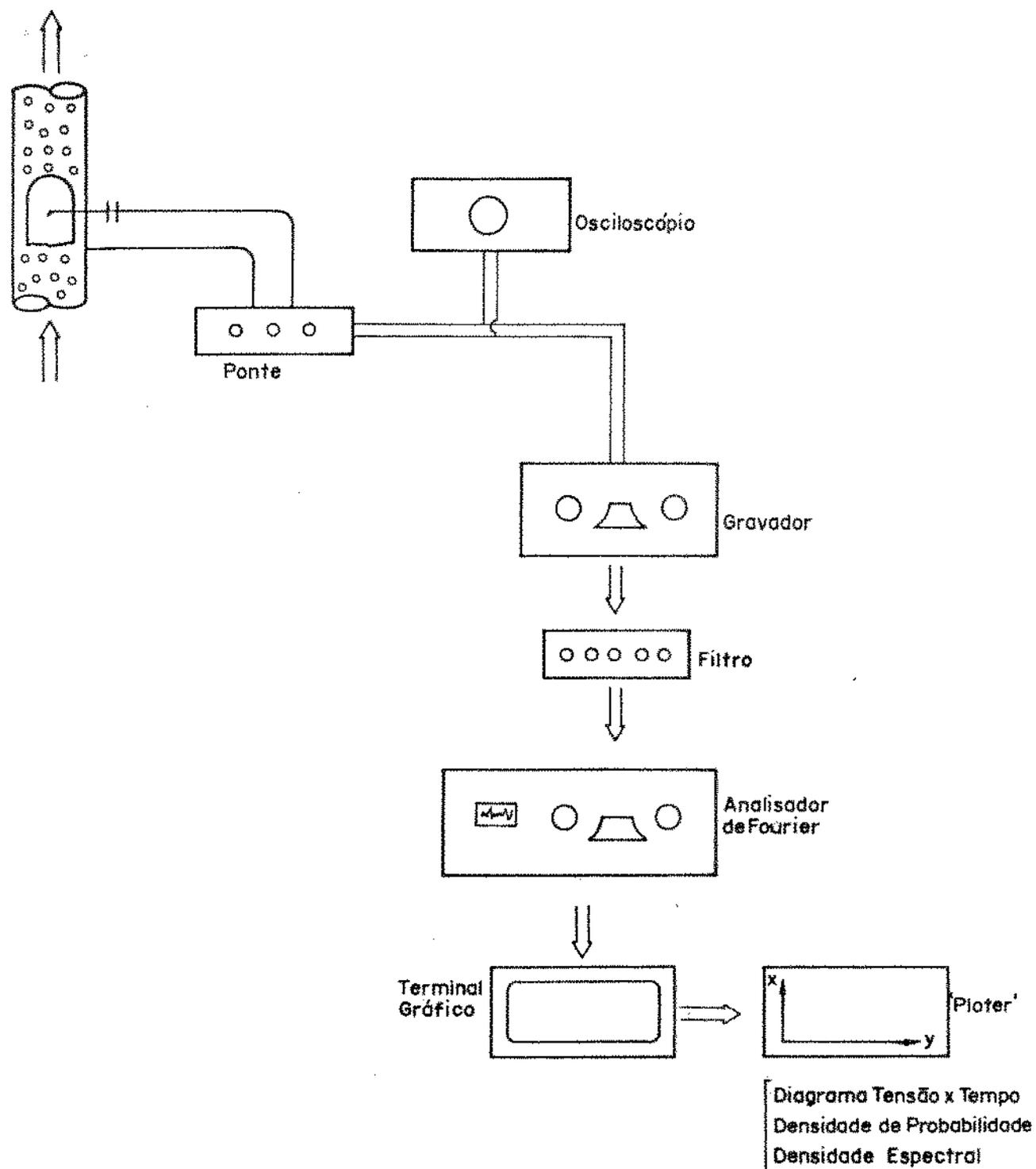


Fig. (5.8) - Instrumentação de registro e análise.

mesmas características de digitalização descritas acima. A frequência máxima selecionada para análise foi de 250 Hz, o que corresponde a uma frequência de corte de 125 Hz. Da análise dos diagramas de densidade espectral, capítulo 6, observa-se que em todas as configurações do escoamento estudadas, para as diversas velocidades adotadas, não há densidade significativa do sinal em frequências próximas a 125 Hz, o que justifica o valor máximo adotado.

6. PROCEDIMENTOS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

6.1. INTRODUÇÃO

Com os recursos experimentais disponíveis procurou-se não somente caracterizar as transições entre os regimes de escoamento bolha-pistonado e pistonado-agitante mas, também, determinar parâmetros característicos dos regimes de escoamento, necessários ao estabelecimento, e mesmo à comprovação dos modelos analíticos propostos.

Tendo em evidência estas premissas, procedeu-se à:

- Identificação fotográfica dos regimes de escoamento e das transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante, para velocidades superficiais do líquido, J_1 , iguais a 0,1 m/s, 0,47 m/s, 0,75 m/s e 1,2 m/s. Esta identificação foi realizada para os dois tipos de borbulhadores utilizados, capilar e sinterizado.

- Caracterização dos limites de ocorrência do escoamento em bolhas e escoamento pistonado, e da transição pistonado-agitante, pela análise do sinal da sonda de condutividade. Os mesmos valores de velocidade superficial média do líquido utilizados na identificação fotográfica foram aplicados, assim como os demais parâmetros do escoamento, a menos de pequenas variações, resultantes da pouca sensibilidade de ajuste da válvula de controle da vazão de gás, nas vazões inferiores. Assim, evidentemente, a análise do sinal, no tempo, da sonda de condutividade, e os registros fotográficos, referem-se às mesmas configurações do escoamento. Do processamento do sinal da sonda de condutividade foram obtidos a densidade de probabilidade e a densidade espectral. Nestes casos

somente o conjunto de borbulhadores capilares foi utilizado.

- Determinação da fração de vazão média na seção transversal, R_2 para velocidades superficiais do líquido variando de 0,0 m/s a 2,2 m/s, em pequenos intervalos, e para configurações do escoamento relativas às transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante. Utilizou-se o bloqueio simultâneo das válvulas na entrada e saída da seção de teste, e os ensaios foram realizados com os borbulhadores capilares e sinterizado.

Identificou-se e obteve-se, assim:

- A distribuição física das fases em escoamento, correspondente aos regimes de escoamento em bolhas e escoamento pistonado, inclusive em seus limites de ocorrência, e ao início da transição pistonado-agitante. O registro fotográfico realizado, associado à observação do sinal da sonda de condutividade, característico de cada configuração do escoamento, foram os recursos utilizados;

- Qualitativamente, características físicas do escoamento, e sua evolução, como a do diâmetro médio das bolhas no escoamento em bolhas - e, conseqüentemente, a evolução da fração de vazão média R_2 , na transição bolha-pistonado -, seja em função da velocidade da mistura, V_m , ou em função do tipo de borbulhador utilizado. O registro fotográfico mostra-as claramente.

- Características estatísticas do escoamento, tais como a densidade de probabilidade e a densidade espectral do sinal da sonda de condutividade, que têm distribuições próprias, associadas a cada um dos regimes de escoamento, e que foram utilizadas para dar um caráter objetivo à subjetividade inerente à análise visual

qualitativa das fotografias e do sinal temporal da sonda de condutividade. Do processamento do sinal da sonda de condutividade obteve-se, ainda, variáveis e características próprias do escoamento pistonado, que permitiram concluir pela adequação dos modelos físicos e analíticos adotados para a transição pistonado-agitante;

- O valor e a variação da fração de vazio média da fase gasosa na seção transversal, R_2 , para condições diversas do escoamento, e sob diferentes regimes, que permitiram estabelecer e, novamente, verificar a consistência dos modelos analíticos propostos para as transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante. A medida do volume residual de água na seção de teste, após o bloqueio das válvulas de fechamento rápido, foi o recurso utilizado.

6.2. A CARACTERIZAÇÃO DOS REGIMES DE ESCOAMENTO E SUAS TRANSIÇÕES

Procedimentos experimentais de certa forma distintos foram utilizados para caracterizar os limites de ocorrência dos escoamentos em bolhas e escoamento pistonado e, conseqüentemente, das transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante. Apesar de que limitações físicas tenham-nos forçado a adotar estes procedimentos (não nos foi possível estabelecer as configurações do escoamento além do início do processo de transição do escoamento pistonado para o escoamento agitante), eles estão em concordância com os modelos físicos adotados para representar os limites superiores de ocorrência do escoamento em bolhas e do escoamento pistonado.

A transição bolhas-pistonado foi estabelecida como sendo uma condição intermediária entre os limites superior do escoamento em bolhas e inferior do escoamento pistonado, isto é, para

uma dada velocidade superficial média do líquido J_1 , procurou-se determinar a máxima velocidade superficial média do gás para a qual o escoamento pudesse ser caracterizado como "em bolhas", e a mínima velocidade superficial média do gás para a qual o escoamento pudesse ser claramente identificado como "pistonado". A transição bolhas-pistonado ficou estabelecida, então, para a velocidade superficial média do gás intermediária entre os valores máximo e mínimo anteriormente determinados.

Para estabelecer a transição pistonado-agitante, elevou-se gradativamente a velocidade superficial média do gás, J_2 , para uma dada velocidade superficial média constante do líquido, e estando em vigor o escoamento pistonado, até que identificou-se o início do processo de rompimento dos pistões gasosos.

A caracterização destas transições em velocidades superficiais médias do líquido elevadas foi precedida de exaustivos ensaios em baixas velocidades, que permitem alguma identificação visual direta dos regimes de escoamento, e suas transições, de ensaios fotográficos preliminares, e da observação simultânea do sinal da sonda de condutividade, periodicamente "congelado" na tela do osciloscópio, utilizando-se de seu recurso de memória.

6.2.1. O Método do Registro Fotográfico dos Regimes de Escoamento

O registro fotográfico dos regimes de escoamento, apesar de fornecer somente informações qualitativas sobre as variáveis de interesse no escoamento, como resultado das condições nas quais foi realizado [30, 31], permitiu-nos, além de confirmar a distribuição física das fases em escoamento, conforme discutido no Capítulo I, a obtenção de uma série de observações importantes para o estabelecimento e a verificação da consistência dos mode-

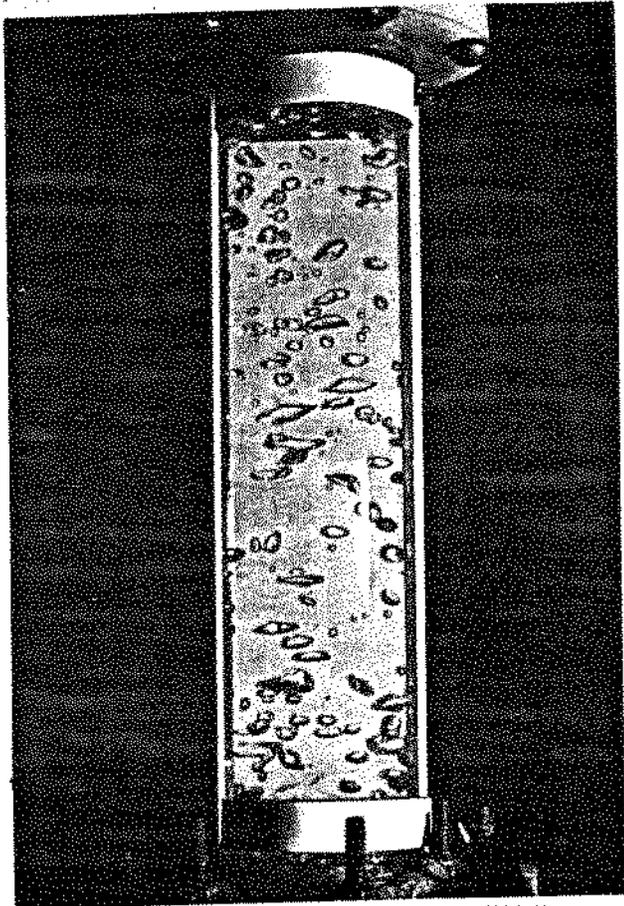
los adorados para as transições.

As Figuras 6.1, 6.2, 6.3, 6.4 e 6.5, mostram algumas das fotografias realizadas, e que são significativas para ilustrar as observações inferidas. Estas figuras referem-se, respectivamente, ao escoamento em bolhas, à transição bolhas-pistonado, à ocorrência dos pistões gasosos e pistões de líquido no escoamento pistonado e ao início da transição pistonado-agitante, para valores distintos da velocidade superficial média do líquido, J_1 .

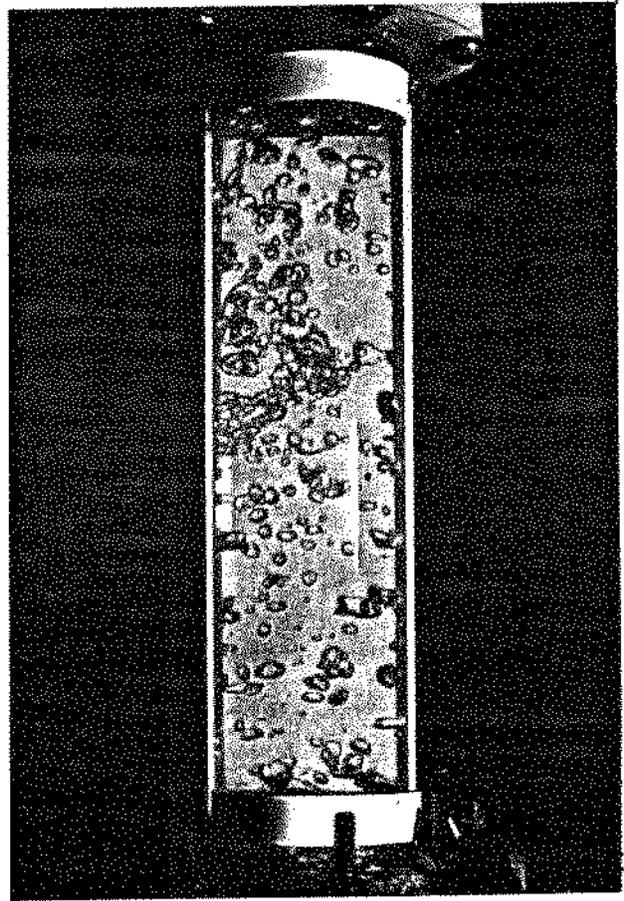
Observou-se que, no escoamento em bolhas, o tamanho das bolhas, na seção de visualização, onde se supõe que o escoamento atinja perfis de fração local e velocidade desenvolvidos, é função do tipo de borbulhador (capilar ou sinterizado) somente em velocidades superficiais médias do líquido inferiores a cerca de 0,75 m/s. Isto é, quando se utilizou o borbulhador de tubo sinterizado, as bolhas apresentaram, em média, menor diâmetro que as bolhas geradas pelos borbulhadores capilares até velocidades superficiais do líquido desta ordem. A comparação da fotografia b com as demais fotografias da Figura 6.1 ressalta este aspecto.

Observou-se, também, que o tamanho médio das bolhas na seção de visualização, para um mesmo tipo de borbulhador, é função da velocidade superficial média do líquido. As fotografias a, c e d da figura 6.1, e a fotografia b da figura 6.2 ilustram este aspecto: há uma evidente redução do diâmetro médio das bolhas com o aumento da velocidade superficial do líquido. Assim, o processo de coalescência das bolhas, a partir do momento em que são geradas no borbulhador e que se movimentam através da tubulação, está condicionado ao nível de turbulência do escoamento — ou do processo de dissipação de energia no escoamento, como ressaltam Taitel et al [6].

Como resultado desta redução do tamanho médio das bo-



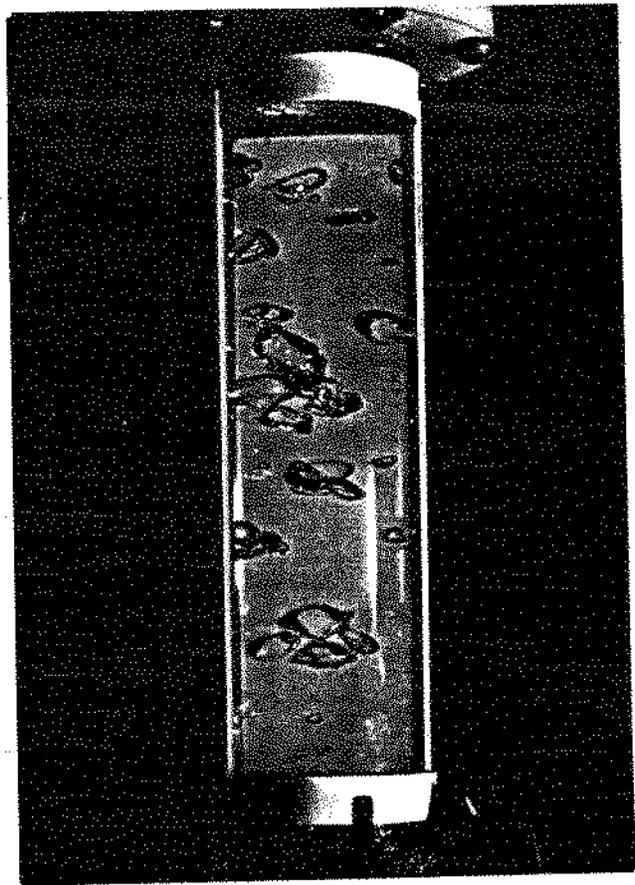
a- Borb. capilar. $J_1=0.47\text{m/s}$



b- Borb. sinteriz. $J_1=0.75\text{m/s}$



c- Borb. capilar. $J_1=0.47\text{m/s}$



d- Borb. capilar. $J_1=0.10\text{m/s}$

Fig. (6.1) - Ensaio fotográfico do escoamento em bolhas.

lhas com o aumento da velocidade superficial média do líquido, pode-se esperar um aumento da fração de vazão média na transição bolha-pistonado, com o incremento da velocidade superficial do líquido. Esta característica do escoamento foi efetivamente confirmada, como será mostrada adiante, através de medidas com as válvulas de bloqueio simultâneo do escoamento na seção de teste. O mesmo efeito pode ser esperado na evolução das curvas de transição bolhas-pistonado, quando se compara o escoamento bifásico estabelecido com os diferentes tipos de borbulhadores, até velocidades superficiais do líquido da ordem de 0,75 m/s. Para velocidades superiores não há diferença.

A caracterização do processo de transição bolhas-pistonado está mostrada no conjunto de fotografias da figura 6.2. Se a partir de um escoamento em bolhas dispersas, a vazão do gás é progressivamente aumentada, as bolhas tendem a se agrupar, resultando na formação do pistão de gás que caracteriza o escoamento pistonado. Este fenômeno foi observado em toda a faixa de variação da velocidade superficial média do líquido, e o sinal temporal, da sonda de condutividade, como será discutido adiante, é explícito e corrobora este aspecto. O agrupamento de bolhas assinala então, o limite superior de ocorrência do escoamento em bolhas.

A caracterização do escoamento pistonado, através da análise das fotos realizadas na seção de visualização do circuito não é imediata, pelo menos nas velocidades superficiais do líquido mais elevadas. O pistão de gás completo só é observável em fotografias realizadas com as condições do escoamento ajustadas para baixas velocidades superficiais do líquido, e configurações iniciais e intermediárias do escoamento pistonado. O conjunto de fotografias da figura 6.3 é ilustrativo. Assim para altas velocidades superficiais do líquido, a definição do regime de escoamen-

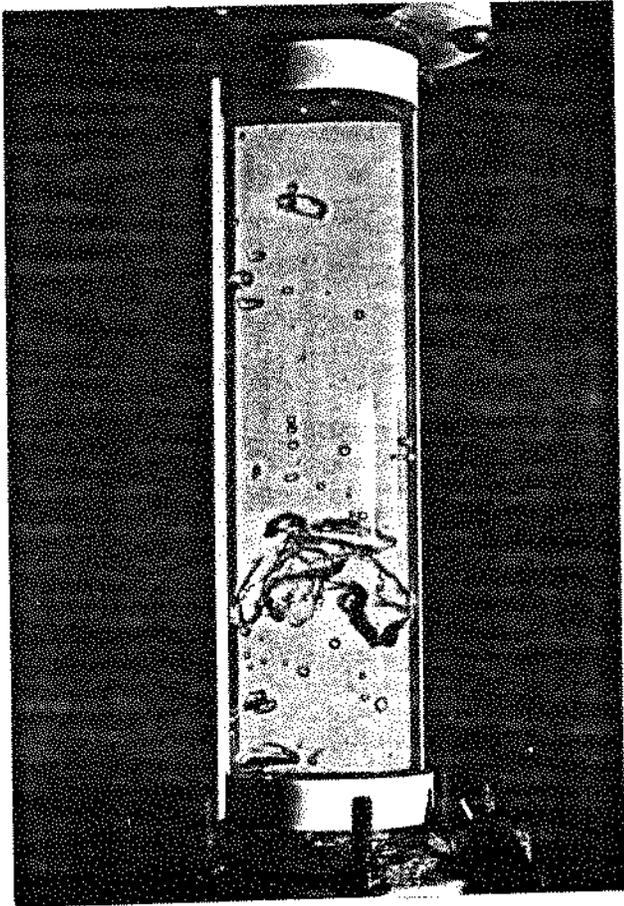
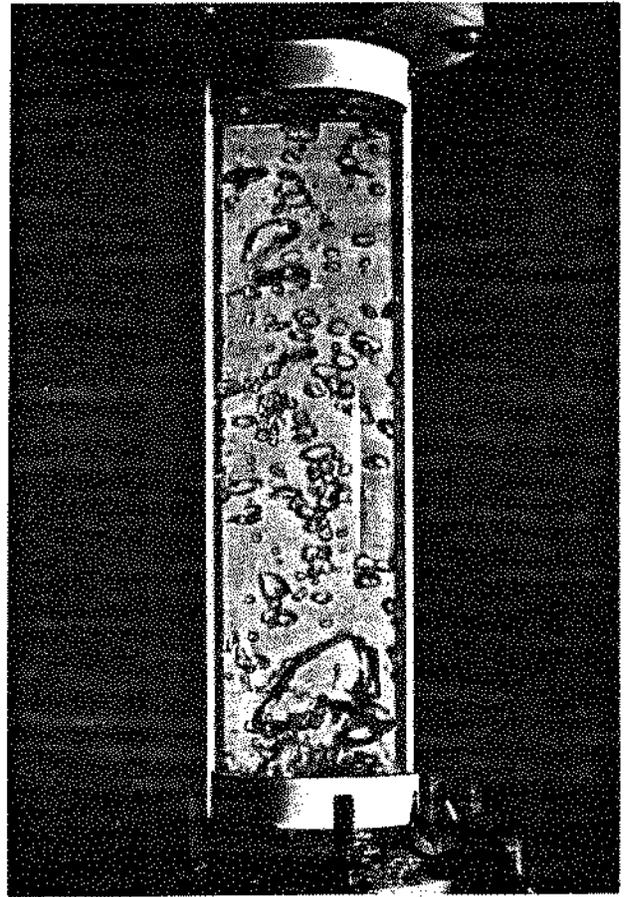
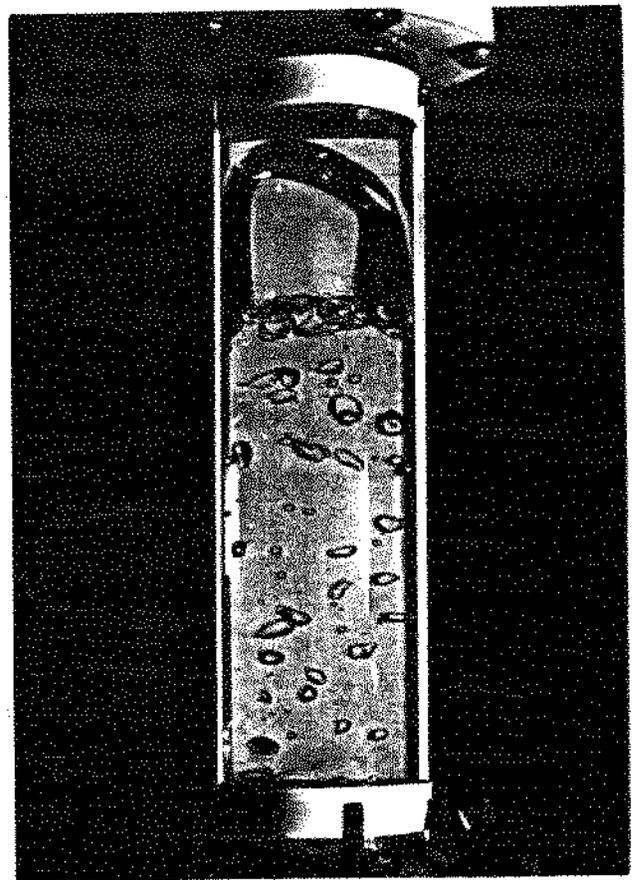
a- $J_1 = 0.75 \text{ m/s}$ b- $J_1 = 1.4 \text{ m/s}$ c- $J_1 = 0.75 \text{ m/s}$ d- $J_1 = 0.47 \text{ m/s}$

Fig. (6.2) - Ensaio fotogrfico da formao do pisto gasoso.

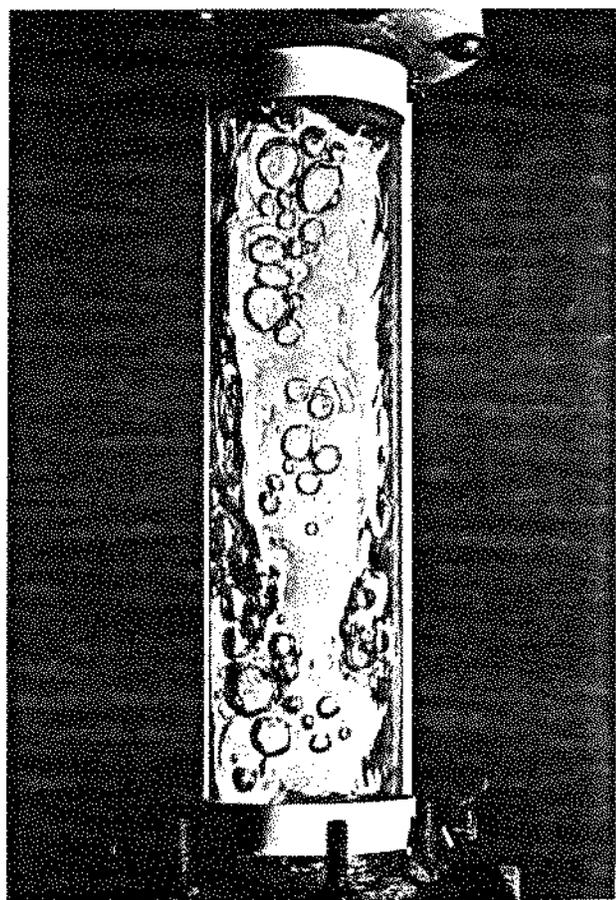
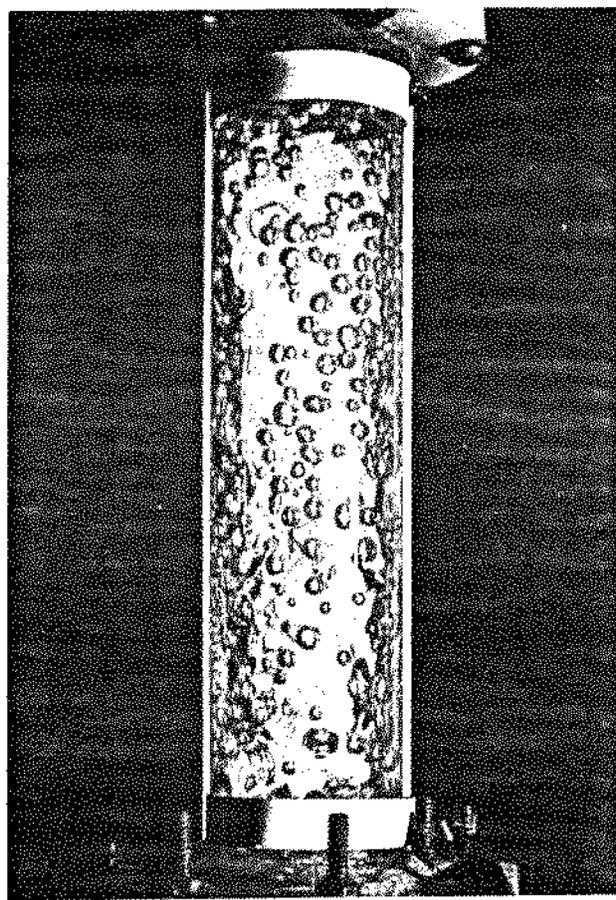
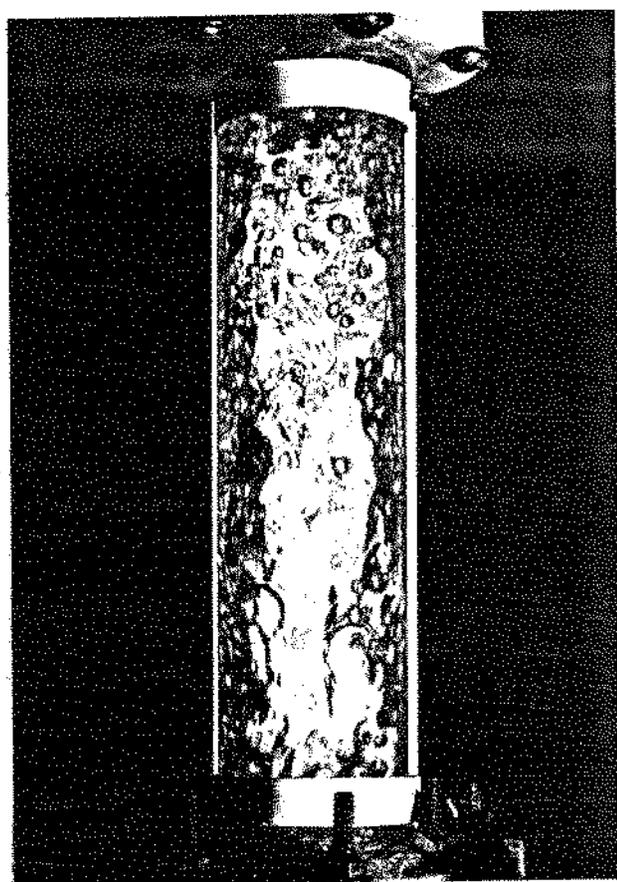
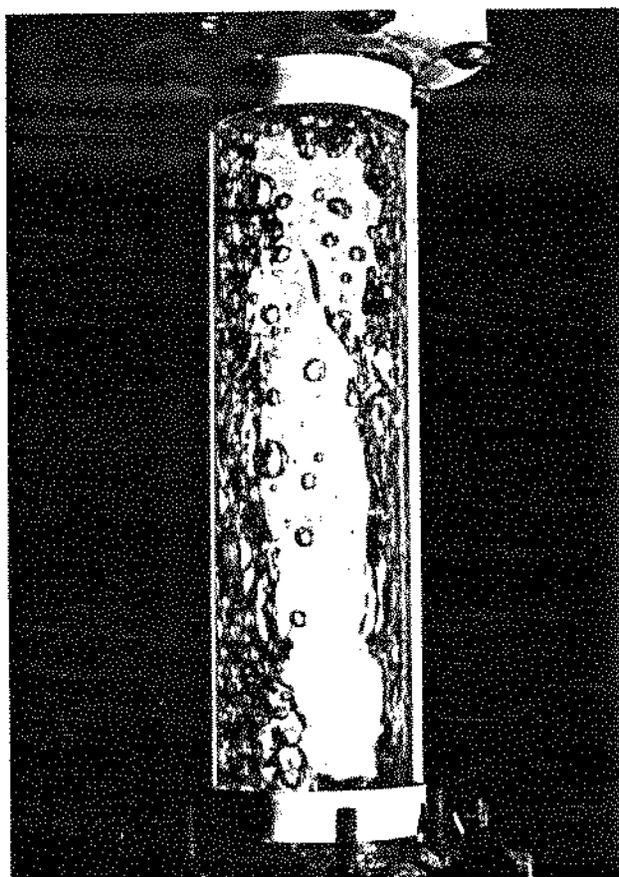
a- $J_1 = 0.10 \text{ m/s}$ b- $J_1 = 0.47 \text{ m/s}$ c- $J_1 = 0.75 \text{ m/s}$ d- $J_1 = 1.40 \text{ m/s}$

Fig. (6.3) - Ensaio fotografico do escoamento pistonado.

to deve ser assegurada com a associação de outras técnicas, como a observação do sinal temporal da sonda de condutividade.

As fotografias, entretanto, permitem a observação de aspectos complementares para a definição e correção dos modelos representativos do escoamento pistonado e da transição pistonado-agitante. Assim, no conjunto de fotografias relativo ao escoamento pistonado, são evidentes a presença de bolhas e a evolução da espessura do filme de líquido descendente na periferia, com a velocidade superficial média do líquido. Os efeitos resultantes destes dois aspectos observados, sobre os modelos em questão são, entretanto, opostos. Se a presença de bolhas contribui para elevar a fração de vazio média na transição pistonado-agitante, quando comparada ao modelo idealizado, o aumento da espessura do filme de líquido indica uma redução desta fração de vazio, na transição, à medida em que se opera com velocidades mais elevadas. De qualquer forma, como o aumento da espessura do filme de líquido é significativo, espera-se efetivamente uma redução da fração de vazio média na transição pistonado-agitante, com o incremento de vazão.

Apesar de que as condições de operação do circuito permitiram-nos estabelecer, de forma estável e contínua, somente a condição inicial de ocorrência do escoamento agitante, isto é, o início do rompimento dos pistões gasosos, parece evidente que a concentração de bolhas dispersas — ou a fração de vazio — nos pistões de líquido, está condicionada ao nível de turbulência do escoamento, reafirmando observação realizada para o escoamento em bolhas. As fotografias da figura 6.4 ilustram este fato. O aspecto "leitoso" das fotografias, como já havia observado Jones [15], é resultante, provavelmente, das múltiplas refrações e reflexões da luz nas interfaces gás-líquido, já que o pistão de líquido se apresenta com uma grande concentração de bolhas.

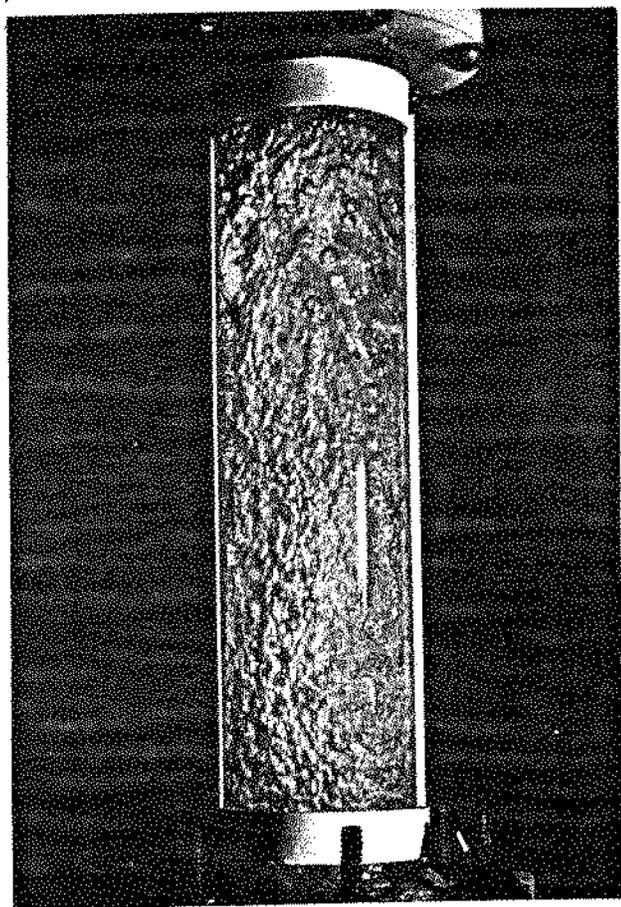
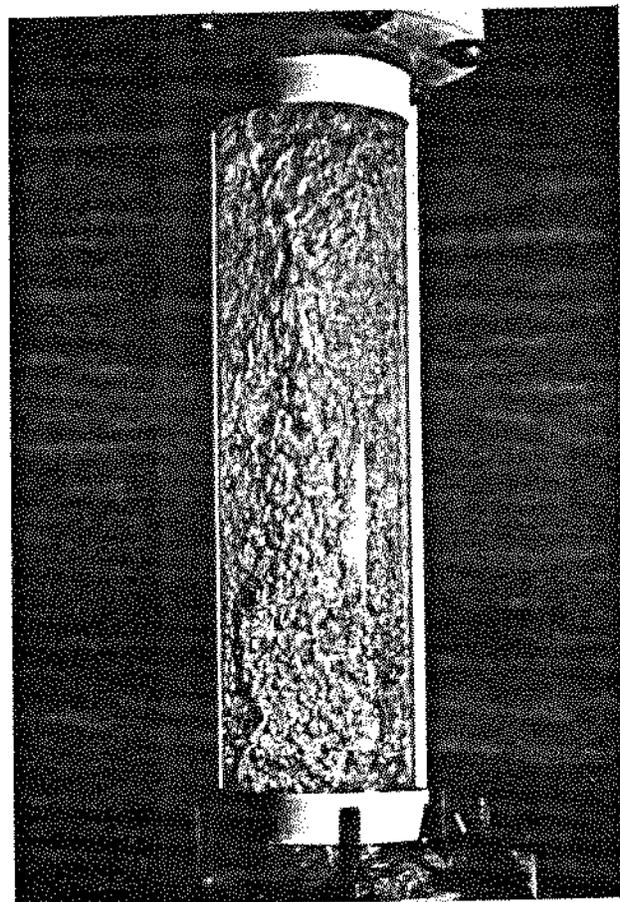
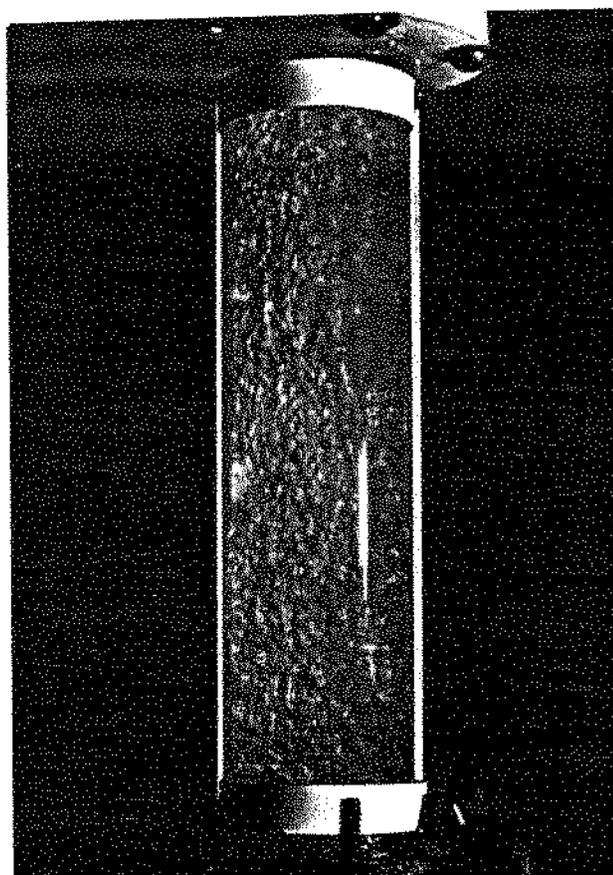
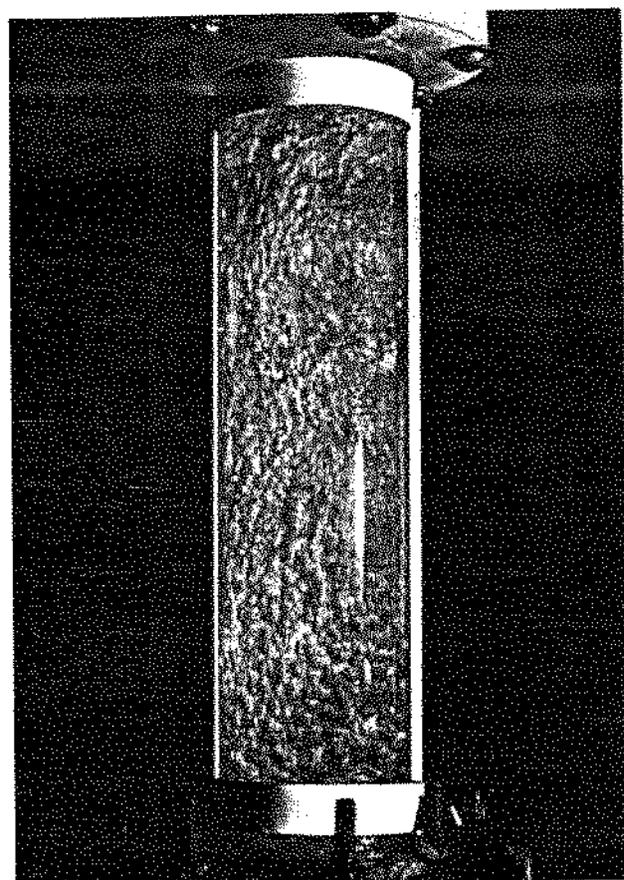
a- $J_1 = 0.10 \text{ m/s}$ b- $J_1 = 0.47 \text{ m/s}$ c- $J_1 = 0.75 \text{ m/s}$ d- $J_1 = 1.40 \text{ m/s}$

Fig (6.4) - Pistões de líquido no escoamento pistonado.

Os outros aspectos do escoamento na transição pistona-do-agitante foram registrados. Grande parte das fotografias realizadas identificaram o pistão de gás característico do escoamento pistonado, de comprimento superior ao da seção de visualização. Em outras fotografias estão claros os volumes gasosos resultantes do rompimento dos pistões de gás. O conjunto de fotografias da figura 6.5 procura ressaltar este aspecto.

6.2.2. O Método da Análise do Sinal da Sonda de Condutividade

Da análise do sinal da sonda de condutividade, pode-se caracterizar, qualitativa ou até mesmo quantitativamente, os regimes de escoamento e suas transições. Já em 1964, Lackme [10,11] e Akagawa [12] determinavam, utilizando sondas de condutividade, características do escoamento bifásico, como o período de flutuação da fração de vazio, e sua distribuição de frequências, através da análise direta do sinal temporal registrado em oscilógrafos. Em outros trabalhos esta técnica foi utilizada para determinar a distribuição da fração local, como em [32], ou mesmo a velocidade das bolhas e sua distribuição na seção transversal ao escoamento, recorrendo-se à utilização de sonda dupla, como em [33].

Neste trabalho será enfatizada a identificação dos limites de ocorrência dos escoamentos, isto é, das transições entre os regimes, e serão utilizadas a análise subjetiva direta do sinal no tempo da sonda de condutividade e o processamento deste sinal, com o intuito de se determinar suas densidades de probabilidade e densidade espectral. Estas duas funções estáticas de sinais aleatórios foram extensivamente exploradas por Jones [15,16] em seu trabalho de doutorado, na análise de um escoamento bifásico água-ar, utilizando a técnica de atenuação de raios X. Seus

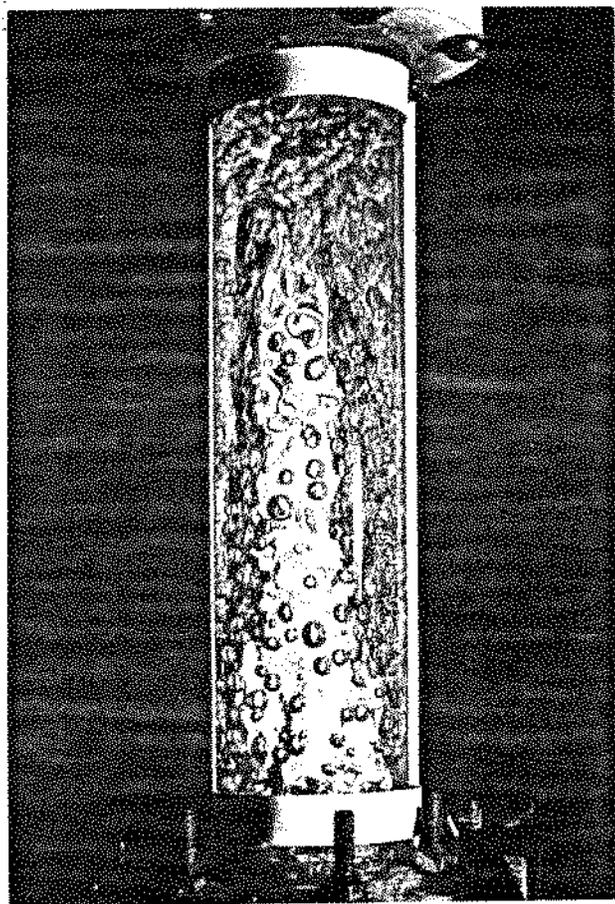
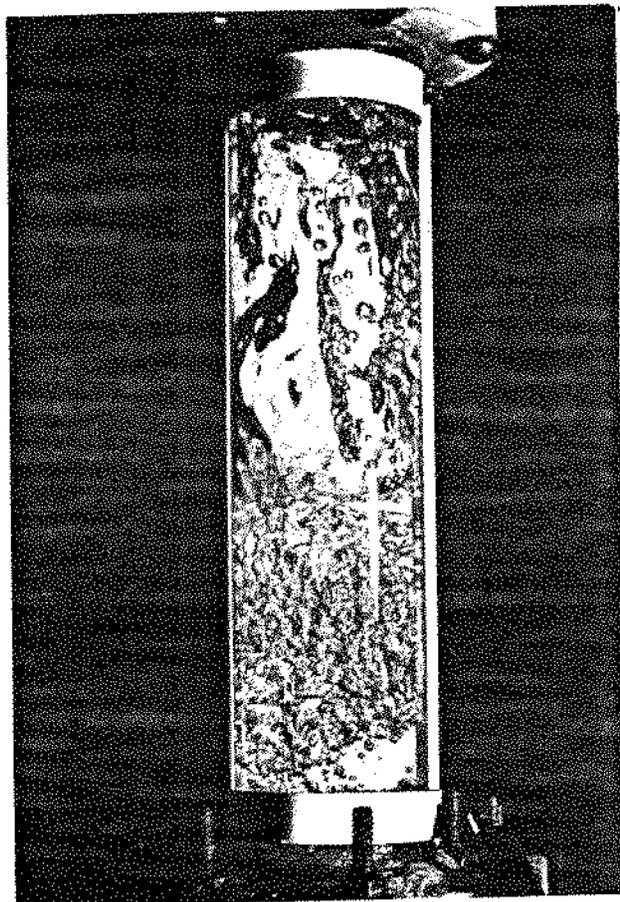
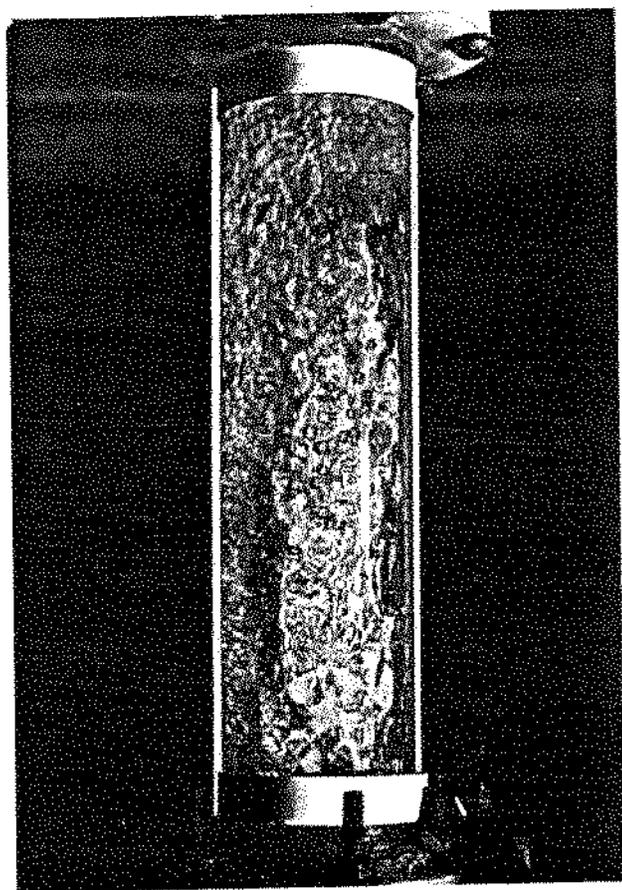
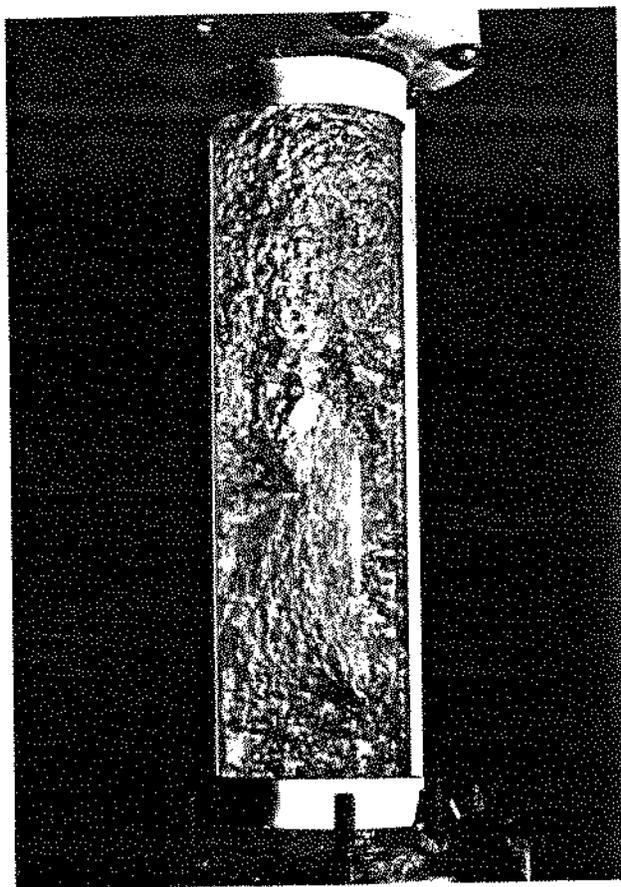
a- $J_1 = 0.10 \text{ m/s}$ b- $J_1 = 1.40 \text{ m/s}$ c- $J_1 = 0.10 \text{ m/s}$ d- $J_1 = 0.47 \text{ m/s}$

Fig.(6.5) - Ensaio fotográfico do escoamento agitante.

resultados serão, em alguns casos, utilizados como referência, res-
peitadas evidentemente as particularidades resultantes da utiliza-
ção de técnicas diferentes:

6.2.2.1. O sinal temporal

Cada um dos escoamentos analisados, o escoamento em bo-
lhas e o escoamento pistonado, e ainda o início do processo de
transição pistonado-agitante, apresenta um tipo peculiar de sinal,
o que torna possível sua identificação. Já que o tempo de varredu-
ra do osciloscópio determina, também, a forma do sinal temporal
da sensor de condutividade, o procedimento utilizado foi estabele-
cer, para um dado valor do tempo de varredura, o escoamento mono-
fásico de líquido e proceder à injeção de ar progressivamente. Os
tempos de varredura mais comumente utilizados foram 0,5 sec/div ,
0,2 sec/div e 0,1 sec/div, e os sinais foram cuidadosa e repetida-
mente verificados, através do congelamento na tela do osciloscó-
pio, utilizando-se do seu recurso de memória.

Em uma primeira etapa foram estabelecidas condições do
escoamento referentes ao escoamento em bolhas, ao escoamento pis-
tonado e à transição pistonado-agitante para velocidades superfí-
ciais médias do líquido iguais a 0,1 m/s, 0,47 m/s, 0,75 m/s e
1,2 m/s. O conjunto de sinais referentes a estas velocidades foi
gravado para posterior análise.

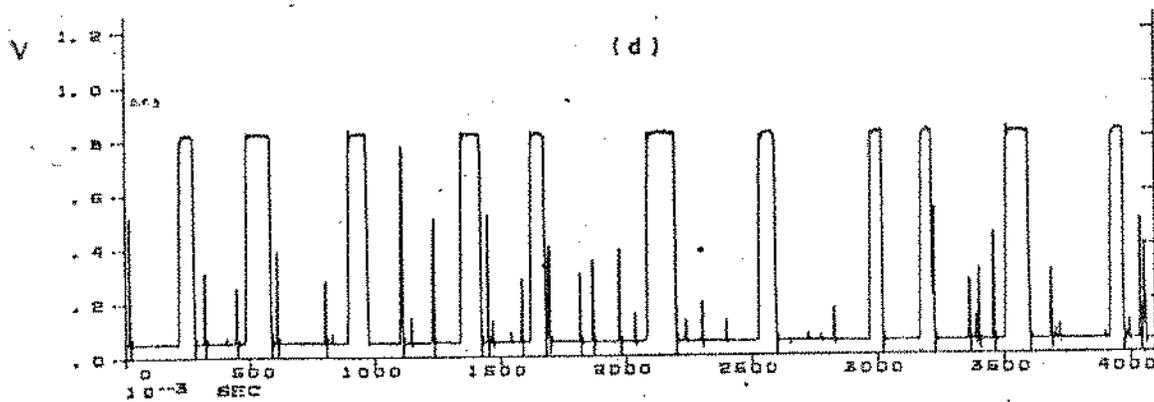
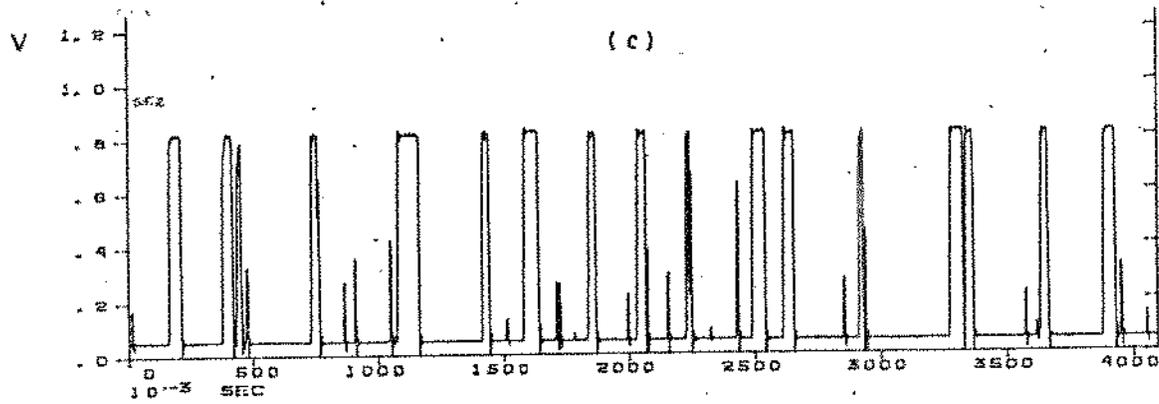
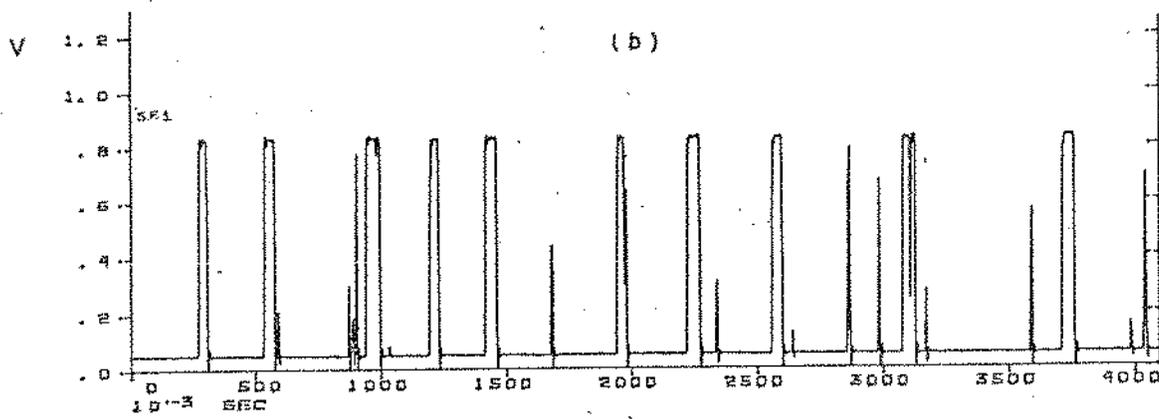
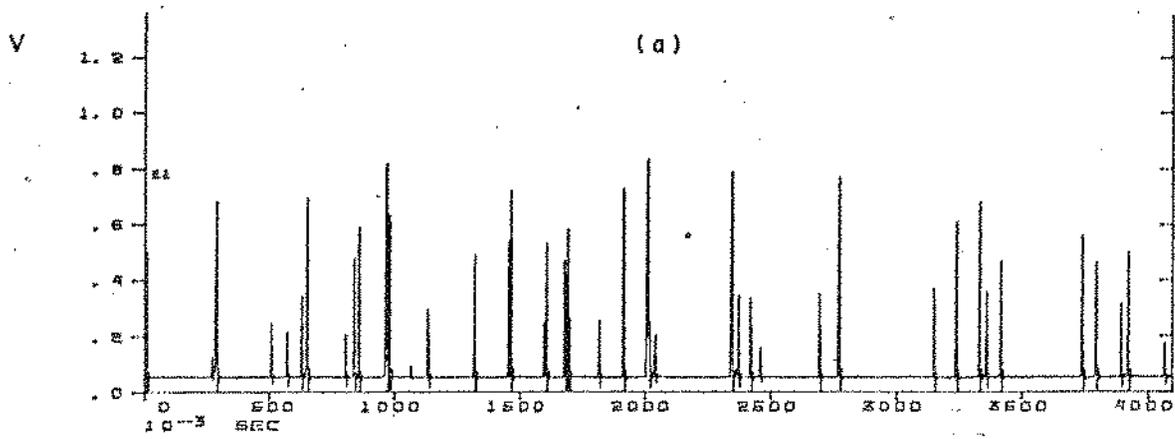
Em seguida, os mesmos procedimentos foram adotados, sem
gravação dos sinais, para velocidades superficiais médias do lí-
quido variando, em pequenos intervalos, de 0,0 m/s a 2,2 m/s, e
utilizando-se dos borbulhadores capilares e borbulhadores sinteri-
zados. A ênfase, nesta segunda etapa, foi a identificação das
transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante. Concomitantemen-
te, foram determinadas as frações de vazio médias relativas a es-

tas transições.

A figura 6.6 mostra um conjunto de sinais, obtidos para uma velocidade superficial média do líquido, J_1 , igual a 0,47 m/s referentes à evolução do escoamento em bolhas ao escoamento agitante, passando pelo escoamento pistonado. O escoamento em "bolhas dispersas" evolui para um escoamento em bolhas agrupadas, imediatamente antes da transição para o escoamento pistonado: este fato está destacado no gráfico a da figura 6.6, e é um indicador do limite superior de ocorrência do escoamento em bolhas. Os gráficos b, c, d, e e f mostram o surgimento dos pistões gasosos e sua evolução, à medida em que se aumenta a vazão de gás. O gráfico g indica o início do rompimento dos pistões gasosos, característica do processo de transição pistonado-agitante.

A figura 6.7 traz gráficos do sinal no tempo da sonda de condutividade, para os valores-limite adotados para a velocidade superficial do líquido, 0,1 m/s e 1,2 m/s, referentes ao escoamento em bolhas e ao escoamento pistonado, com pequena variação da vazão do gás. Observa-se novamente que o limite superior de ocorrência do escoamento em bolhas caracteriza-se pelo agrupamento de bolhas, mesmo para valores tão diferenciados da velocidade superficial média. O escoamento pistonado se caracteriza pela ocorrência dos pistões gasosos, distribuídos ao longo do escoamento.

A figura 6.8 mostra gráficos referentes ao início do processo de rompimento dos pistões gasosos, característicos do processo de transição pistonado-agitante, para os mesmos valores-limite da velocidade superficial média do líquido. Nestes gráficos observa-se a evolução da fração de vazio no centro da tubulação, com o aumento da velocidade superficial média do líquido. A fração de tempo de residência do meio gasoso ($\Delta t_2/\Delta t$) na extremi-



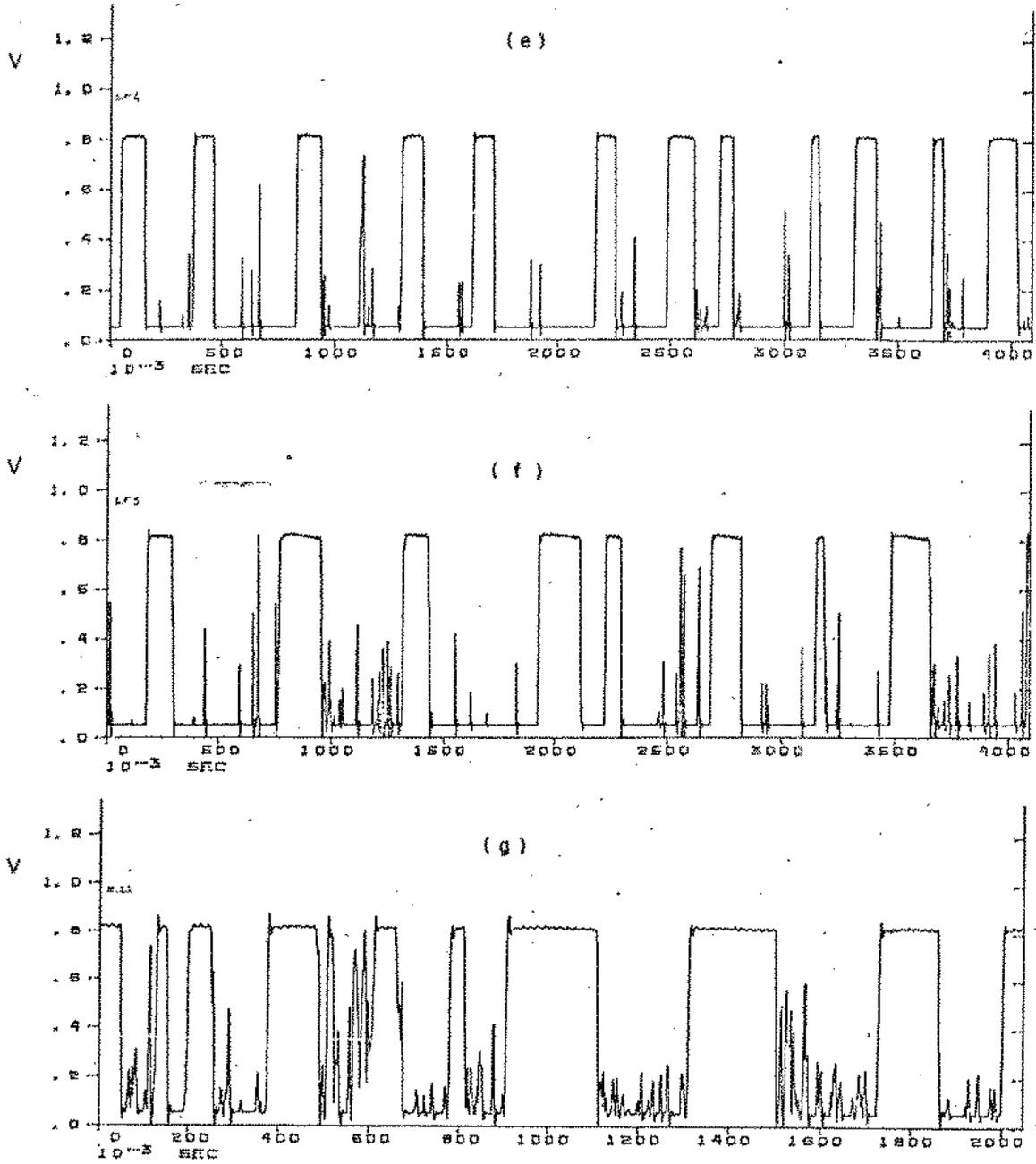


Fig.(6.6) - Evolução bolhas-pistonado-agitante. $J_1=0.47\text{m/s}$.

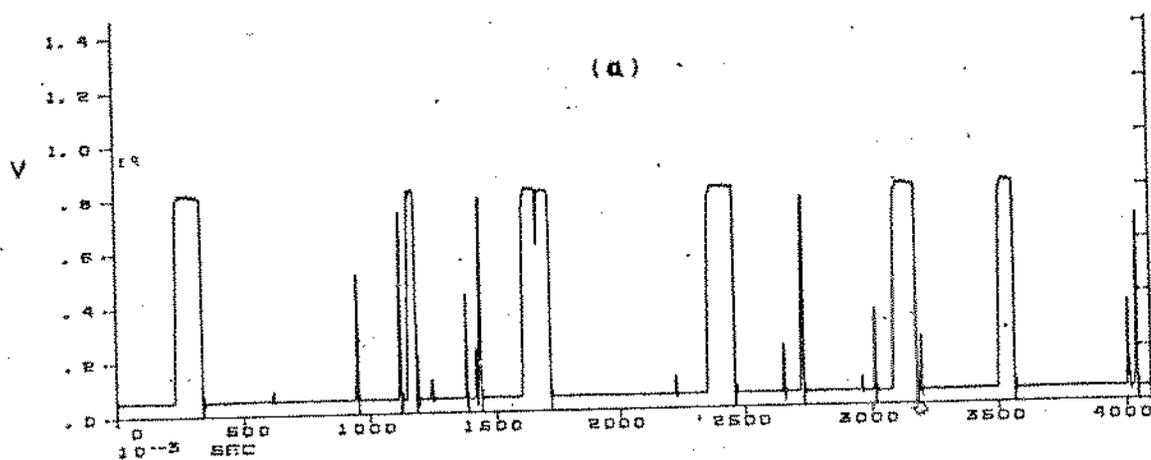
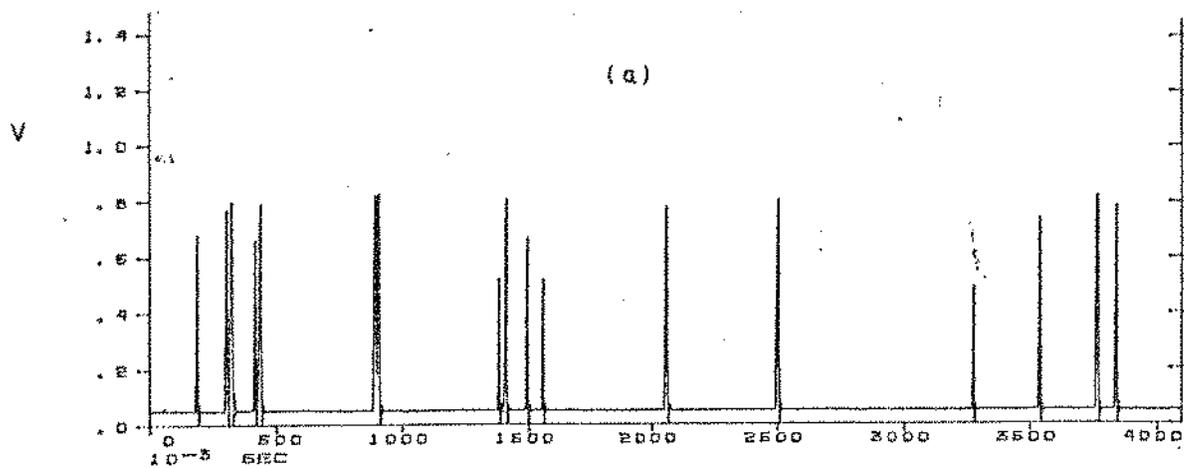


Fig.-(6.7) - Evolução bolhas-pistonado. $J_1 = 0.10\text{m/s}$.

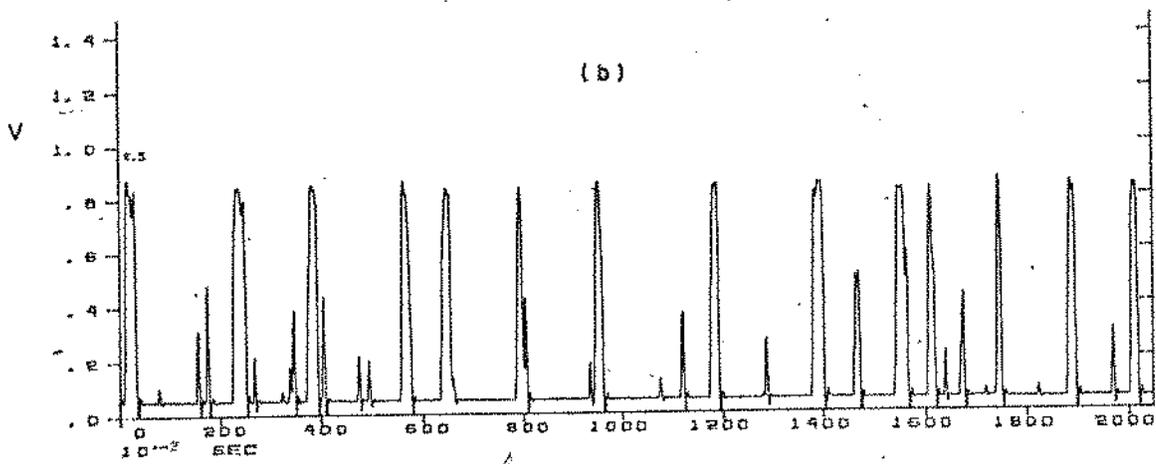
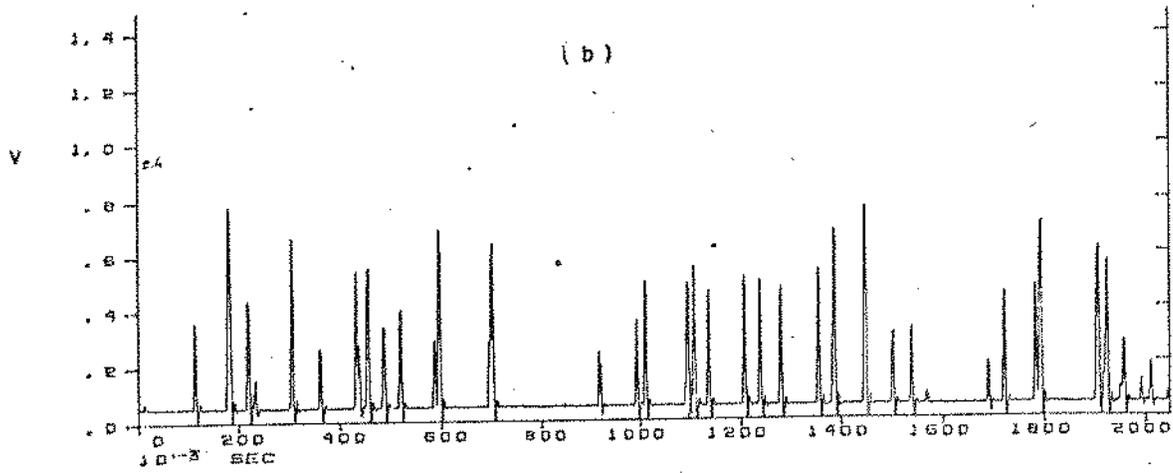


Fig. (6.7) - Evolução bolhas-pistonado. $J_1 = 1.40\text{m/s}$.

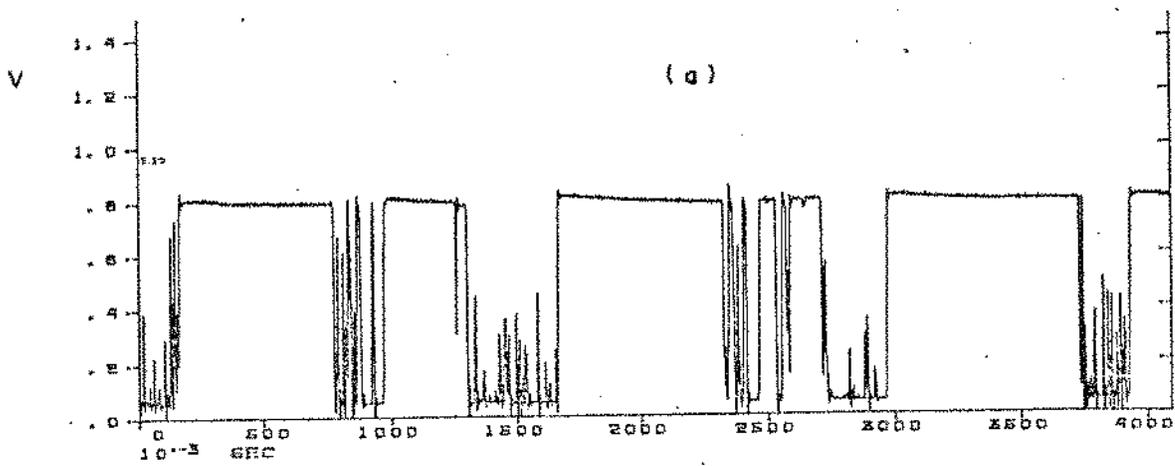
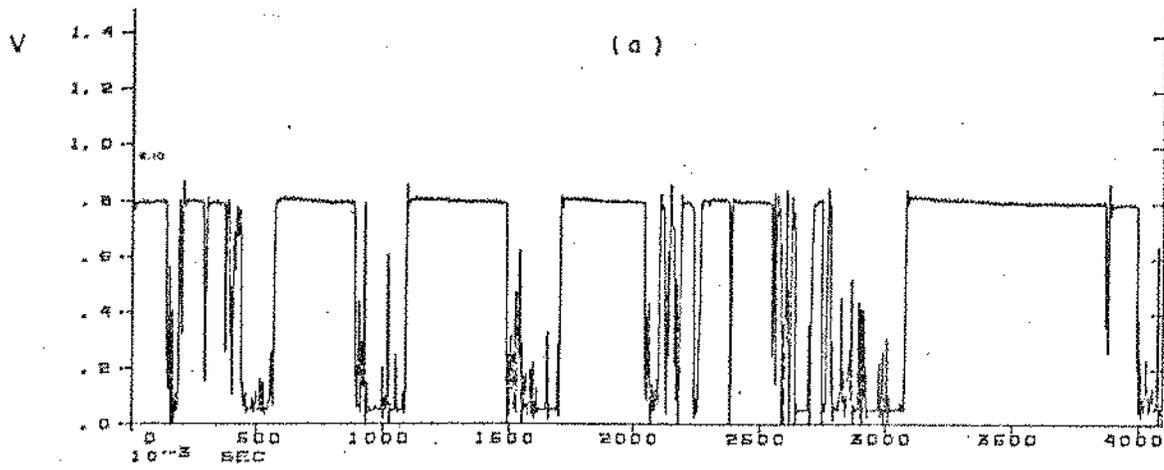


Fig. (6.8) - Evolução pistonado-agitante. $J_1=0.10\text{m/s}$.

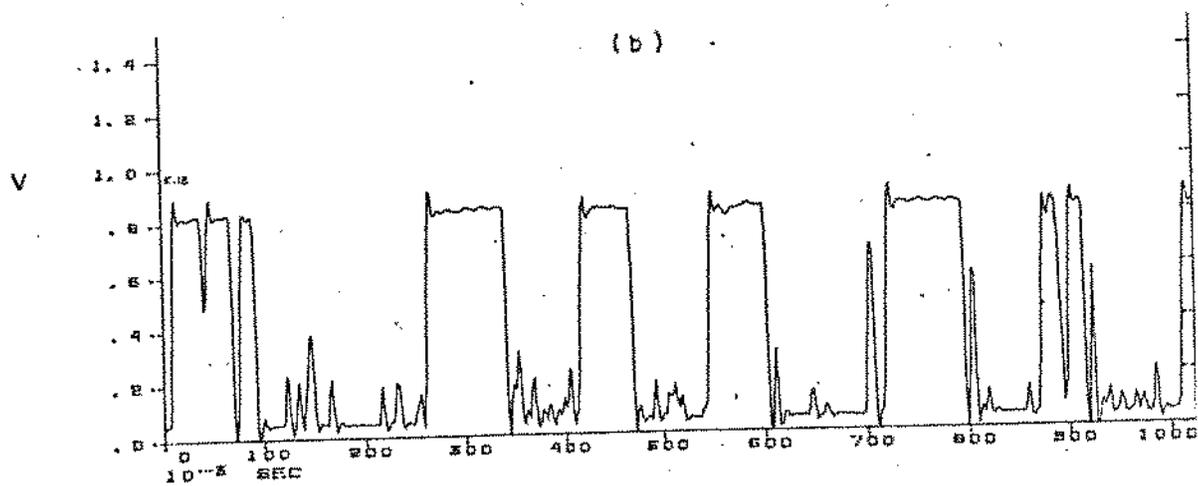
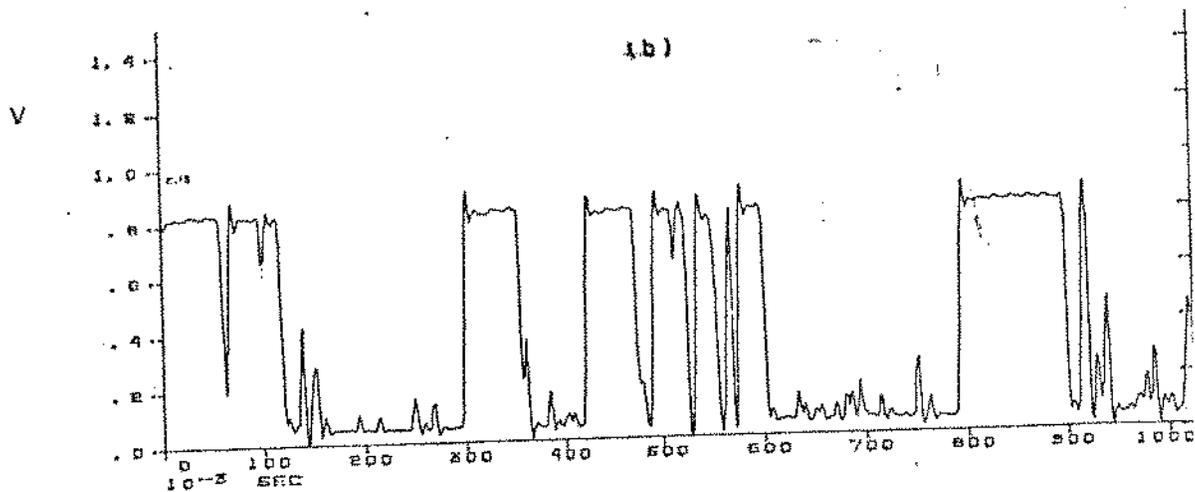


Fig. (6.8) - Evolução pistonado-agitante. $J_1 = 1.40\text{m/s}$.

dade do sensor é progressivamente menor à medida em que J_1 aumenta. Pode-se então inferir que à medida em que aumenta a turbulência do escoamento, a transição pistonado-agitante se dá para valores inferiores da fração de vazio média.

6.2.2.2. A densidade de probabilidade

A função densidade de probabilidade de um sinal aleatório descreve a probabilidade de que o sinal assuma um valor determinado em um certo instante do tempo. Assim, se $N'_k(x,t)$ é o sinal resultante da sonda de condutividade, a função densidade de probabilidade será dada por [34]

$$P(N'_k) = \lim_{\Delta N'_k \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta N'_k} \left[\lim_{t \rightarrow \infty} t_{N'_k}/t \right] \quad (6.1)$$

onde $t_{N'_k}$ é o intervalo de tempo no qual a função $N'_k(t)$ assume valores na faixa $(N'_k; N'_k + \Delta N'_k)$, e t é o tempo total de observação.

A função de distribuição de probabilidade, $P(N'_k)$, é definida por

$$P(N'_k) = \int_{-\infty}^{N'_k} p(\xi) d\xi \quad (6.2)$$

proporcionando a probabilidade de que $N'_k(x,t)$ seja menor que um certo valor estipulado N'_k .

Quando uma sonda de condutividade é colocada no escoamento bifásico deseja-se evidentemente um sinal que represente, tão fielmente quanto possível, as variações da função densidade de fase, $N_k(x,t)$. As distorções das interfaces líquido-gás, a dimensão finita do sensor, a dinâmica inerente à instrumentação ele

trônica e o intervalo de tempo finito de observação, resultam em desvios que impedem a determinação exata da fração de residência local. Entretanto, desejando-se somente uma análise comparativa subjetiva entre as distribuições das funções de densidade de probabilidade relativas aos vários regimes de escoamento e suas transições, uma verificação simples da coerência do sinal pode ser realizada.

A ponte eletrônica utilizada com a sonda de condutividade foi construída de forma que a amplitude do sinal, referente à ocorrência de gás envolvendo a extremidade do sensor, fosse ajustada em torno de +0,8 volt e, quando se verificasse a ocorrência de líquido próximo a zero volt. Como resultado dos problemas citados podem ocorrer sinais de amplitude superior (over shoot), inferior (under shoot) e intermediárias, figuras 6.6, 6.7 e 6.8. Da observação dos diagramas do sinal temporal verifica-se que as distorções resultantes do "under shoot" e do "over shoot" são desprezíveis. Os sinais referentes aos regimes de escoamento, e processos de transição, tiveram então determinados suas funções de distribuição de probabilidade, $P(N'_k)$, e verificou-se que há somente uma pequena parcela do sinal em amplitudes intermediárias, figura 6.9. As funções de densidade de probabilidade obtidas são, portanto, adequadas na medida da fração de residência local na linha de centro da tubulação.

Os histogramas obtidos permitem as seguintes considerações:

- As funções densidade de probabilidade que apresentam um pico somente, relativo à amplitude correspondente à ocorrência de líquido na extremidade do sensor, referem-se ao escoamento em bolhas, gráfico a da figura 6.10;

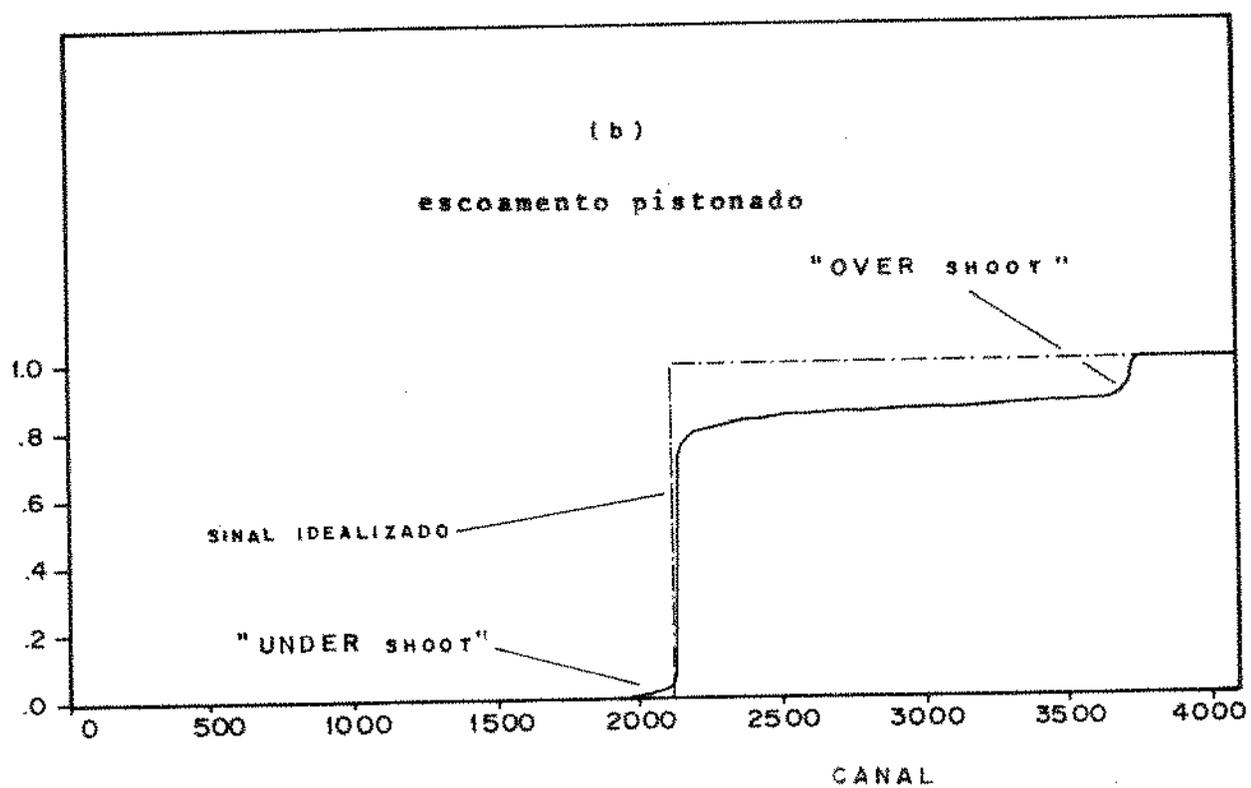
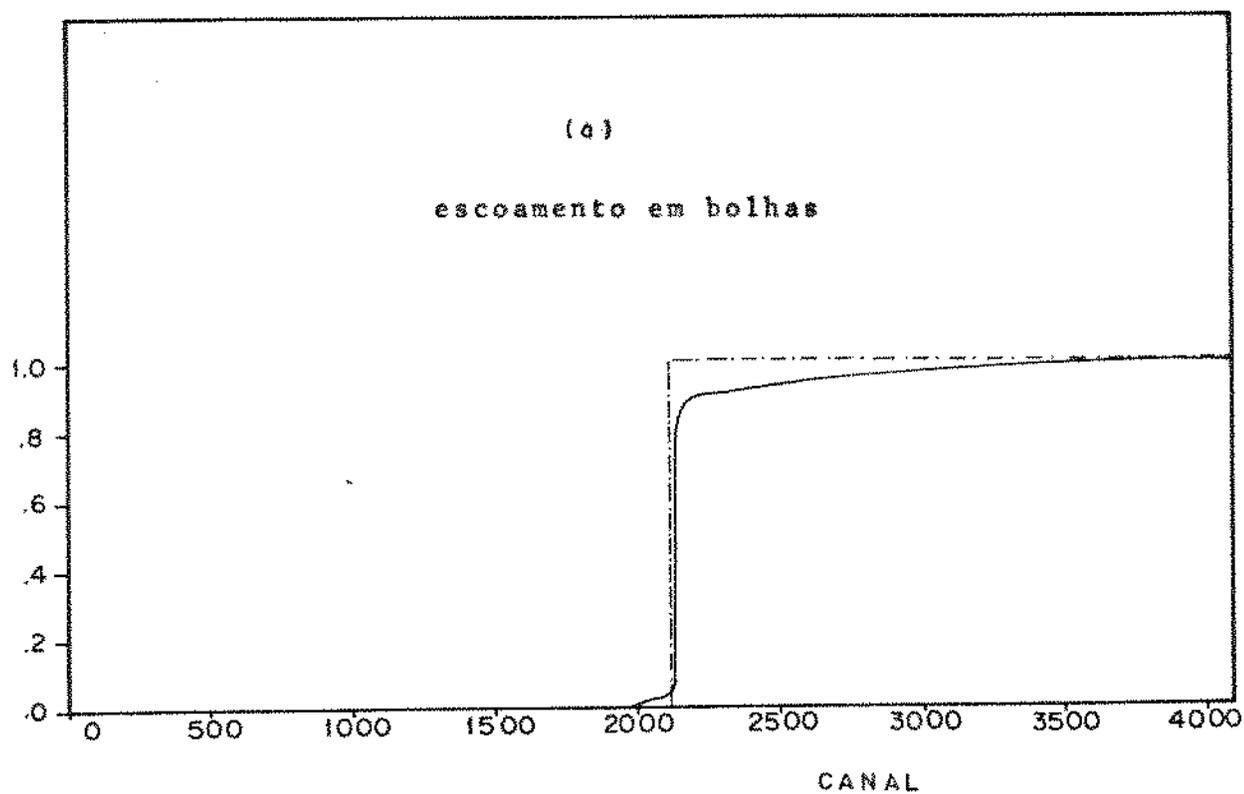
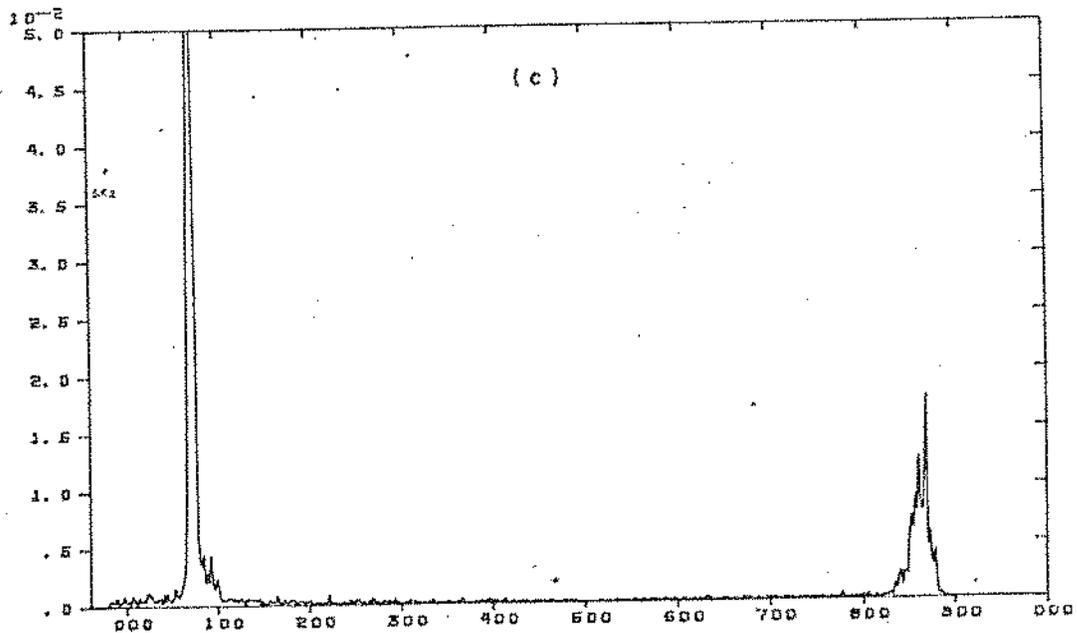
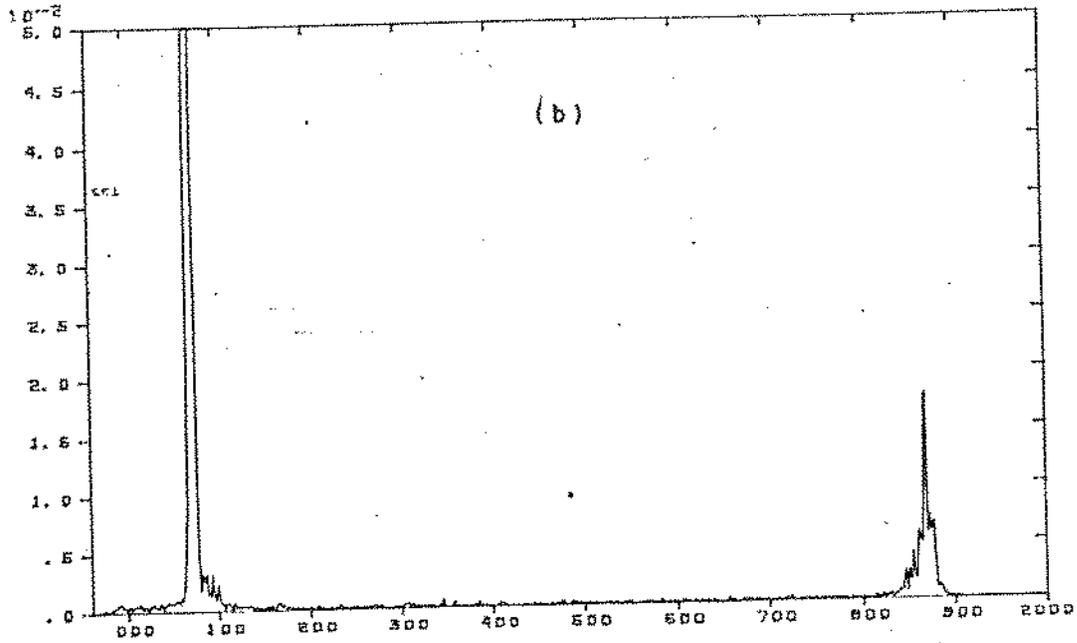
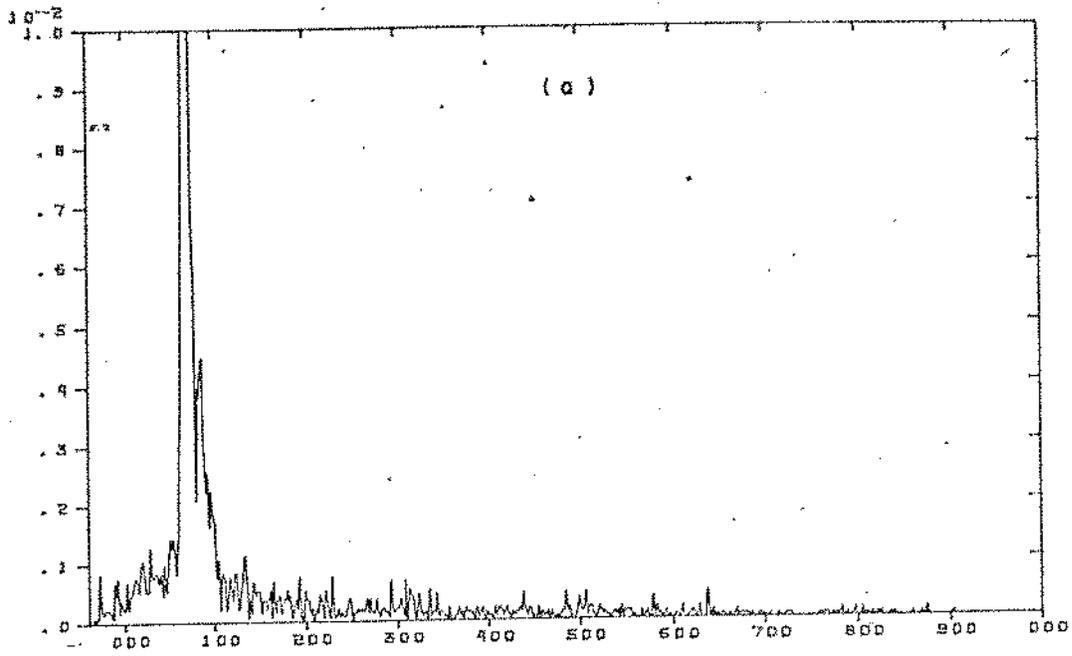
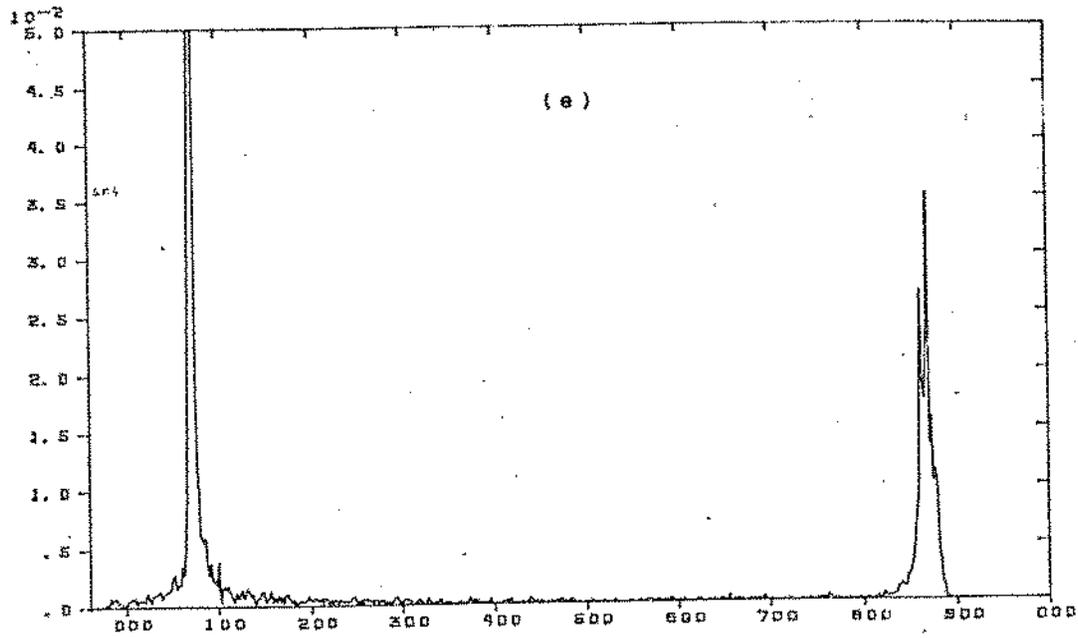
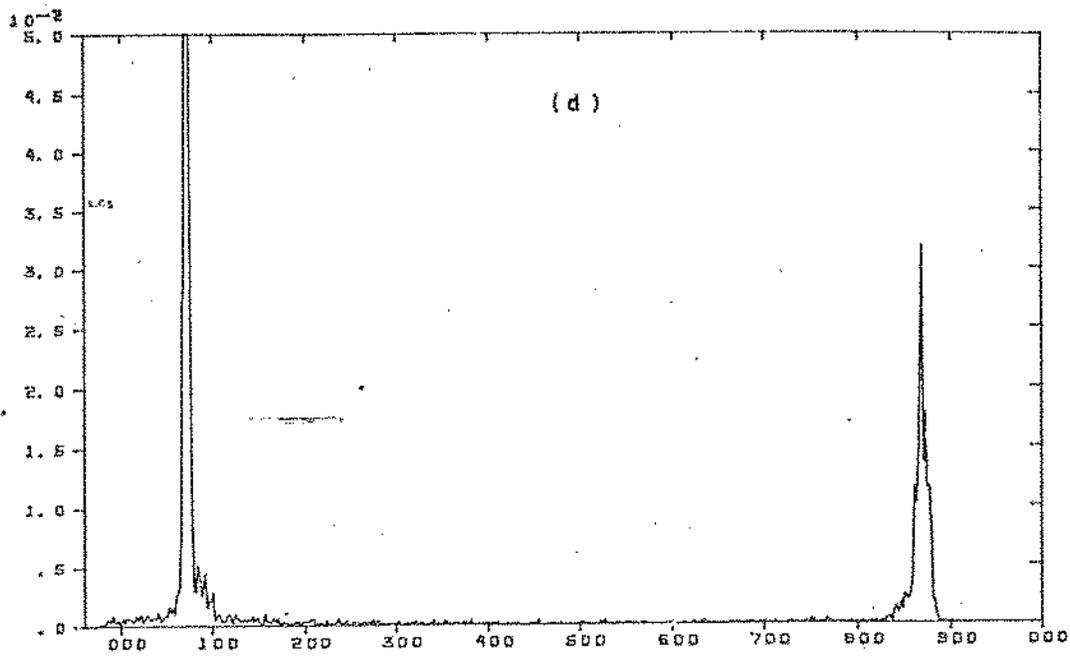


Fig. (6.9) - Função densidade de probabilidade

- O surgimento do segundo pico no histograma, relativo à amplitude correspondente à ocorrência de gás na extremidade do sensor, indica o limite inferior de ocorrência do escoamento pistonado. O mesmo comportamento foi registrado por Jones [op.cit.] utilizando a técnica de atenuação de raios X, que proporciona a fração de vazio média ao longo de uma linha, transversal ao escoamento. Entretanto, ao contrário de Jones, neste trabalho as flutuações são observadas localmente na linha de centro do tubo. Assim, considerando que: a) a distribuição da fração de vazio local apresenta, para o escoamento pistonado, um valor máximo na linha de centro da tubulação, e b) que correções do sinal da sonda de condutividade são todas no sentido de aumentar a probabilidade de ocorrência da fase gasosa, há coerência na comparação realizada. Os gráficos b, c, e, f da figura 6.10 mostram, então, o limite inferior de ocorrência do escoamento pistonado, e seu desenvolvimento, à medida em que aumenta a vazão de gás, mantendo-se a velocidade superficial do líquido igual a 0,47 m/s. A figura 6.11 mostra os limites superior do escoamento em bolhas e inferior do escoamento pistonado, para velocidades superficiais distintas, 0,1 m/s e 1,4 m/s.

- O início do processo pistonado-agitante, para a velocidade superficial do líquido igual a 0,47 m/s, relaciona-se com o gráfico g da figura 6.10, que mostra o nivelamento dos dois picos do histograma de densidade de probabilidade. Este, entretanto, não é um critério geral, e os histogramas da figura 6.12 indicam uma involução do 2º pico, em relação ao primeiro, à medida em que se aumenta a velocidade superficial média do líquido. Registra-se então, novamente, a redução da fração de vazio média na transição pistonado-agitante, à medida em que a velocidade superficial média do líquido aumenta.





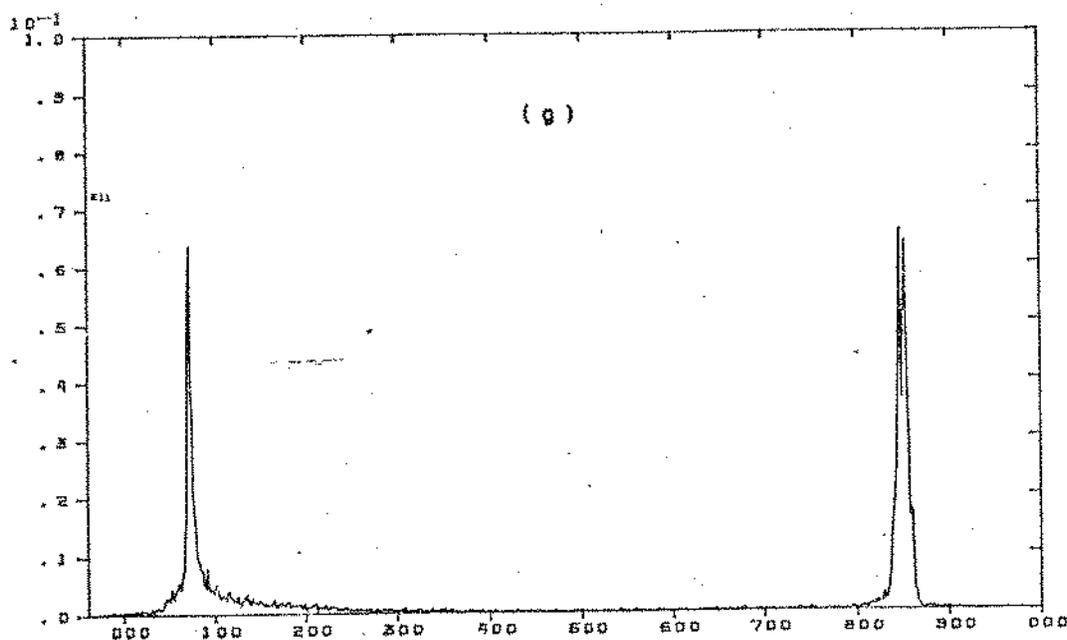
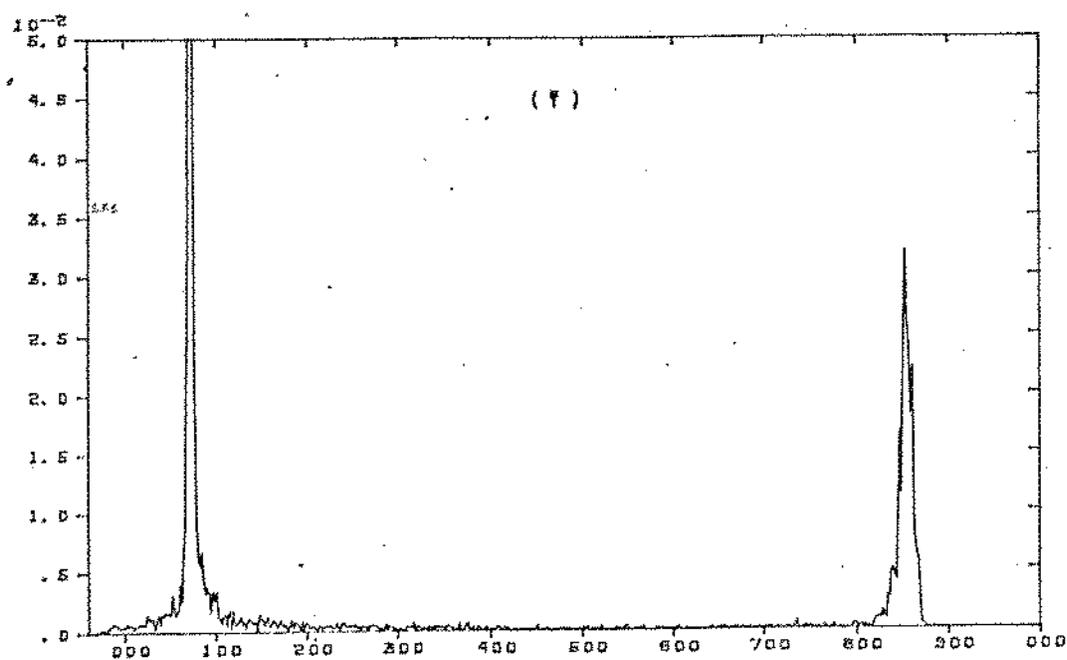


Fig. (6.10) - Densidade de probabilidade. Evolução bolhas-pistonado. $J_1 = 0.47\text{m/s}$.

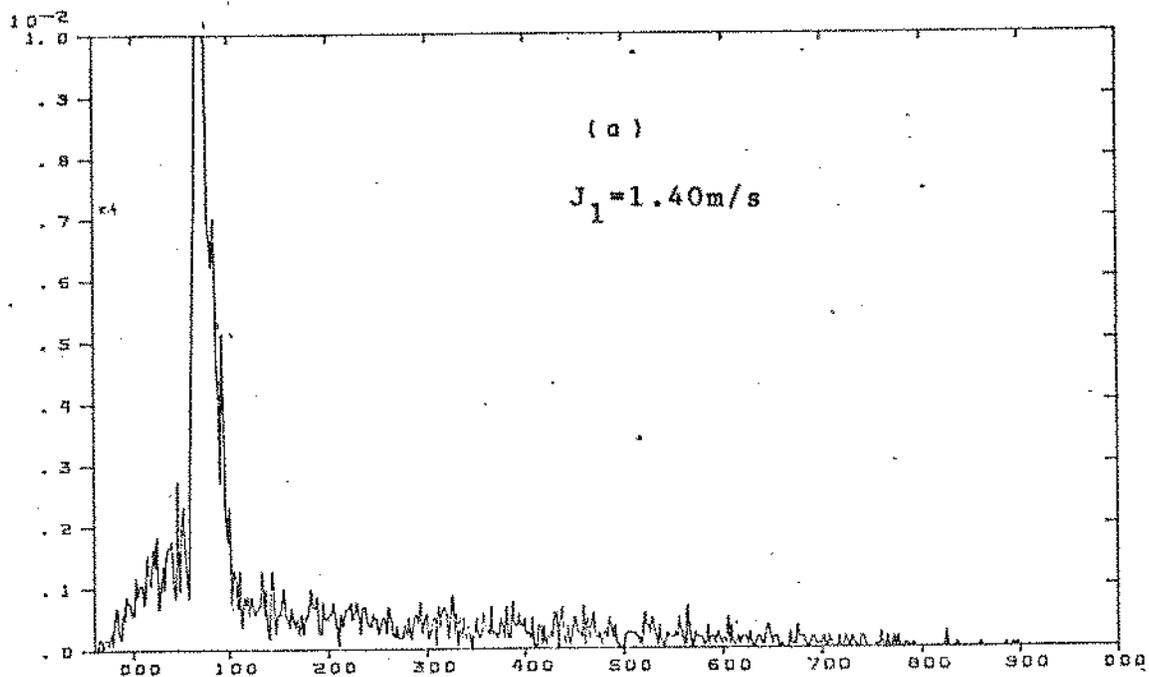
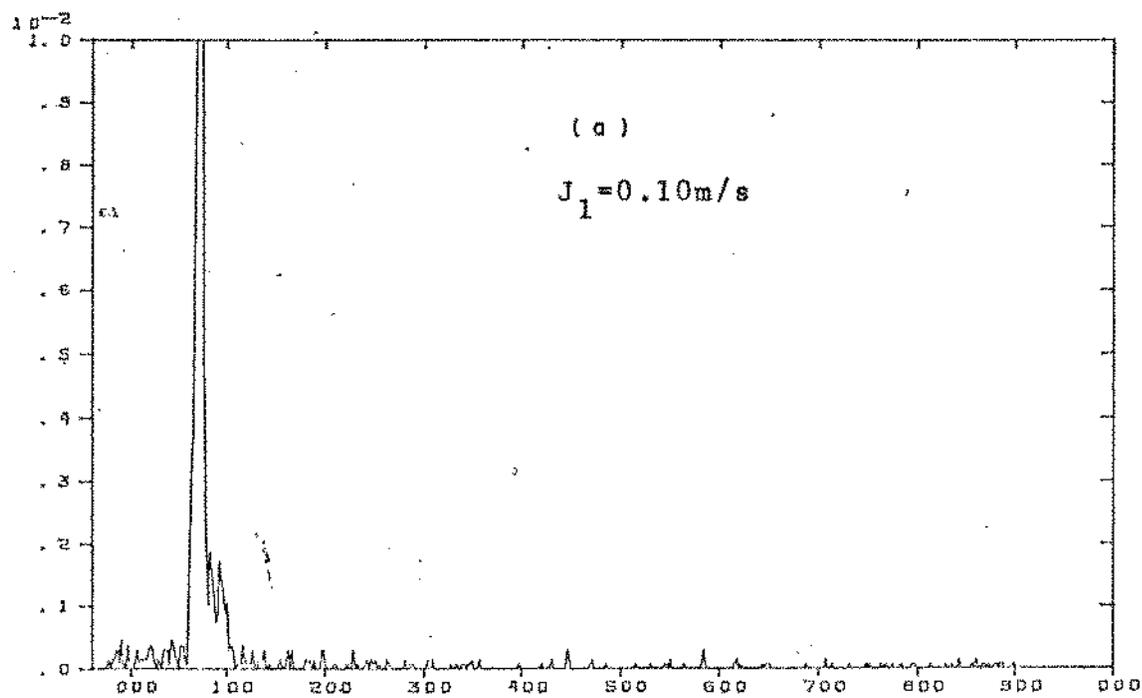


Fig. (6.11) - Densidade de probabilidade. Escoamento em bo-
lhas.

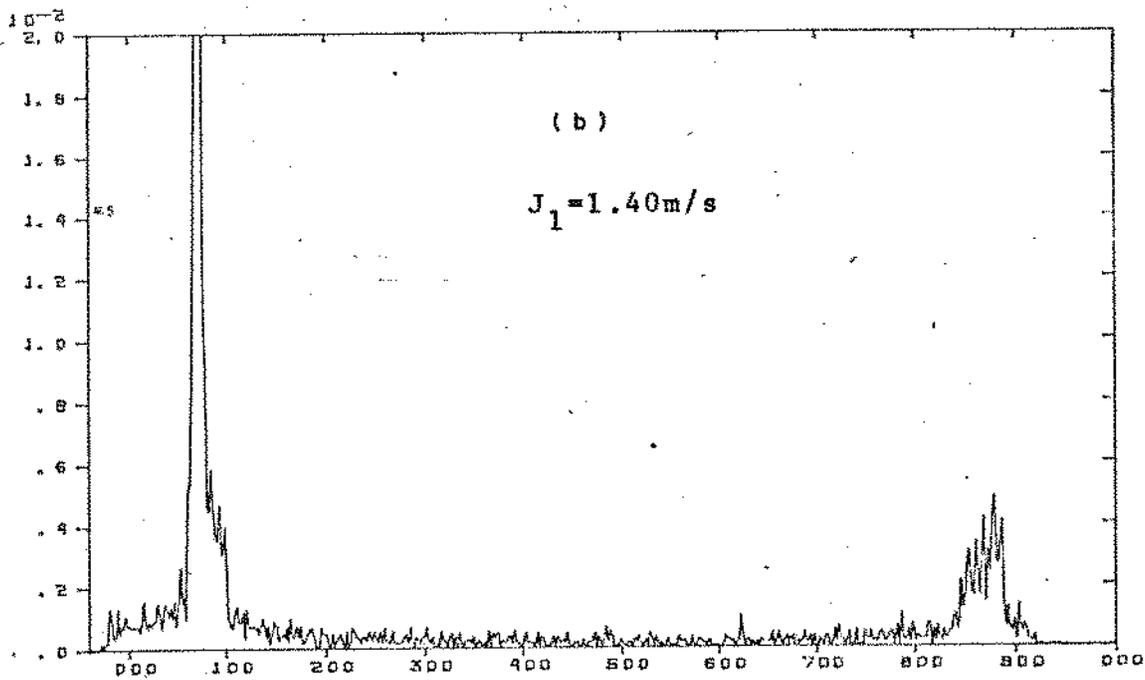
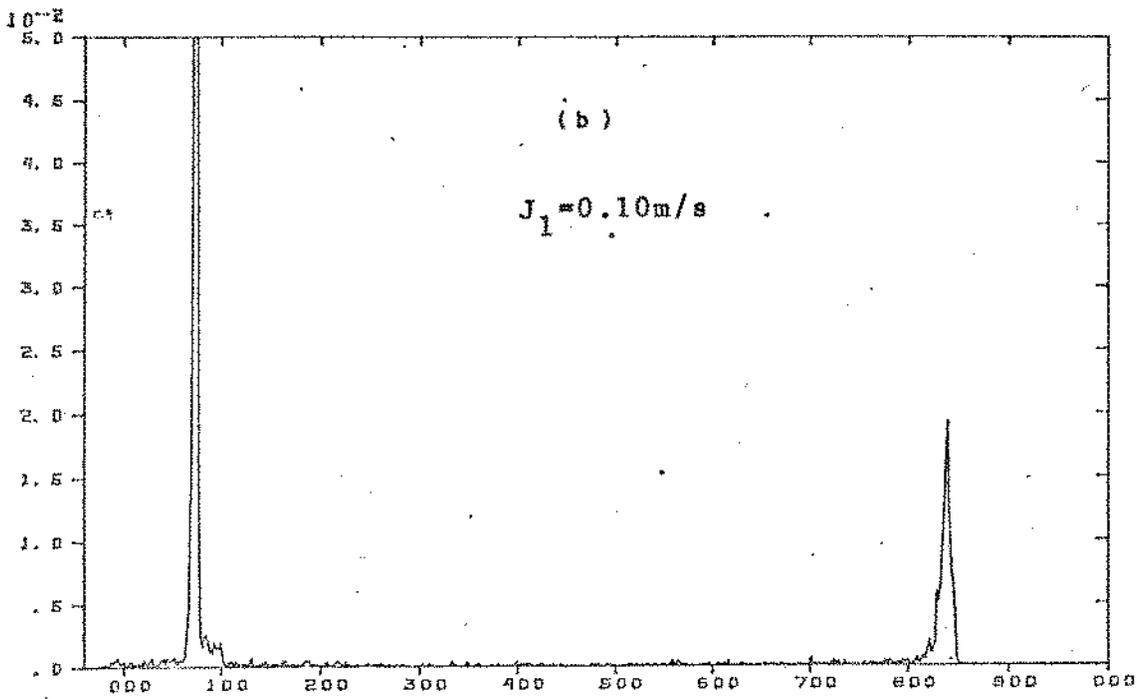
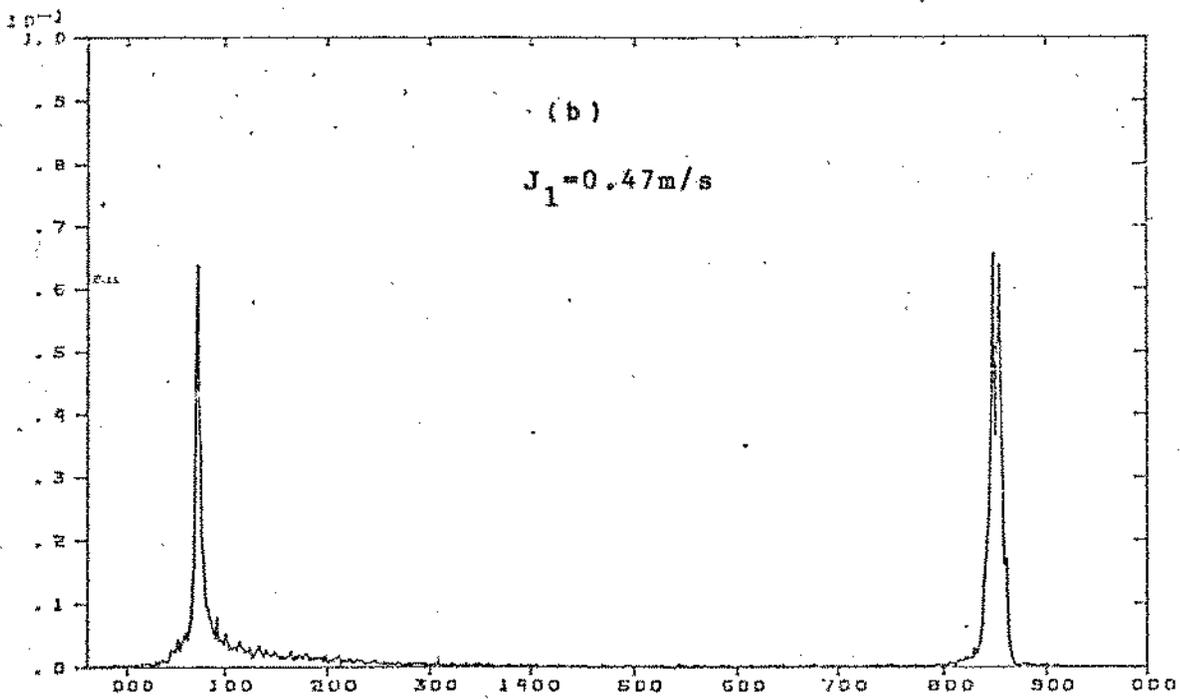
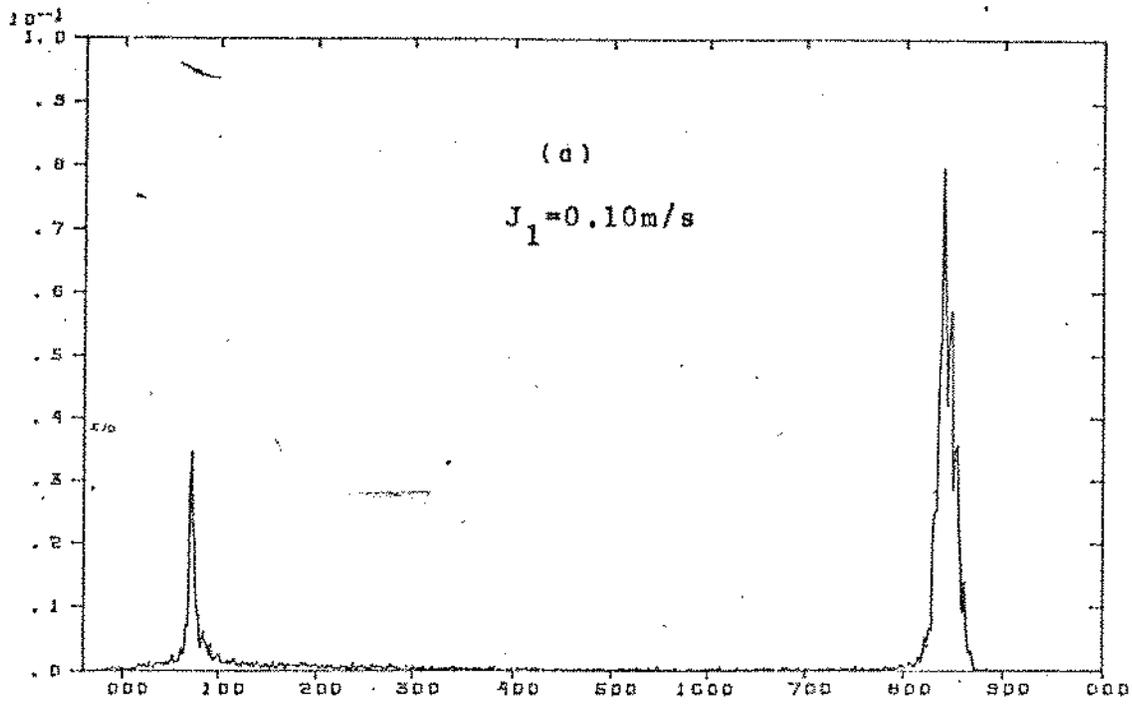


Fig.(6.11) - Densidade de probabilidade. Escoamento pisto-
nado.



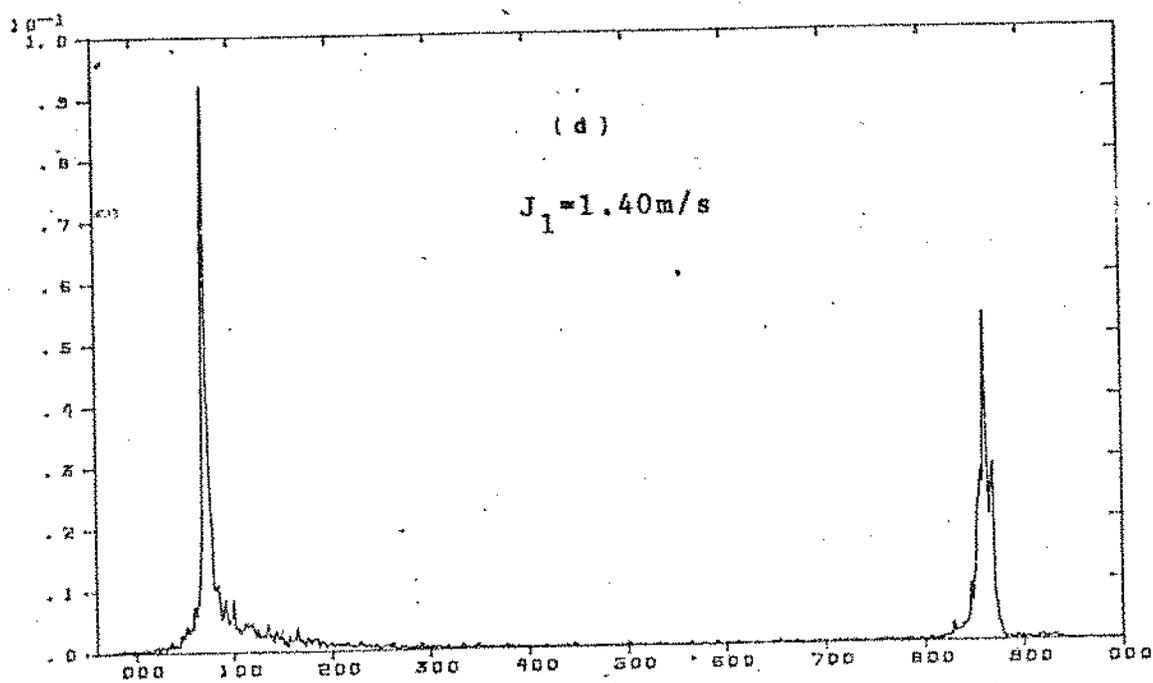
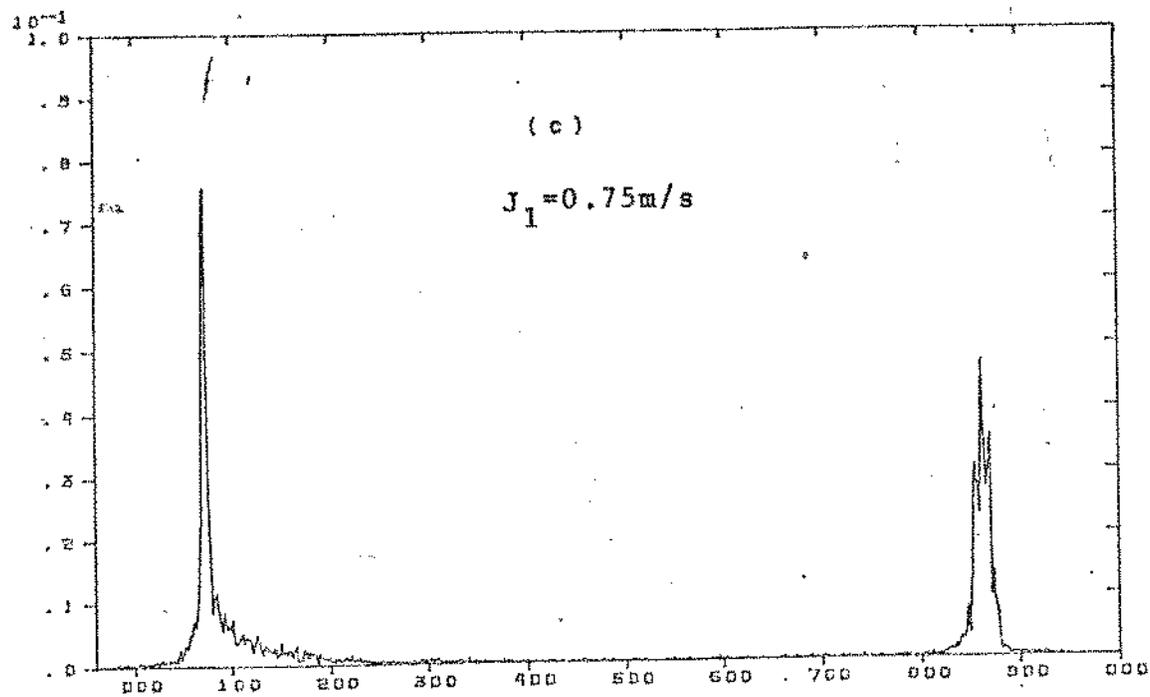


Fig. (6.12) - Densidade de probabilidade. Transição pisto-
nado-agitante.

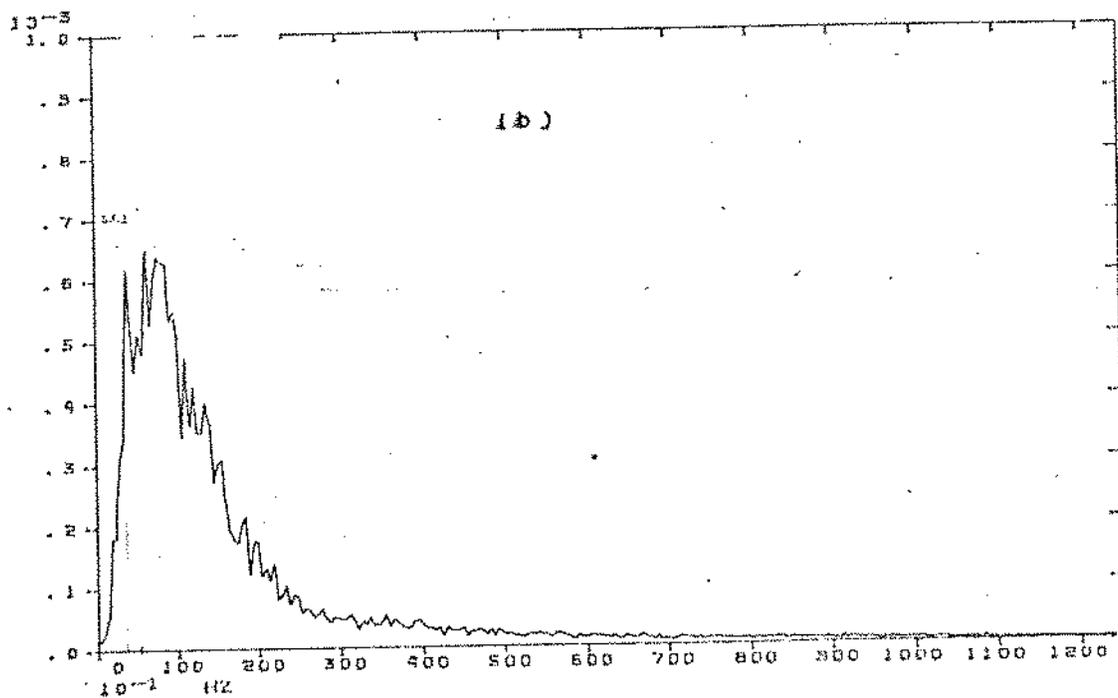
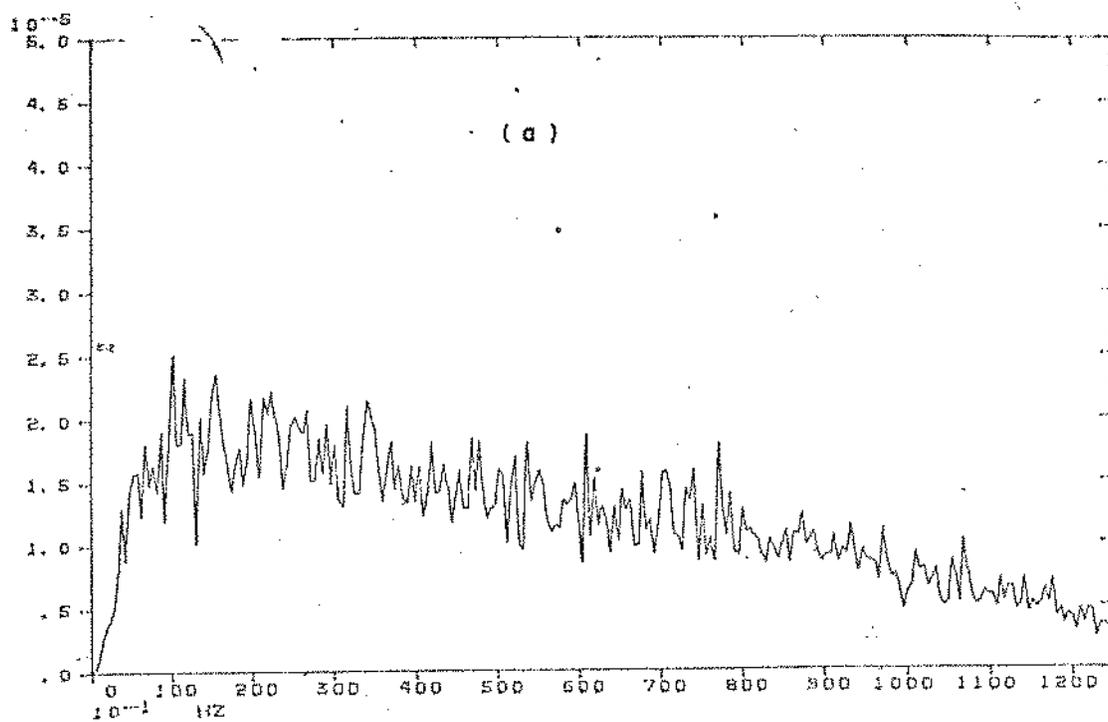
6.2.2.3. A densidade espectral

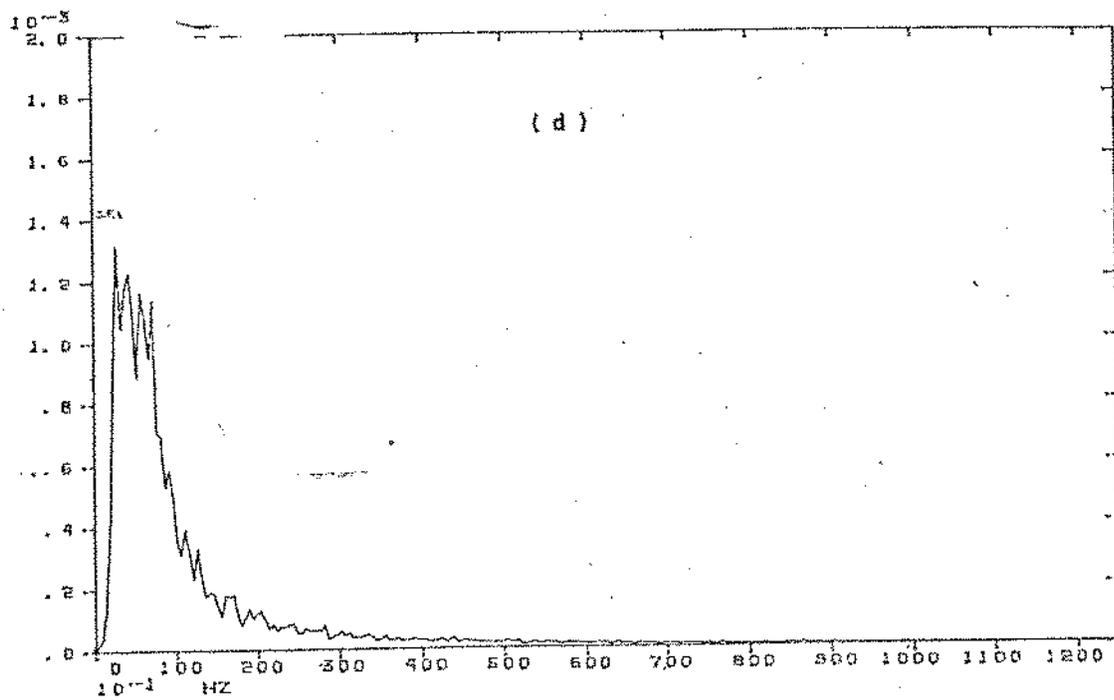
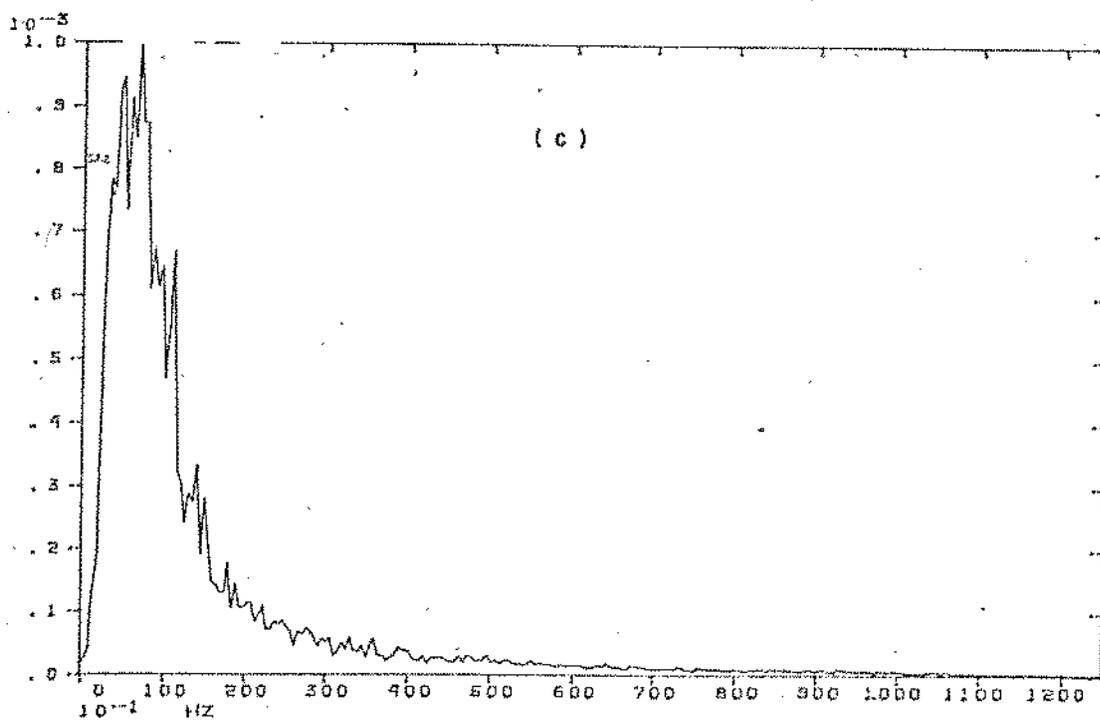
A outra função estatística utilizada na caracterização dos regimes de escoamento foi a densidade espectral, também denominada densidade espectral de potência, e que descreve a composição geral de frequências do sinal. Os gráficos de densidade espectral do sinal da sonda de condutividade apresentaram características marcantes para os limites de ocorrência dos escoamentos em bolhas e pistonado, e para a transição pistonado agitante.

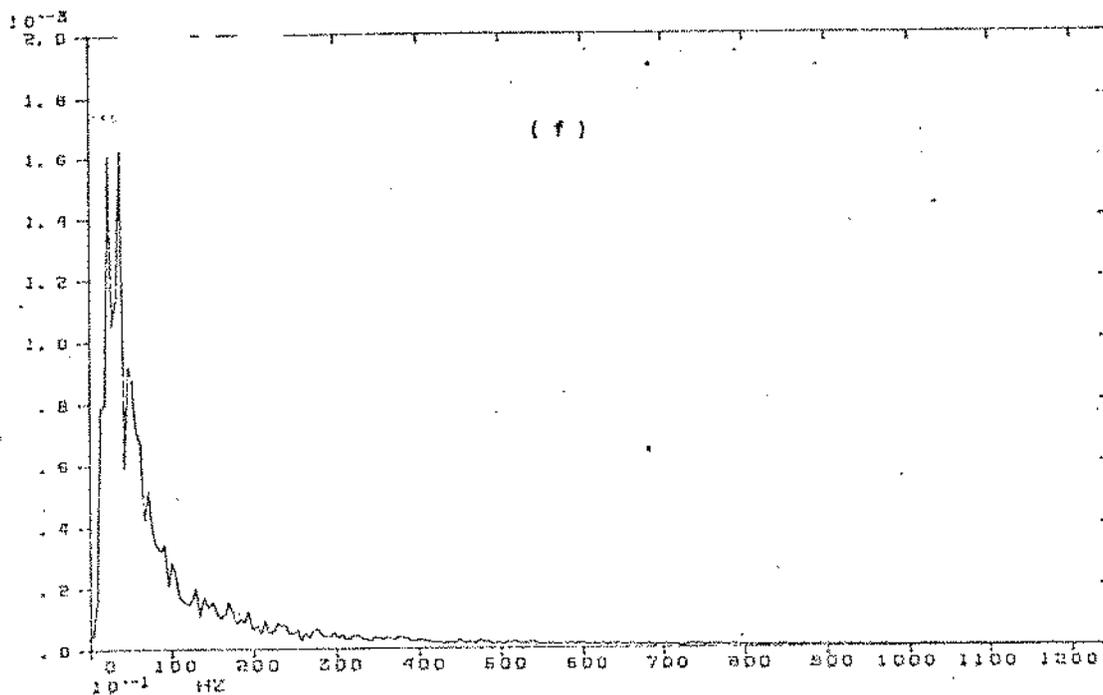
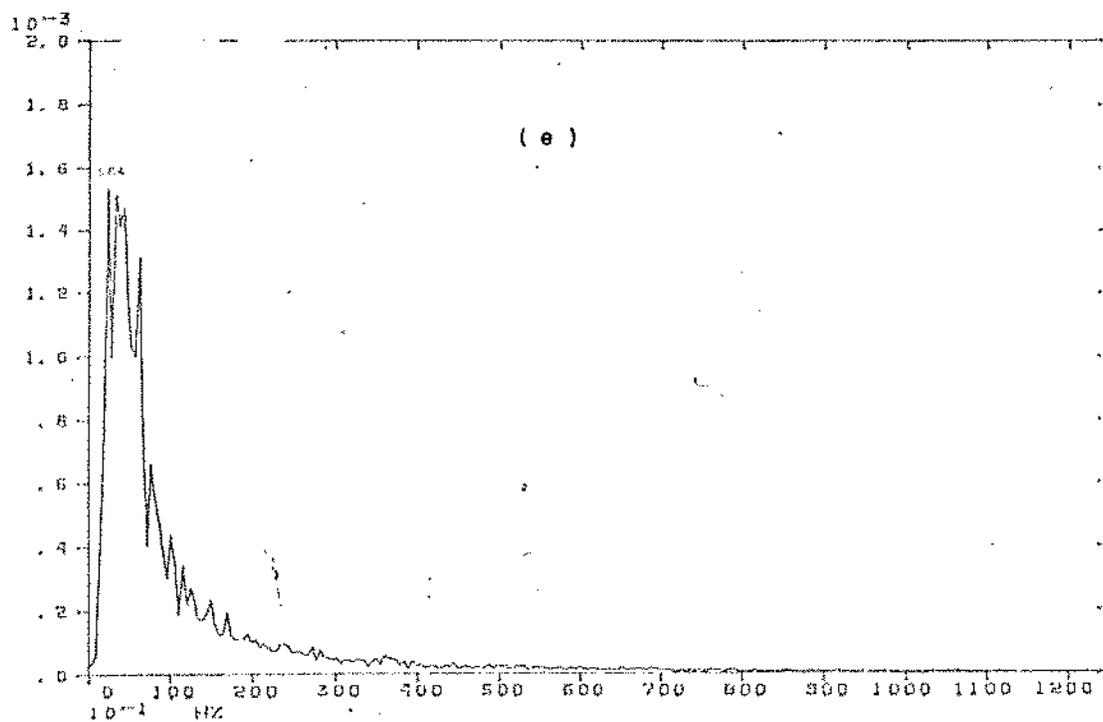
O conjunto de gráficos da figura 6.13 mostra a evolução dos espectros, do escoamento em bolhas à transição pistonado-agitante, passando pelo escoamento pistonado, para uma velocidade superficial média do líquido de 0,47 m/s. Observa-se uma clara mudança de configuração do espectro com os regimes de escoamento. O escoamento em bolhas apresenta um espectro de banda larga, com frequências presentes até a frequência de corte utilizada, 125 Hz. O mesmo ocorre nos outros valores da velocidade superficial média do líquido utilizados, figura 6.14.

Quando estabelece-se o escoamento pistonado, o espectro se apresenta com frequências dominantes em uma banda restrita, fig. 6.15. O mesmo foi observado por Jones [op.cit.], analisando sinais de raios X atenuados. A figura 6.13 b, c, e, f mostra estas bandas de frequências dominantes, para os limites inferior e superior de ocorrência do escoamento pistonado, associadas à magnitude da velocidade superficial média do líquido.

À medida que o escoamento pistonado evolue com o aumento da vazão de gás, como se observa nas figuras 6.13b, c, d, f, a banda de frequências dominantes tende a se estreitar até que, na transição pistonado-agitante, uma única frequência dominante aparece no espectro. A figura 6.13 g ilustra o fato. Há um con-







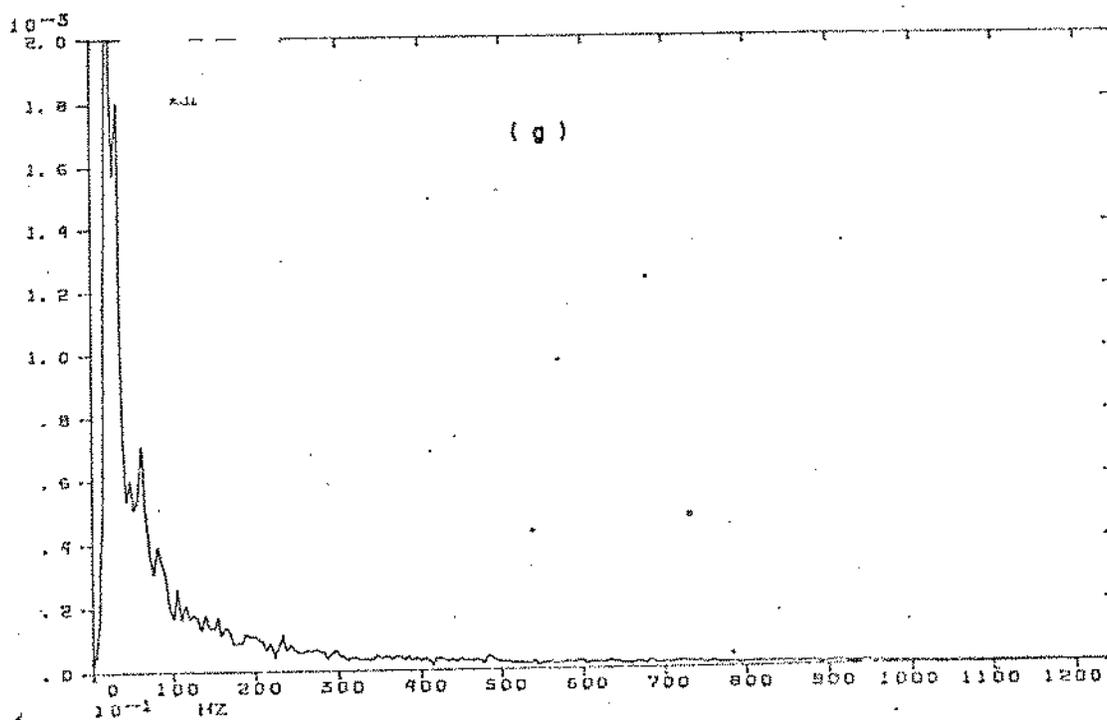
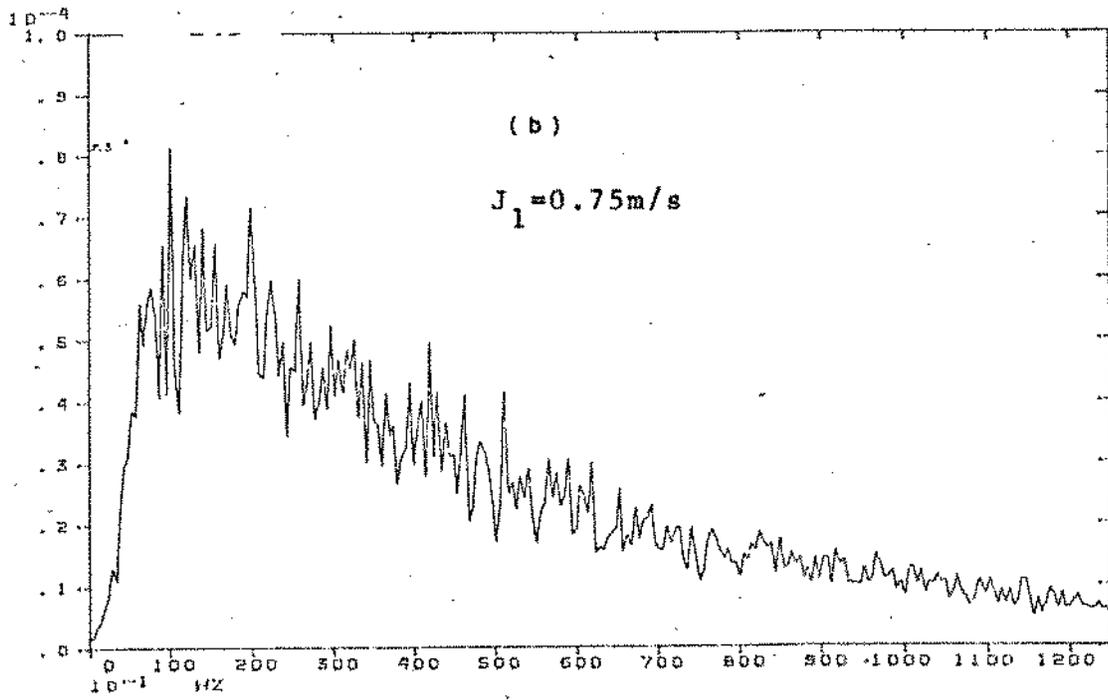
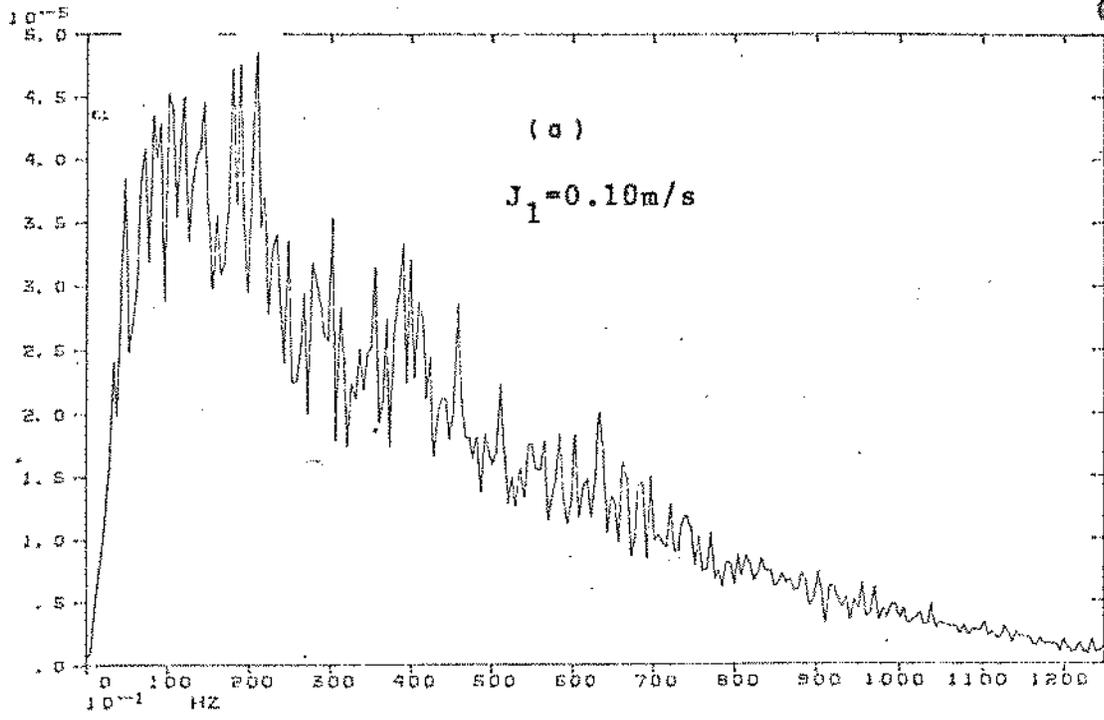


Fig. (6.13) - Densidade espectral. Evolução bolhas-pistoadagitante. $J_1 = 0.47\text{m/s}$.



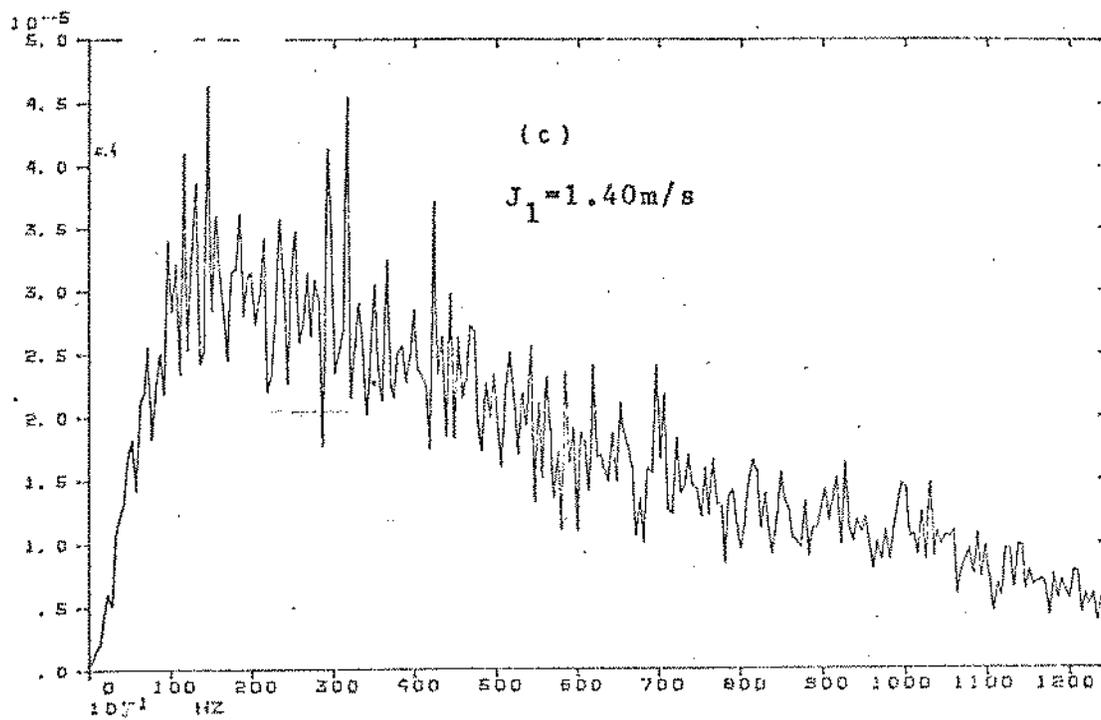
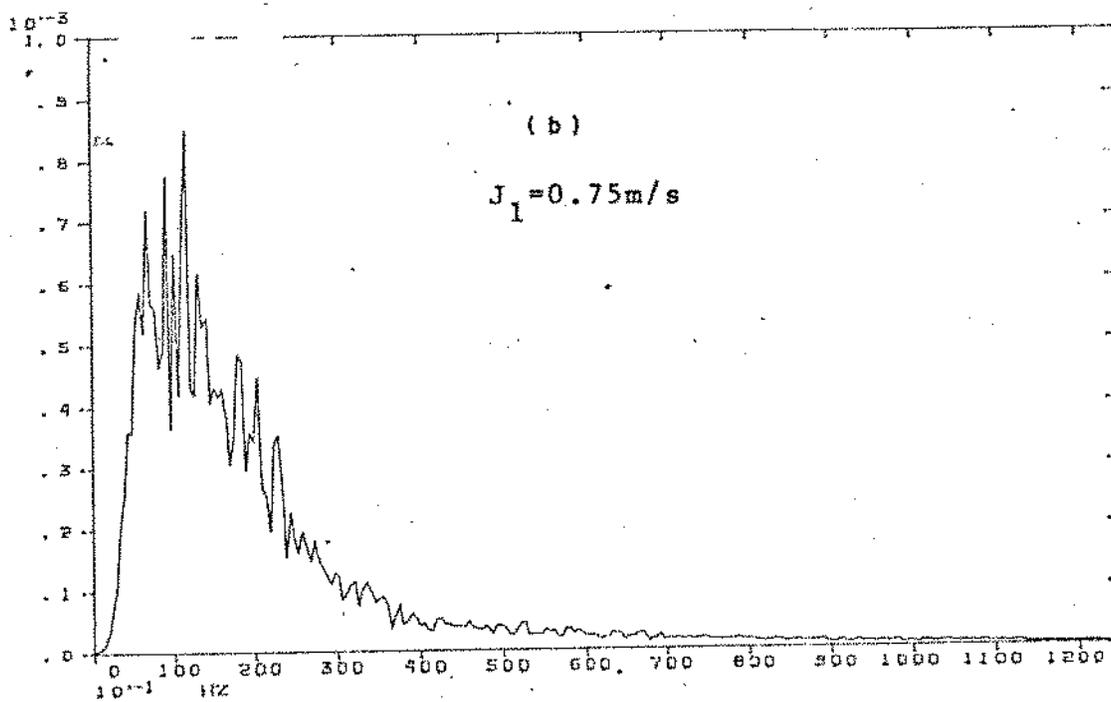
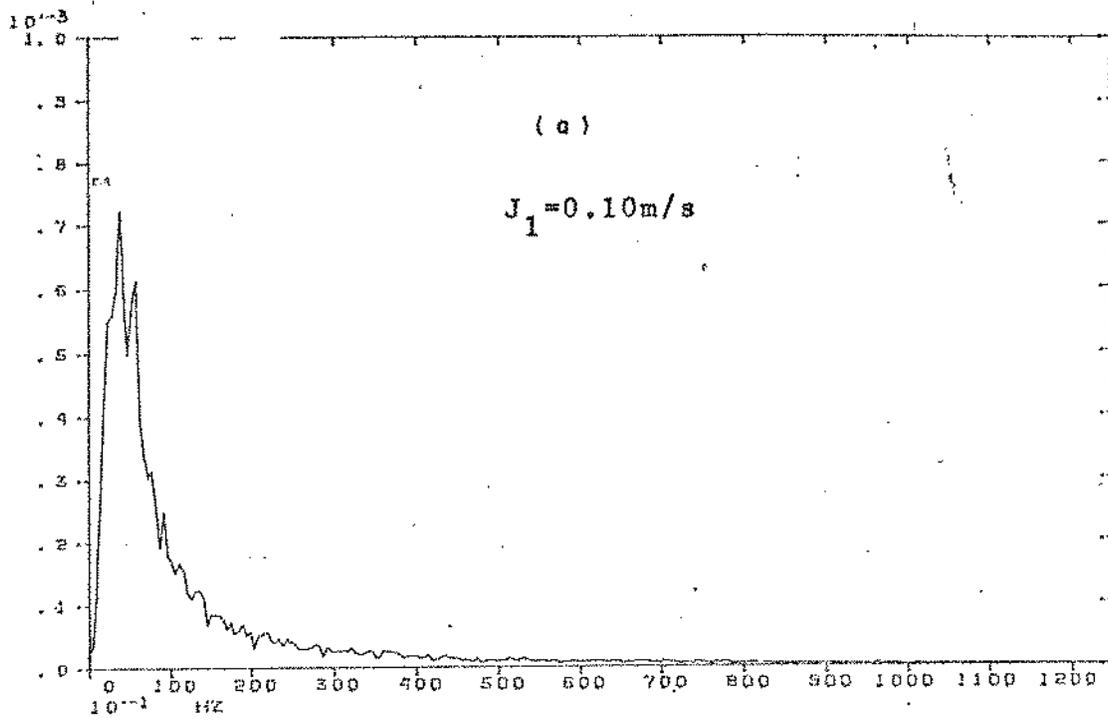


Fig. (6.14) - Densidade espectral. Escoamento em bolhas.



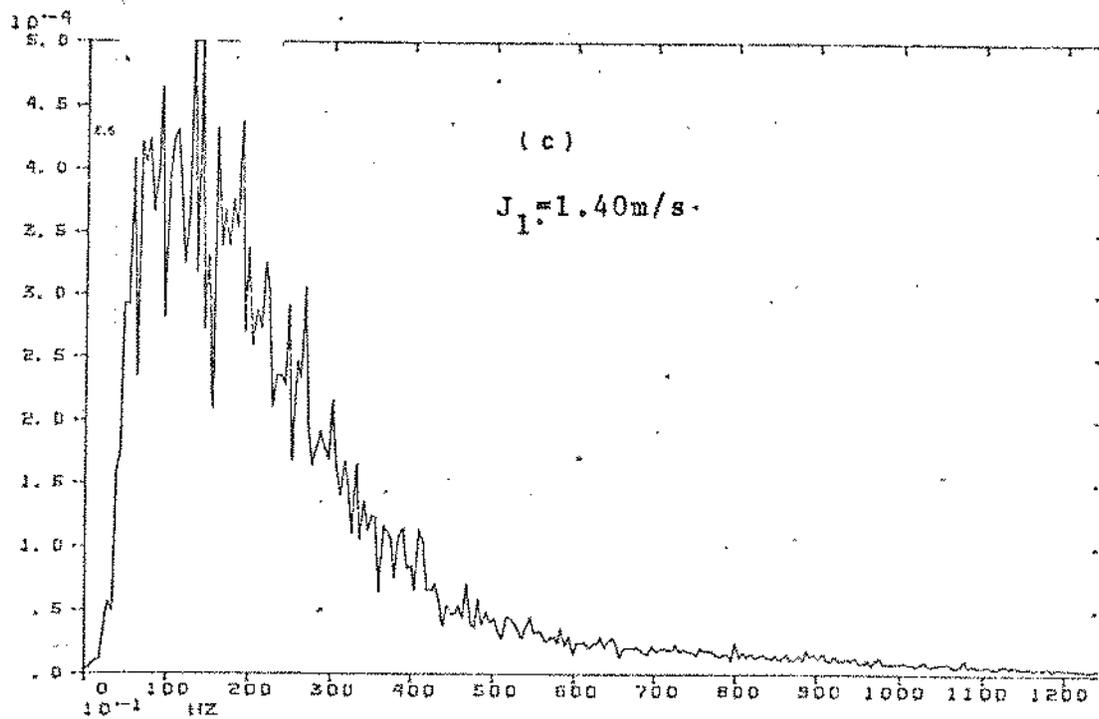


Fig. (6.15) - Densidade espectral. Escoamento pistonado.

junto de hipóteses para explicá-lo:

- Os pistões de gás no escoamento pistonado não têm um comprimento definido único e, conseqüentemente, o espectro deve ter uma banda de frequências dominantes;

- A evolução do escoamento pistonado e a redução da banda de frequências dominantes é indicativo da uniformização do tamanho dos pistões gasosos no escoamento pistonado;

- Esta redução da banda de frequências dominantes se dá com o limite inferior de frequência praticamente constante. Dois efeitos, opostos, contribuem para tanto: os pistões de gás à medida em que crescem, se aproximam, isto é, reduz-se o tamanho dos pistões de líquido com bolhas dispersas que se estabelecem entre eles. Em média, então, existe uma redução da frequência no escoamento pistonado, fato já observado por Akagawa [12] em seu trabalho pioneiro de 1964;

- Com o aumento da vazão de gás, no limite superior do escoamento pistonado, os primeiros pistões de gás se rompem, e o espectro relativo a esta configuração do escoamento, início da transição pistonado-agitante, passa a apresentar uma frequência dominante somente. Se a banda de frequências dominantes no escoamento pistonado está relacionada a pistões gasosos de tamanhos variados, o aumento da vazão de gás, e o conseqüente rompimento dos pistões maiores, resulta em um maior número de "bolsões de gás": a frequência dominante no espectro corresponde, em magnitude, à frequência do maior valor da banda referente ao limite superior do escoamento pistonado. Esta hipótese está embasada nos espectros da figura 6.16, relativos à evolução do escoamento, do limite superior do escoamento pistonado à transição pistonado-a-

gitante. Os gráficos b e d são ampliações, até 24 Hz, dos gráficos a e c, respectivamente. Neste caso, para a velocidade superficial média do líquido igual a 1,4 m/s, o espectro do escoamento pistonado tem uma banda de frequências dominantes variando de 3 Hz a 5 Hz, enquanto que o espectro da transição pistonado-agitante tem uma frequência dominante somente, em torno de 5 Hz.

6.3. A FRAÇÃO DE VAZIO MÉDIA NAS TRANSIÇÕES BOLHAS-PISTONADO E PISTONADO-AGITANTE

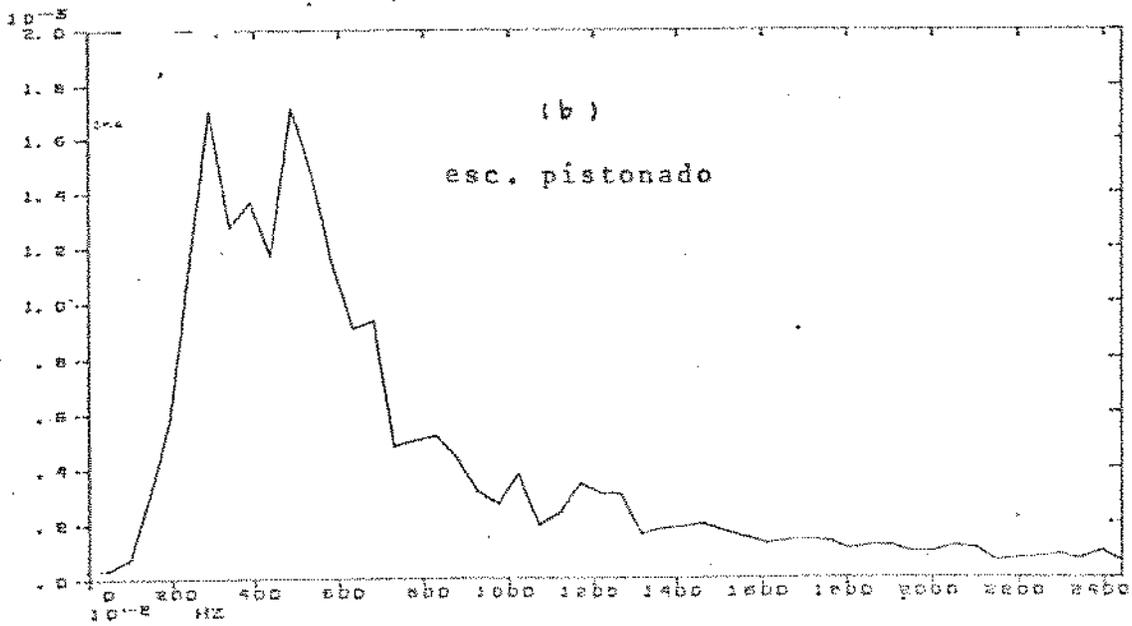
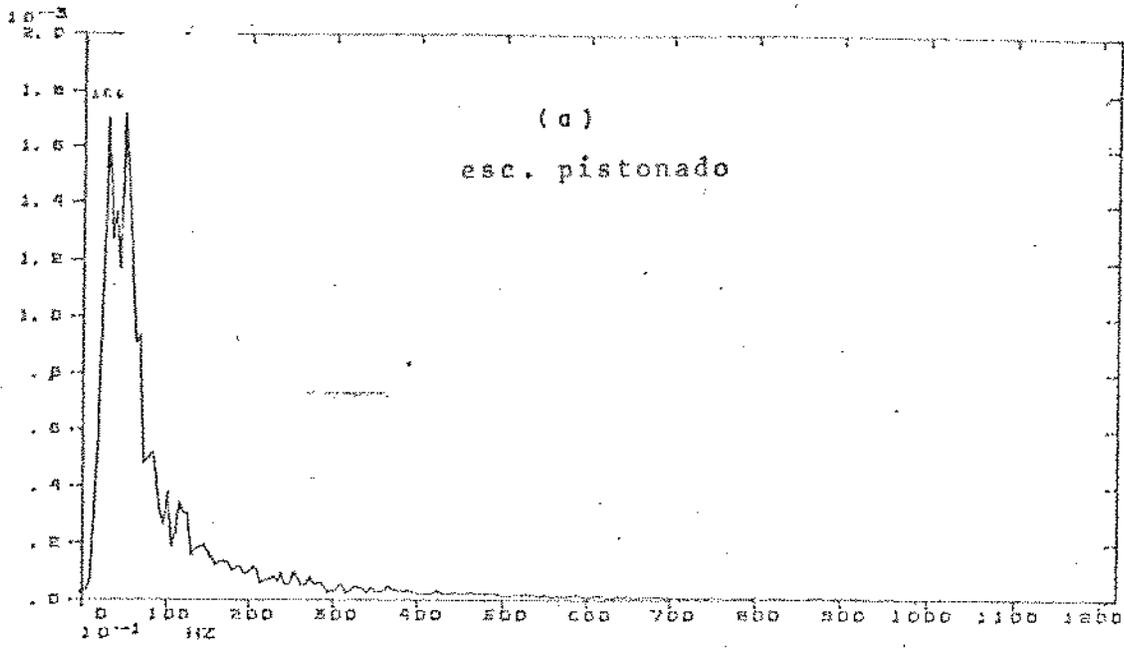
Vários foram os interesses envolvidos na determinação experimental do coeficiente de vazio médio da fase gasosa na seção transversal:

- dar sustentação às críticas aos modelos analíticos de transição de Duckler e Taitel [5] e Mishima e Ishii [7], que prevêm valores elevados de R_2 nas transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante, e invariantes com as condições do escoamento;

- determinar as relações funcionais de variação de R_2 com as condições do escoamento, de forma a estabelecer a curva de transição bolhas-pistonado segundo o modelo alternativo;

- verificar a coerência do modelo alternativo para a transição pistonado-agitante, através da análise comparativa dos valores analíticos e experimentais de R_2 na transição em questão.

Parâmetros do modelo de deslizamento, como a velocidade média de deslizamento, V_{2j} , e o parâmetro de distribuição, C_o , puderam ser avaliados através dos resultados experimentais obtidos. Tais valores podem ser utilizados nos novos modelos, além



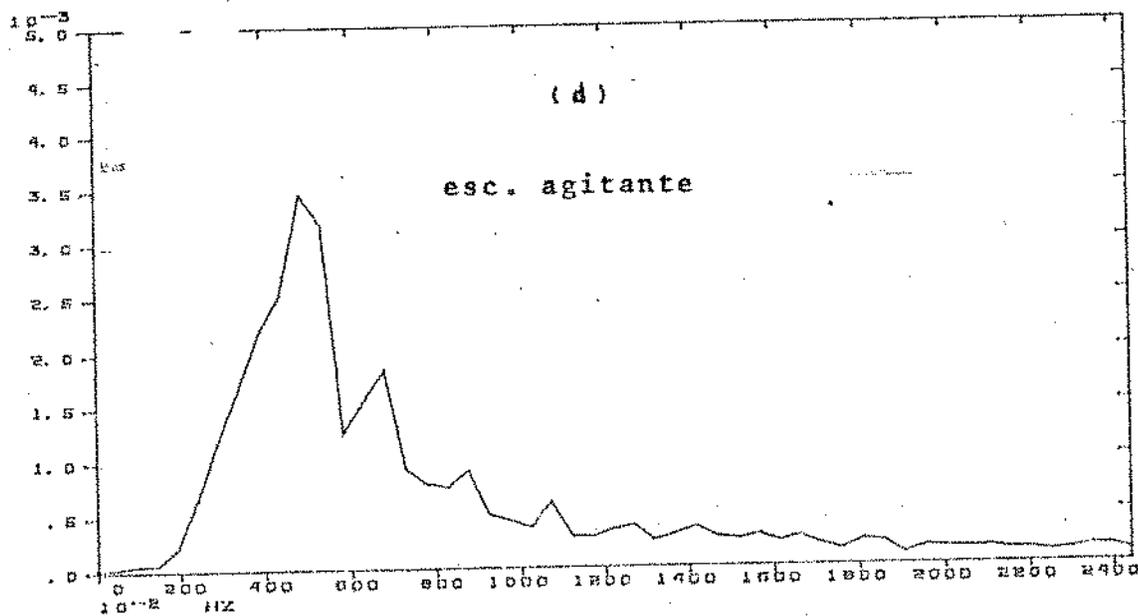
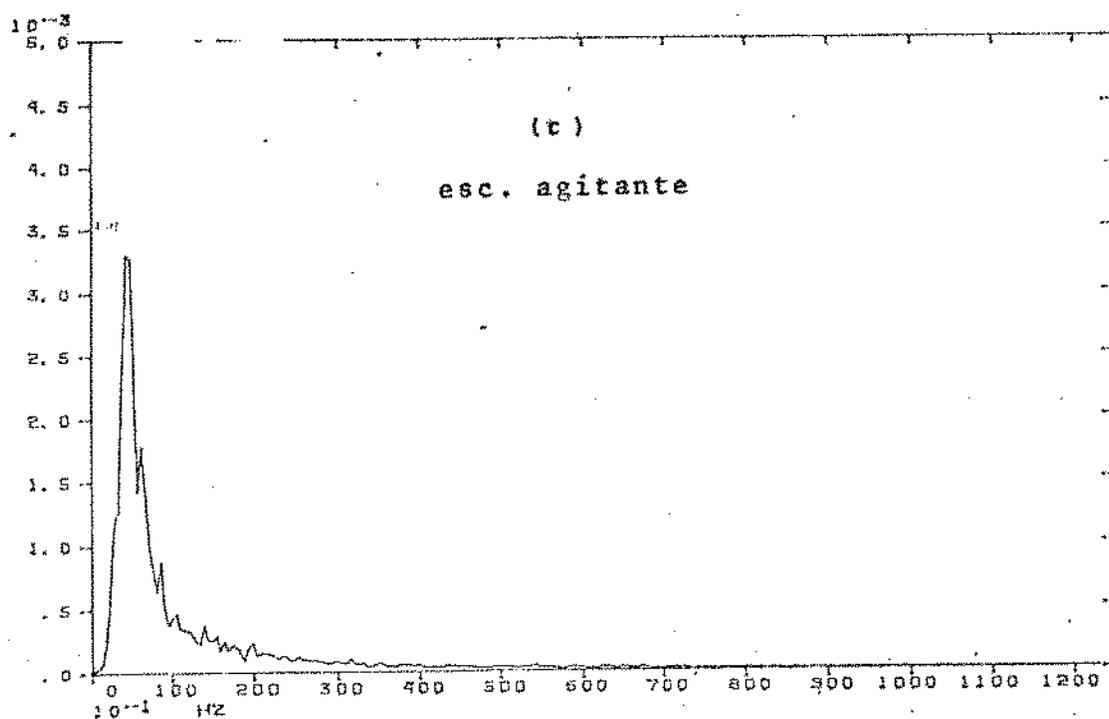


Fig. (6.16) - Densidade espectral. Evolução pistonado- agitante. $J_1 = 1.40\text{m/s}$.

de serem comparados com resultados de literatura para verificação de sua consistência.

O recurso utilizado para se determinar a fração de vazão média na seção transversal foi a medição do volume residual de água na seção de teste, após o bloqueio rápido e simultâneo das válvulas colocadas na entrada e saída da seção de teste do circuito. Se a entrada do seção de teste está a uma distância suficiente do borbulhador, de forma a garantir a invariância da distribuição da fração de vazão transversal, ao longo do comprimento da seção de teste — no caso, $z/d > 30$, onde z é a distância, na vertical, a partir do borbulhador, conforme sugerido por Serizawa et al [23], para um escoamento ascendente adiabático de água e ar em bolhas —, pode-se escrever então que

$$R_2 = \frac{1}{\Delta Z} \int_{z_e}^{z_s} \left(\frac{1}{A} \int_A \alpha_2 dA \right) dz \quad (6.3)$$

isto é, se a distribuição da fração de vazão não varia ao longo da seção de teste de comprimento $\Delta Z = z_s - z_e$, a fração de vazão média na seção transversal é igual à fração de vazão volumétrica. Medindo-se então o volume residual de água na seção de teste, a fração de vazão R_2 é calculada como sendo a razão entre o volume residual de água e o volume interno da seção de teste, entre as válvulas de bloqueio. No circuito em questão, onde a seção de visualização e o sensor de condutividade estão colocados próximos à extremidade superior da seção de teste, o valor de R_2 determinado a partir da medição do volume residual de água deve ser corrigido, levando-se em consideração a variação da pressão ao longo da seção de teste. O procedimento de cálculo adotado está explícito no Apêndice A.2.

A fração de vazio média foi então determinada para configurações do escoamento relativas às transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante, identificadas pela análise do sinal "congelado" da sonda de condutividade, para variações, em pequenos intervalos, da velocidade superficial do líquido, J_1 , entre os limites de 0,0 m/s a 2,1 m/s. Os resultados, referentes à utilização dos dois tipos de borbulhadores, são apresentados nas tabelas A.2.1, A.2.2, A.2.3 e A.2.4, do Apêndice 2, onde estão também indicados os procedimentos para o cálculo dos parâmetros de interesse do escoamento, a partir das grandezas medidas.

A figura 6.17 mostra a variação de R_2 com a velocidade média da mistura, V_m , na transição bolhas-pistonado, para os dois tipos de borbulhadores utilizados. Observa-se, em ambos os casos, a evolução de R_2 com a velocidade da mistura. Para a faixa de velocidades médias da mistura analisada, os dados experimentais indicam uma variação linear de R_2 com V_m , tanto para o borbulhador sinterizado, quanto para o conjunto de borbulhadores capilares. Os desvios entre as frações médias da fase gasosa, na transição bolhas-pistonado, quando se considera o borbulhador sinterizado ou os borbulhadores capilares, tendem a se reduzir à medida em que aumenta o valor de V_m , confirmando as observações dos ensaios fotográficos. Uma relação funcional intermediária entre as curvas obtidas para os dois tipos de borbulhadores é dada por

$$R_2 = 3,18 V_m + 16 \quad (6.4)$$

sendo $R_2 = [\%]$ e $V_m = [m/s]$, para $0 < V_m < 3,0$ m/s.

A figura 6.18 mostra a variação de R_2 com a velocidade de mistura, para a transição pistonado-agitante. Observa-se, contrariamente ao postulado por Duckler e Taitel, e Mishima e Ishii

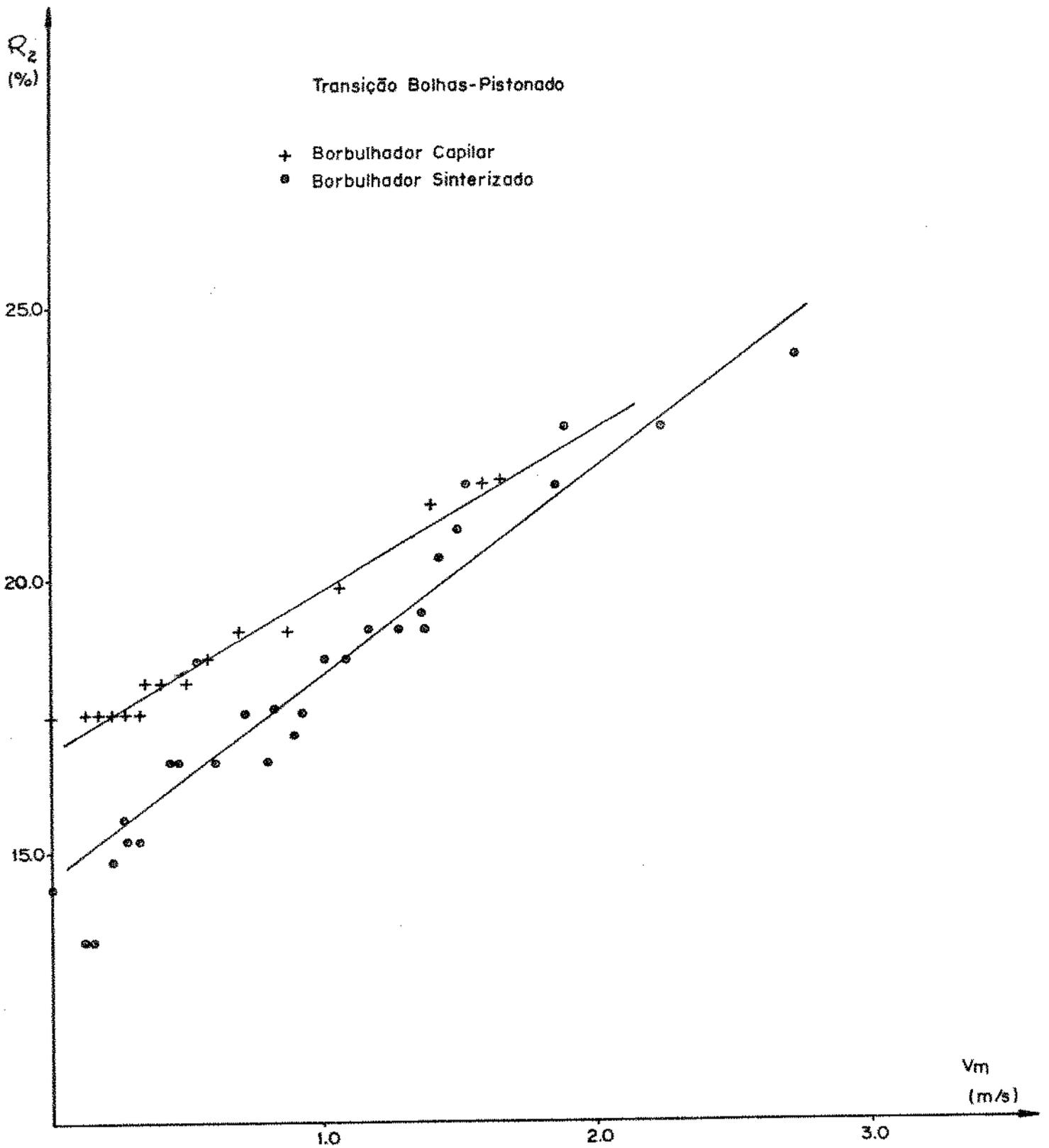


Fig. (6.17) - Variação da fração de vazio com a velocidade da mistura, na transição bolhas-pistonado.

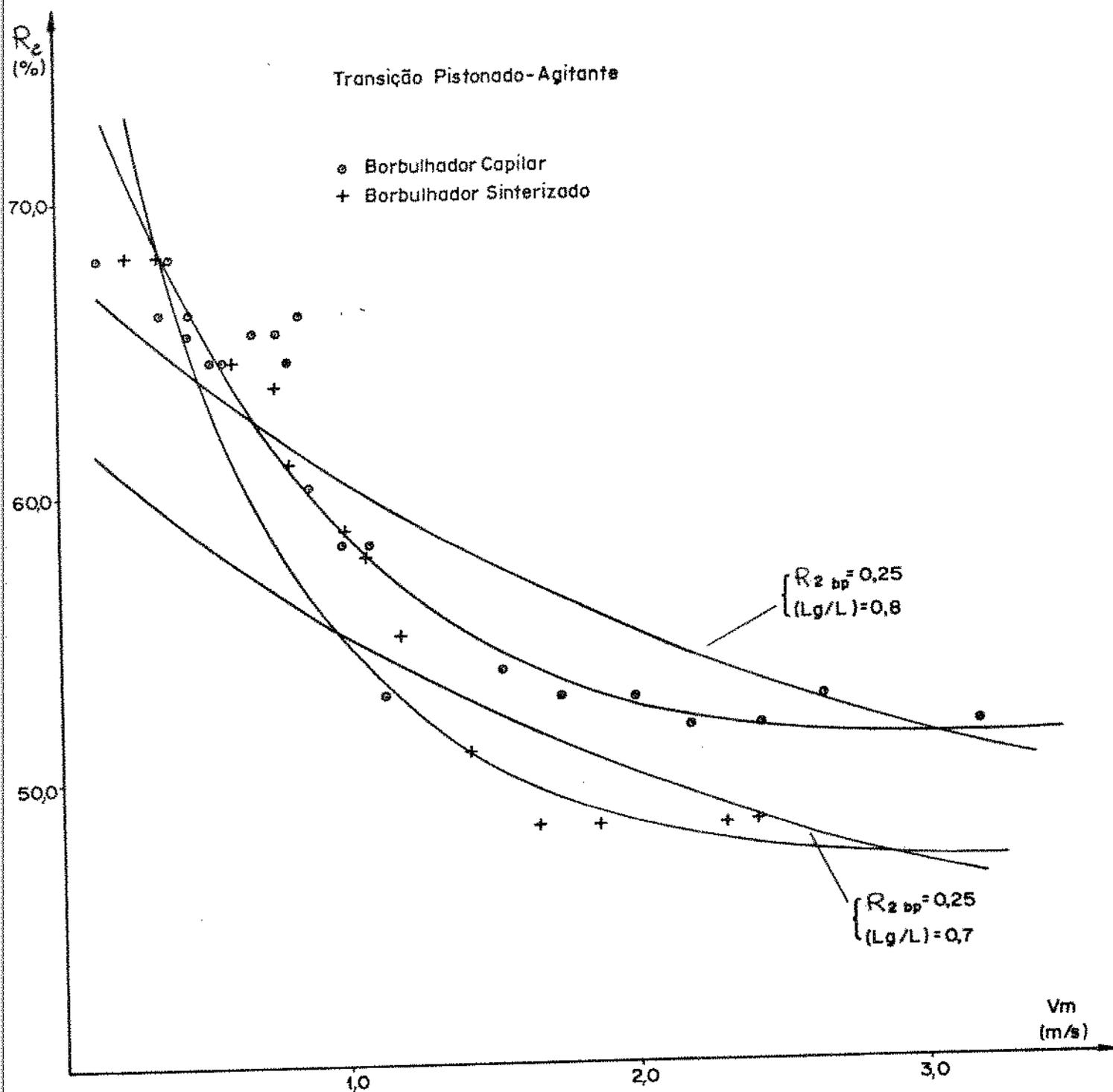


Fig. (6.18) - Variação da fração de vazio com a velocidade da mistura, na transição pistonado-agitante.

que há uma redução acentuada de R_2 à medida em que aumenta V_m — nos dois modelos analíticos, a transição pistonado-agitante se dá para valores constantes de R_2 , em torno de 76% a 77%. Para V_m variando de 0 m/s a cerca de 3,0 m/s, a fração de vazão média da fase gasosa se reduz de 70% a 52%, utilizando-se borbulhadores capilares, ou de 70% a 48%, utilizando-se o borbulhador sinterizado. O desvio entre as duas curvas pode ser resultante de dificuldade experimental na determinação do fluxo volumétrico de ar, quando se utiliza o borbulhador sinterizado com vazão elevada.

Na mesma figura 6.18 estão traçadas as curvas resultantes da solução do modelo analítico alternativo para a transição pistonado-agitante, referentes aos conjuntos de valores ($R_{2bp} = 0,25$; $L_g/L = 0,8$) e ($R_{2bp} = 0,25$; $L_g/L = 0,7$). Verifica-se que o modelo analítico expressa adequadamente a variação de R_2 com a velocidade média da mistura, na faixa de valores imposta às condições do escoamento.

A figura 6.19 mostra o gráfico dos dados experimentais de acordo com o plano V_2 - J , como proposto por Zuber e Findlay [19] para a transição bolha-pistonado. A variação de V_2 com J é bem representada por uma relação funcional linear, resultando daí o parâmetro de distribuição C_0 igual a 1,06, e a velocidade de deslizamento média V_{2j} igual a 0,14 m/s, como expresso na equação (2.71).

O valor determinado para o parâmetro de distribuição é razoavelmente inferior aos valores médios sugeridos por Zuber e Findlay [19], e outros [18], para o escoamento em bolhas. Cabe lembrar, entretanto, que os dados experimentais levantados referem-se ao limite superior de ocorrência do escoamento em bolhas quando, provavelmente, os perfis de distribuição da fração de vazão e da velocidade superficial total, na seção transversal do

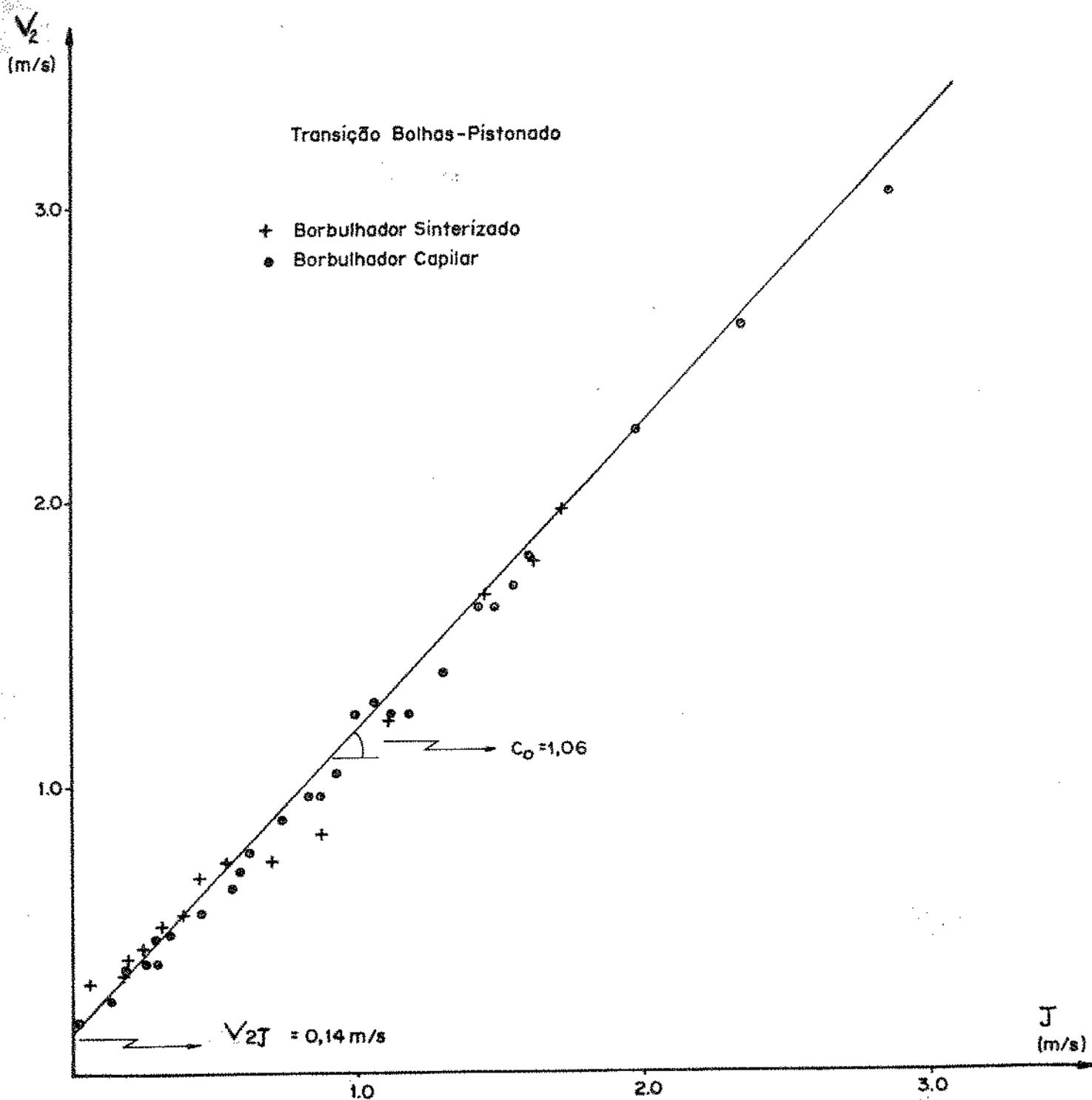


Fig. (6.19) - Plano $V_2 - J$ na transição bolhas-pistonado.

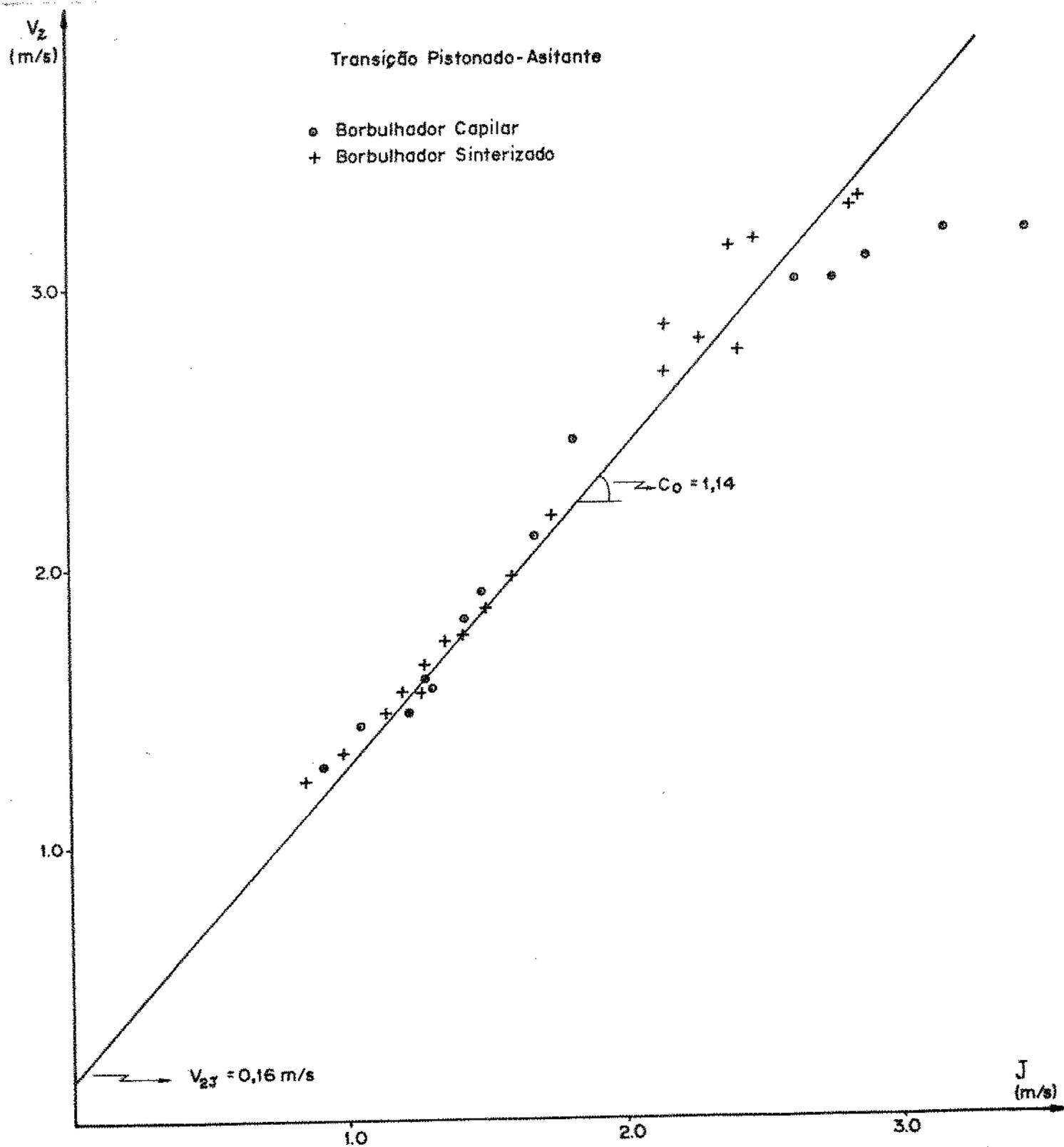


Fig. (6.20) - Plano $V_2 - J$ na transição pistonado-agitante.

duto, se apresentam razoavelmente planos, o que resulta em um valor reduzido para o parâmetro de distribuição C_0 . Valores de mesma ordem de grandeza foram também observados por Jones [15], especialmente quando a fração de vazio na linha de centro da tubulação assumia valores máximos referentes ao escoamento em bolhas.

O valor da velocidade de deslizamento média V_{2j} , determinado a partir do gráfico V_2 - J , sugere, por outro lado, que o escoamento em bolhas, no limite de transição para o escoamento pistonado, se comporta como um "escoamento em partícula deformada", que se caracteriza pela influência das bolhas circulantes sobre o movimento de uma bolha determinada. Se o perfil de distribuição da fração de vazio é razoavelmente plano, pode-se afirmar que

$$V_{2j} \cong v_{2j} \cong \varphi (g\Delta\rho\sigma/\rho_1^2)^{0,25} (1-R_2)^{1,75} \quad (6.5)$$

Então, admitindo-se um valor médio para R_2 igual a 0,2, e sendo $\varphi = 1,53$, o valor calculado para V_{2j} é 0,15 m/s, cerca de 7% superior ao valor determinado experimentalmente.

Considerando-se o escoamento "agitante-turbulento em bolhas", e um perfil plano para α_2 , a velocidade de deslizamento média V_{2j} pode ser dada, aproximadamente, pela equação (3.14). Para os mesmos valores de R_2 e φ adotados anteriormente, o valor calculado é 0,23 m/s, cerca de 65% superior ao valor determinado experimentalmente.

Para a transição pistonado-agitante verifica-se também uma relação linear entre V_2 e J , figura (6-20), a menos de alguns pontos experimentais referentes aos fluxos volumétricos mais elevados. A já citada dificuldade de registro de vazão volumétrica de ar, devido à oscilação de pressão verificada no manômetro da placa de orifício correspondente, pode ter sido a causa da dis-

torção.

Da inclinação da reta obtém-se o valor de C_0 igual a 1,14, e de sua intersecção com o eixo de V_2 , o valor de V_{2j} igual a 0,16 m/s. Neste caso, os desvios em relação aos valores médios para o escoamento em bolhas e o escoamento pistonado, são da ordem de 5% e 24%, respectivamente, e justificam os valores assumidos nas equações (3.12) e (4.26) dos modelos analíticos.

6.4. AS CURVAS DE TRANSIÇÃO BOLHAS-PISTONADO E PISTONADO-AGITANTE. COMPARAÇÃO COM OS RESULTADOS ANALÍTICOS E OUTROS ENSAIOS.

A curva de transição entre os regimes de escoamento em bolhas e pistonado representa, como já ressaltado, uma condição intermediária do escoamento entre os limites superior do escoamento em bolhas e inferior do escoamento pistonado, obtida através da análise do sinal temporal da sonda de condutividade. A transição pistonado-agitante é estabelecida quando o início do processo de rompimento dos pistões gasosos é identificado, utilizando-se da mesma instrumentação.

Na figura 6.21 apresentam-se os resultados experimentais para a transição bolhas-pistonado, referente à utilização do conjunto de borbulhadores capilares e borbulhador sinterizado. As curvas foram obtidas a partir da aplicação do método dos mínimos quadrados. Observa-se que a forma de injeção de ar no escoamento de água tem influência sobre a transição bolhas-pistonado, principalmente em velocidades superficiais baixas. Embora esta diferença não seja acentuada, há uma consistência relativamente aos resultados obtidos com cada um dos borbulhadores, isto é, o tamanho da bolha afeta a transição. Quanto menor o tamanho das bolhas, mais

difícil será o processo de coalescência, o que justificaria o retardamento da transição observado na figura 6.21, para o borbulhador poroso. Para a velocidade superficial média do líquido da ordem de 0,75 m/s, há um desvio de cerca de 10% entre os valores das velocidades do gás, diferença esta que se reduz progressivamente para valores mais elevados das velocidades superficiais.

O ensaio fotográfico já havia revelado uma uniformidade no tamanho das bolhas, entre os dois tipos de borbulhadores, para velocidades superficiais médias da ordem de 0,75 m/s. Assim, pode-se inferir que o tamanho médio das bolhas pode ser um dos parâmetros a afetar a transição do escoamento em bolhas para o escoamento pistonado, já que afeta a coalescência das bolhas.

Na figura 6.22 são mostradas as curvas generalizadas de transição bolhas-pistonado, obtidas a partir de dados experimentais para o conjunto de borbulhadores capilares e o borbulhador sinterizado. Nela são realçadas as diferenças entre os resultados proporcionados pelos borbulhadores, confirmando a tendência anteriormente comentada.

Na figura 6.23 as curvas de transição experimentais referentes aos borbulhadores capilar e sinterizado, estão traçadas em conjunto com as curvas dos novos modelos, propostos neste trabalho. Nestes, a relação funcional entre a fração de vazio média da fase gasosa e a velocidade da mistura, equação (6.4), foi utilizada na determinação das curvas. As curvas referentes aos modelos da velocidade relativa local e do escoamento em partícula deformada mostram melhor concordância com as curvas experimentais, que as curvas do modelo do escoamento turbulento-agitante em bolhas, principalmente nas velocidades superficiais mais baixas. Para as velocidades superficiais mais elevadas, entretanto, a diferença é suficientemente pequena para tornar inconclusiva qualquer

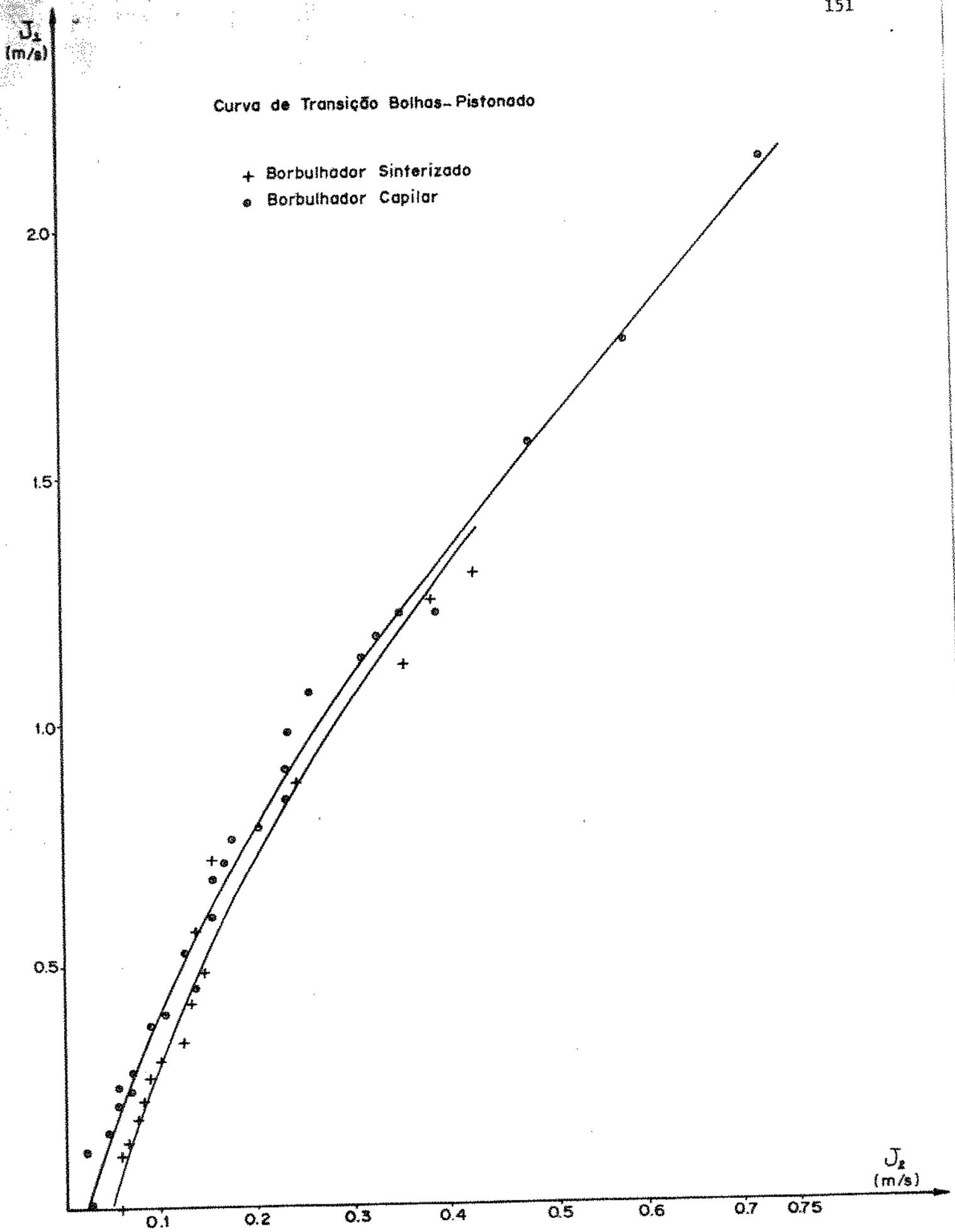


Fig. (6.21) - Curvas experimentais de transição bolhas-pistonado.

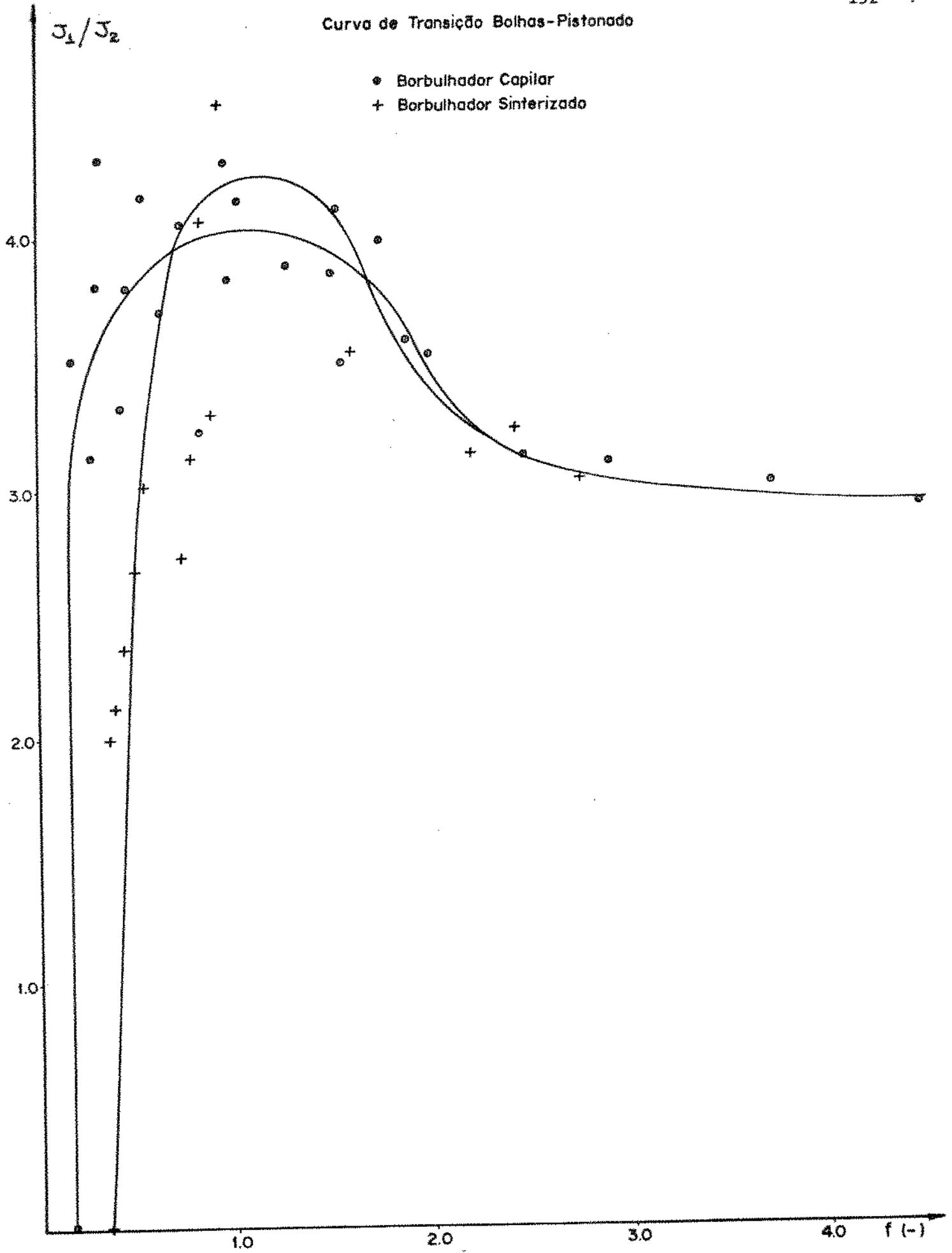


Fig. (6.22) - Curvas experimentais de transição bolhas-pistonado.

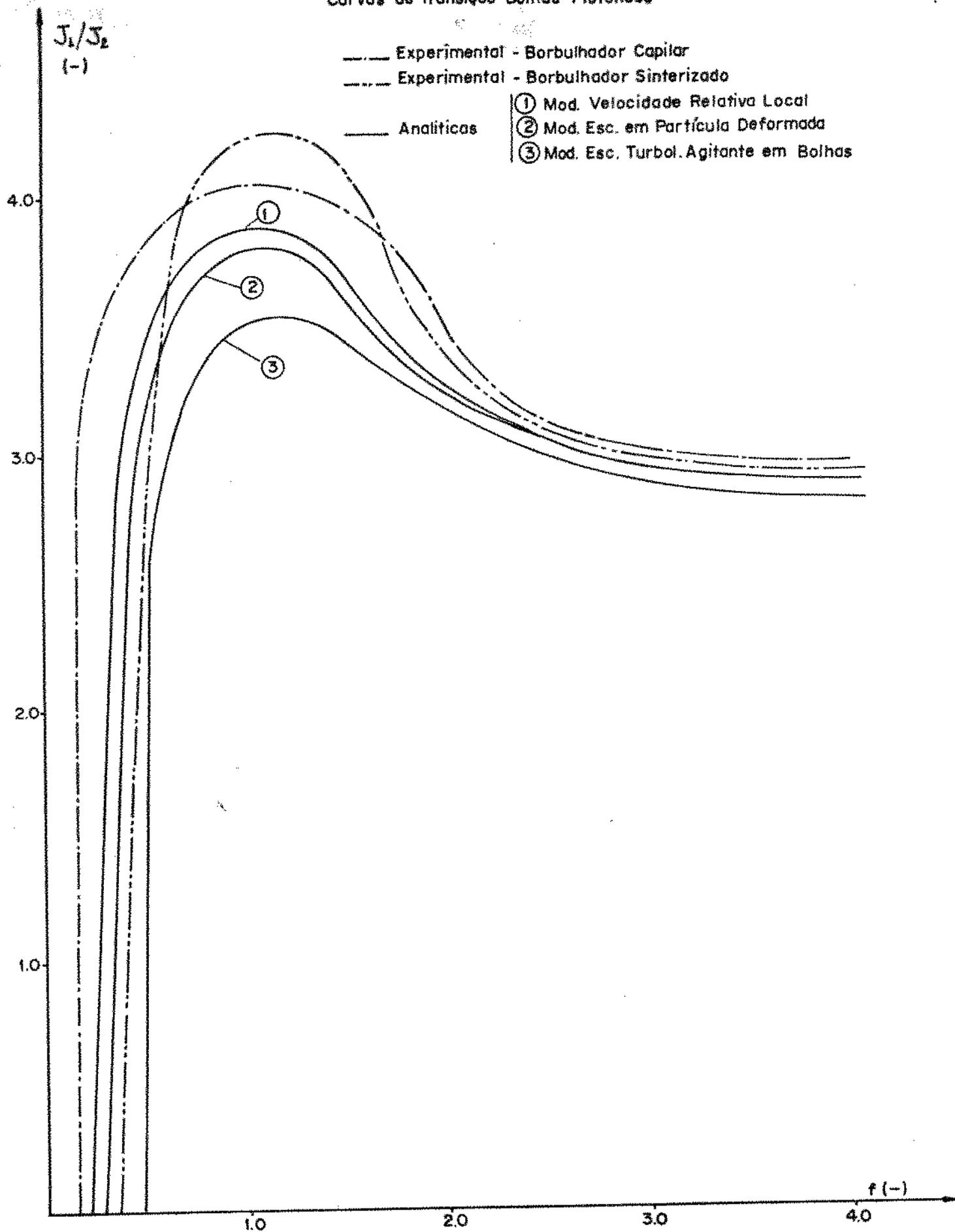


Fig. (6.23) - Transição bolhas-pistonado. Curvas analíticas e experimentais.

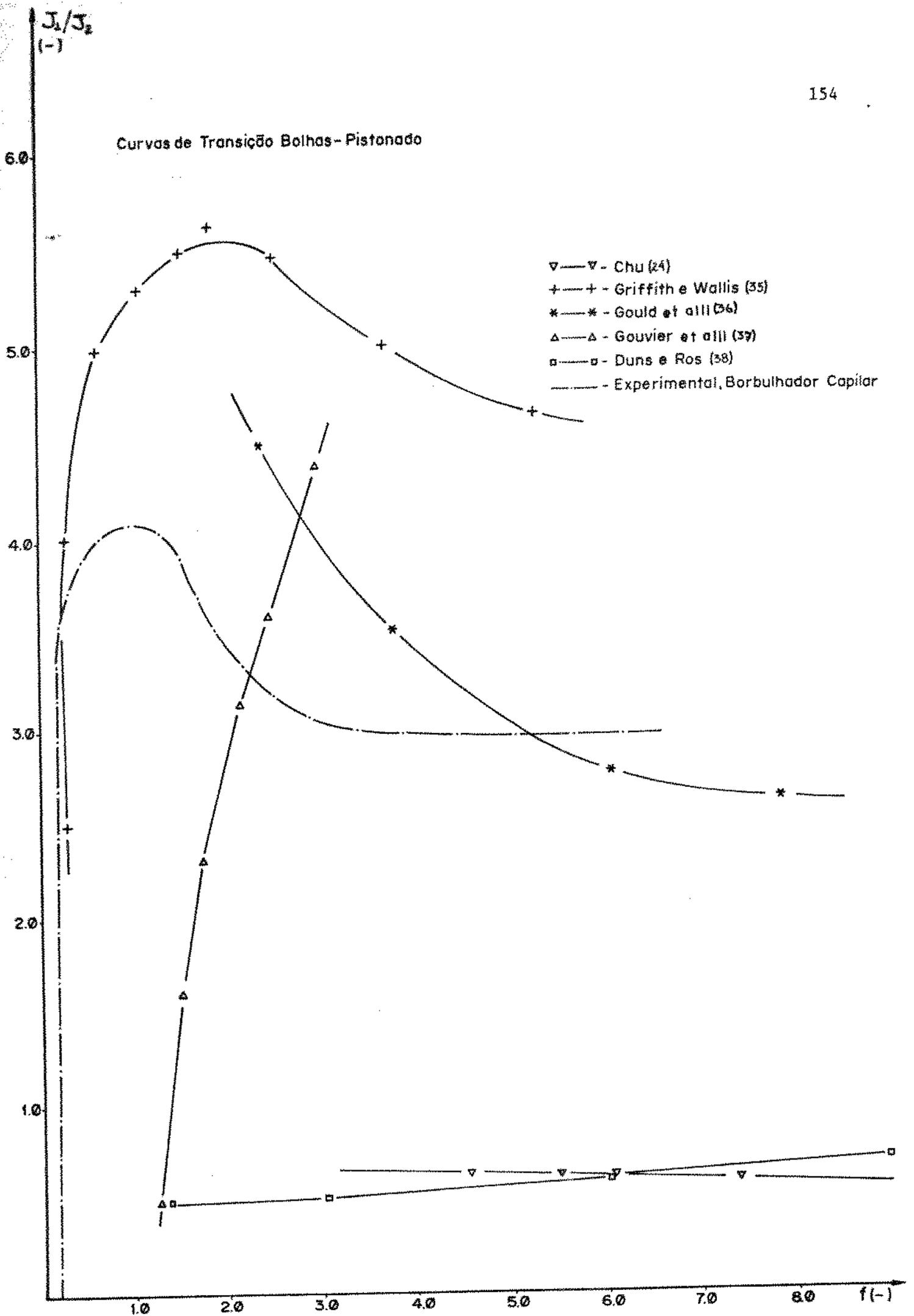


Fig. (6.24) - Transição bolhas-pistonado. Curvas experimentais diversas.

definição sobre que modelo de transição é o mais adequado. Em termos médios, porém, como já havia sido observado na análise da curva $V_2 \times J$, o modelo de escoamento em partícula deformada e, em consequência, o modelo da velocidade relativa local, se correlacionam melhor com os resultados experimentais.

Na figura 6.24 podem ser observadas curvas experimentais obtidas por outros pesquisadores, e a curva experimental para borbulhador capilar, obtida neste trabalho, para efeito de comparação. As distintas curvas experimentais apresentam resultados díspares, derivados, em alguns casos, da análise subjetiva da distribuição das fases no escoamento. Chu [24], por exemplo, apesar de contar com fotografias do escoamento e com sinais de sonda de condutividade, baseia sua classificação principalmente na análise visual direta do escoamento em uma seção transparente. De qualquer forma, os resultados experimentais aqui obtidos assumem sempre valores intermediários entre os valores-limite determinados em outros trabalhos.

A figura 6.25 mostra os dados experimentais referentes à transição pistonado-agitante, e a curva resultante, obtida por ajuste polinomial utilizando-se o método dos mínimos quadrados. No caso, não há diferença significativa entre as curvas derivadas da utilização do conjunto de borbulhadores capilares e o borbulhador sinterizado. Na figura 6.26 a mesma curva convencional de transição pistonado-agitante é traçada juntamente com as curvas analíticas do modelo alternativo, para os conjuntos de valores $(R_{2bp} = 0,25; L_g/L=0,7)$ e $(R_{2bp} = 0,25; L_g/L=0,8)$, para comparação. Verifica-se que, se a curva analítica para $L_g/L=0,8$ se ajusta melhor aos dados experimentais no limite inferior das velocidades superficiais do líquido e do gás, o comportamento da curva experimental indica uma redução acentuada da fração de vazio médio com as va-

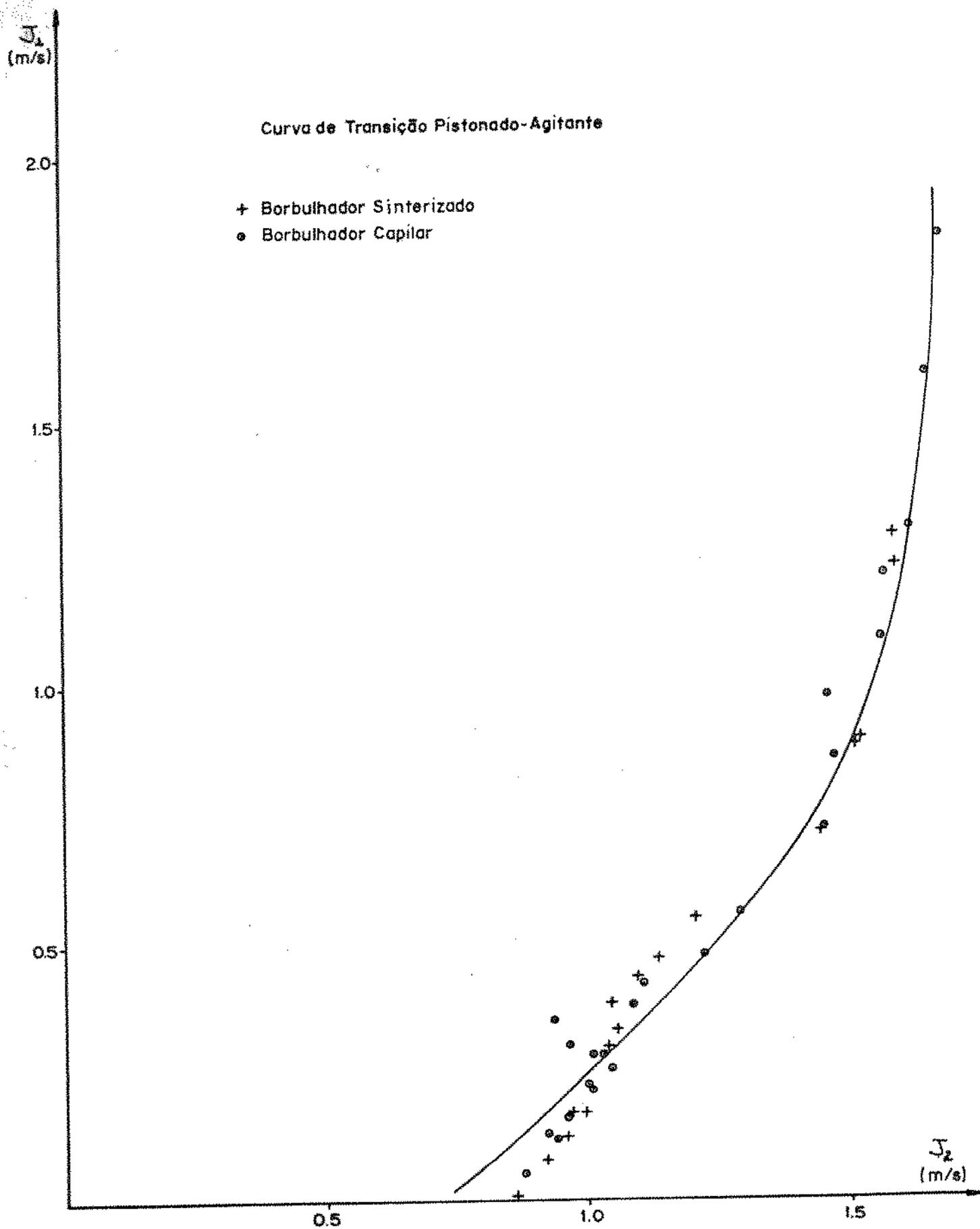


Fig. (6.25) - Curva experimental de transição pistonado-agitante.

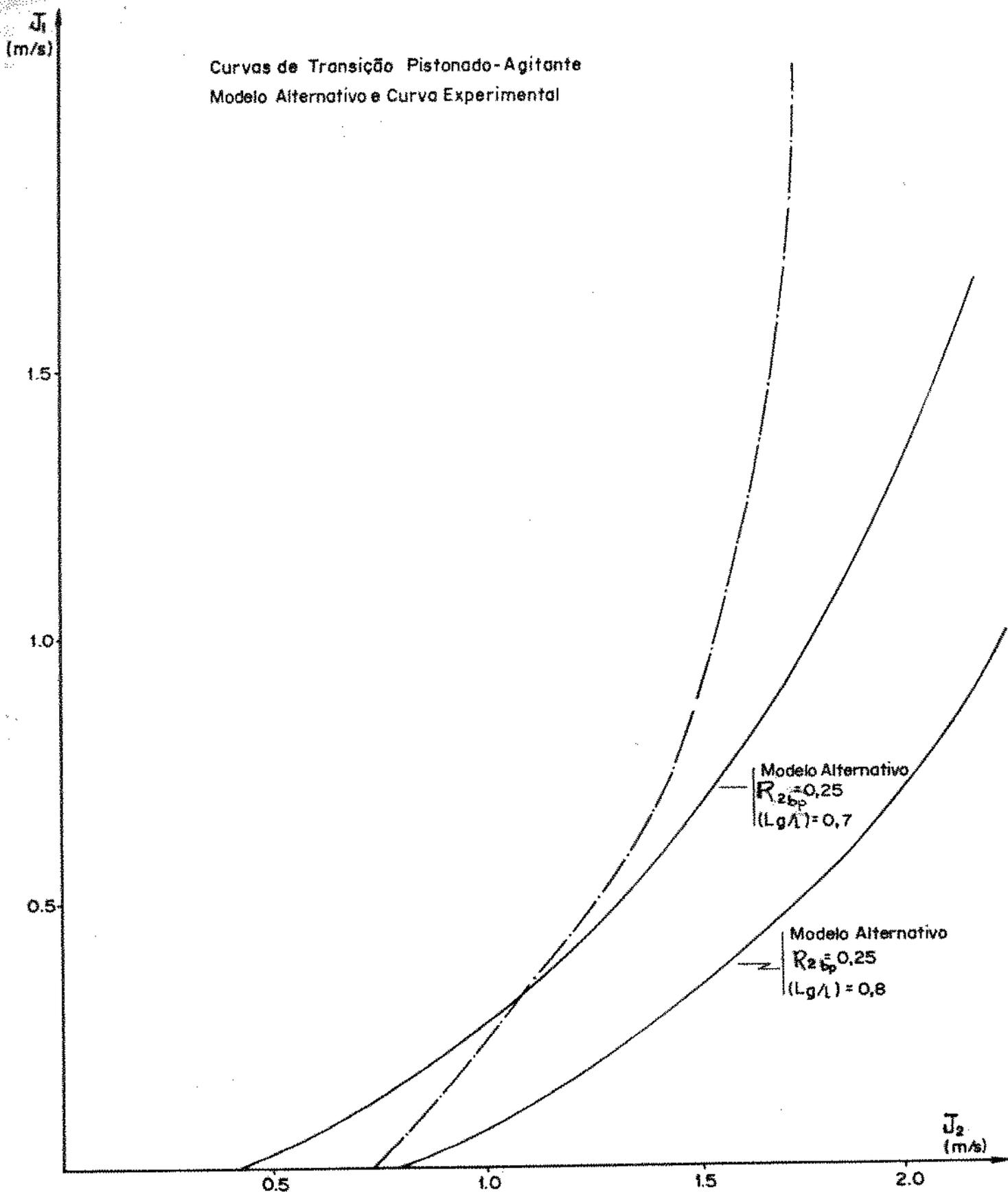


Fig. (6.26) - Transição pistonado-agitante. Curvas análticas e experimental.

zões volumétricas crescentes de líquido e gás. Este fato já havia sido constatado, seja pela análise fotográfica do escoamento, ou pela análise dos gráficos da função densidade de probabilidade, ou ainda pela medição da fração de vazio média na transição, figura 6.18. Como a redução de R_2 se manifesta também pelo aumento da espessura de filme de líquido descendente na periferia do pistão gasoso, como mostram os ensaios fotográficos do escoamento pistonado, não há uma dedução conclusiva sobre a evolução do comprimento relativo do pistão de gás, isto é, L_g/L , parâmetro utilizado nos modelos para caracterizar a transição. Em suma, a redução de R_2 com o aumento da velocidade média da mistura se dá tanto pela redução do comprimento relativo do pistão de gás, quanto pelo aumento da espessura do filme de líquido descendente.

Na figura 6.27 as mesmas curvas são mostradas, em conjunto com curvas experimentais obtidas por outros pesquisadores. Da mesma forma que na transição bolhas-pistonado, os dados experimentais obtidos se situam entre os valores-limite de outras curvas experimentais. Na figura 6.28 as curvas experimentais são mostradas na forma adimensional, e verifica-se, novamente, que o modelo proposto correlaciona adequadamente os resultados experimentais, obtidos não só neste trabalho, mas também aqueles da literatura. O modelo foi adotado aplicando-se os seguintes conjuntos de valores ($R_{2bp}=0,25$; $L_g/L=0,7$) e ($R_{2bp}=0,25$; $L_g/L=0,8$).

As curvas foram obtidas adotando-se um valor constante de fração de vazio, restrita à ocorrência do pistão de líquido, igual a 0,25, isto é, o valor limite para o escoamento em bolhas, considerando-se os dados experimentais de transição bolhas-pistonado, obtidos neste trabalho. Os ensaios fotográficos do escoamento pistonado efetivamente registram uma alta concentração de bolhas nos pistões de líquido intermediários aos pistões gasosos, re

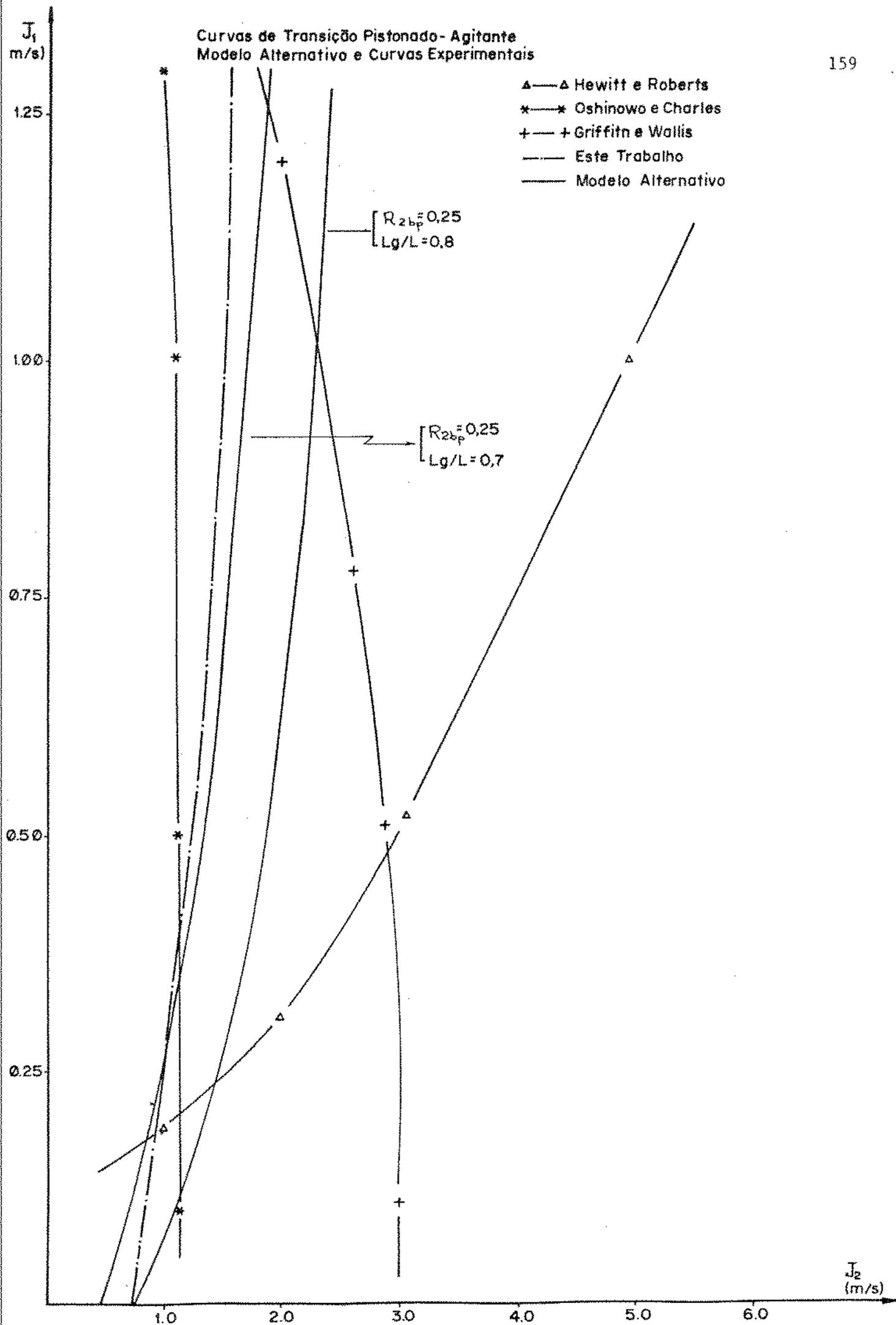


Fig. (6.27) - Transição pistonado-agitante. Curvas analíticas e experimentais.

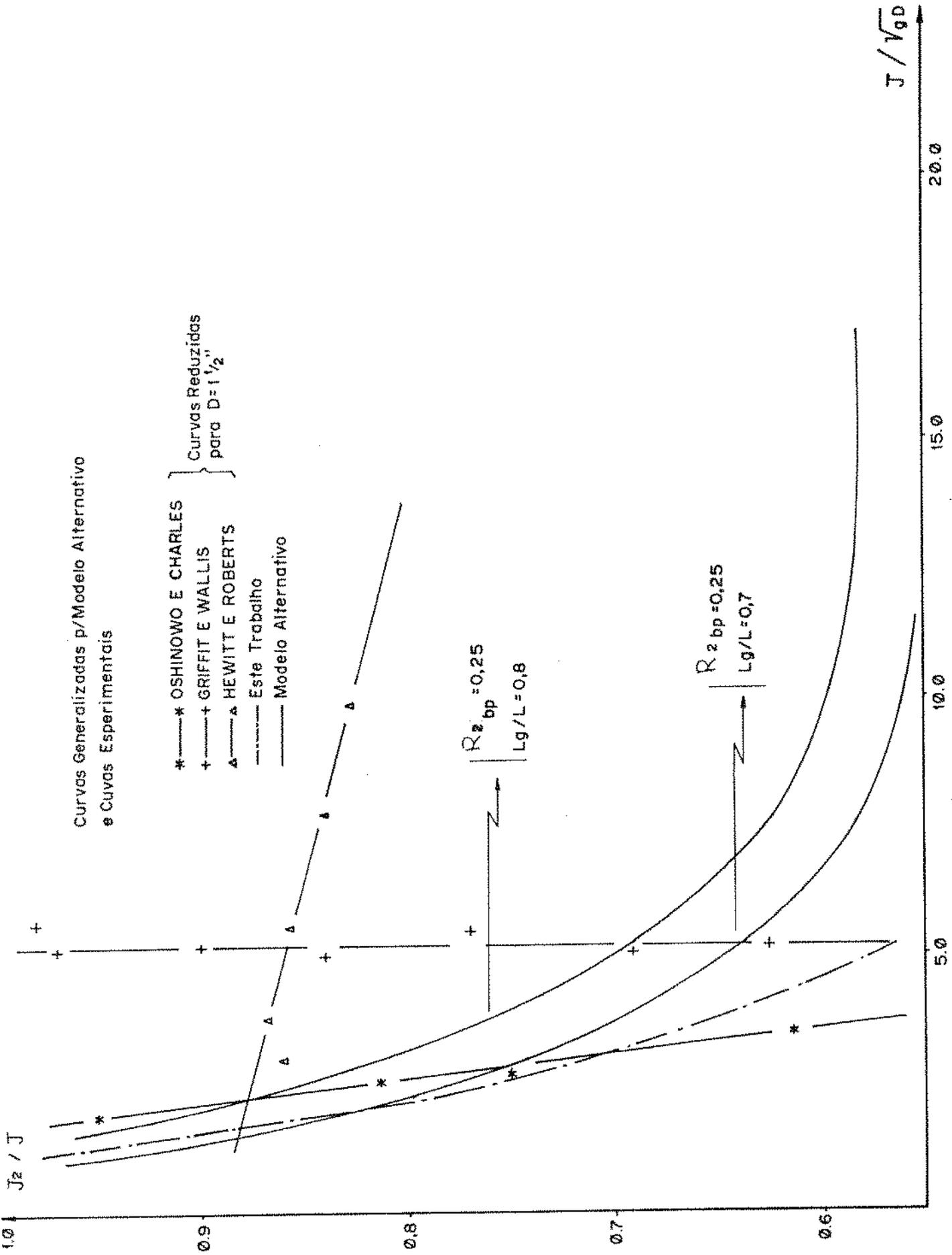


Fig. (6.28) - Transição pistonado-agitante. Curvas analíticas e experimentais.

sultante do elevado grau de turbulência do escoamento, provocado pelos vórtices na esteira dos pistões gasosos.

7. CONCLUSÃO E RECOMENDAÇÕES

As transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante em um escoamento bifásico vertical ascendente e adiabático foram estudadas neste trabalho, seja do ponto de vista analítico, para a obtenção de modelos para as transições, ou experimentalmente.

Os modelos até então disponíveis apresentavam desvios significativos, entre as curvas de transição resultantes e resultados experimentais, sugerindo o desenvolvimento de modelos alternativos ou refinamentos nas equações utilizadas. Para a transição bolhas-pistonado, recorria-se a equações topológicas baseadas em valores médios para expressar o movimento relativo entre as fases: a velocidade relativa média, ou a velocidade de deslizamento média, eram consideradas iguais à velocidade de ascensão de uma bolha isolada em um meio fluido em repouso. Desenvoveram-se, então, modelos baseados em velocidades locais, a fim de se considerar o efeito que o movimento de uma bolha determinada exerce sobre o campo de velocidades do fluido, e o efeito da distribuição de bolhas, na seção transversal ao escoamento, sobre o movimento relativo do conjunto de bolhas.

Os resultados obtidos efetivamente mostraram que quando se expressa o movimento relativo local entre as fases pela velocidade de ascensão de uma bolha isolada em um meio fluido em repouso, e se considera a influência da distribuição das bolhas na seção transversal ao escoamento, os resultados experimentais obtidos são melhor correlacionados. Dentre os analisados, o modelo de escoamento em partícula deformada e o modelo da velocidade relativa local expressaram melhor a transição bolhas-pistonado, principalmente para velocidades superficiais baixas.

Para a transição pistonado-agitante adotou-se um modelo físico já estabelecido, e procedeu-se ao refinamento de equações utilizadas, com o intuito de considerar a influência da presença de bolhas no filme líquido descendente na periferia do pistão gasoso. À medida em que aumentam as velocidades superficiais do gás e do líquido na transição, a espessura do filme líquido descendente tende a aumentar, assim como aumenta nele a presença de bolhas. A alteração introduzida contempla este efeito.

Outra importante observação para o modelamento adequado da transição pistonado-agitante, é a que não se pode considerar um valor único e constante para o comprimento relativo do pistão de gás (a razão entre o comprimento médio do pistão de gás e a distância entre dois pistões consecutivos no escoamento). Quando se compara os resultados do modelo proposto com dados experimentais, estes são melhor correlacionados, à medida em que aumentam as velocidades superficiais na transição, quando se considera valores decrescentes para o comprimento relativo do pistão gasoso.

Para se obter dados experimentais próprios das transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante, projetou-se e construiu-se um circuito para escoamento bifásico água-ar, que possibilitará a continuidade de estudos relacionados às configurações do escoamento e suas transições. Da mesma forma, com alguns implementos, este circuito poderá também ser utilizado no estudo de processos de transferência de calor relacionados às configurações do escoamento.

As técnicas experimentais utilizadas na determinação das transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante (ensaio fotográfico do escoamento e análise de sinais de sonda de condutividade posicionada no centro da tubulação) já haviam sido utilizadas anteriormente para a determinação de características dinâmicas das

distintas configurações de um escoamento bifásico. Neste trabalho, entretanto, mostrou-se que a combinação destas técnicas pode ser também utilizada na identificação das transições. A observação direta do sinal temporal, a densidade de probabilidade e a densidade espectral, em conjunto ou associadas à análise de fotografias do escoamento, permitiram que se estabelecessem critérios objetivos para a identificação das transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante.

Como sequência deste trabalho, pretende-se criar condições para que a transição entre as configurações associadas às vazões mais elevadas, agitante e anular, seja também estudada. Para tanto, o circuito de bifásico deve ser modificado, no sentido de se reduzir a perda de carga no ramal que conecta a saída da seção de teste com o tanque de descarga. Deve-se prever, também, que a alimentação de ar seja realizada por uma fonte de armazenamento e compressor de maior capacidade que os atuais, a fim de que sejam eliminadas as flutuações de pressão de alimentação, observadas quando do estabelecimento do escoamento agitante, em altas vazões de água e ar.

Observou-se, durante o desenvolvimento do trabalho, que há questões controvertidas, relacionadas ao movimento relativo entre as fases, e que são passíveis de um estudo detalhado. O movimento relativo médio é sempre determinado a partir da velocidade terminal de uma bolha isolada, em um meio infinito em repouso. As correções introduzidas, que buscam contemplar os efeitos da concentração local da fase gasosa, e de sua distribuição na seção transversal, não tem base experimental ampla. A utilização de uma sonda de condutividade dupla e a utilização de técnicas adequadas de análise de sinais, permitiria a determinação simultânea das distribuições da velocidade e fração de vazio da fase gasosa e,

em decorrência, de uma velocidade média consistente.

O efeito do processo de injeção de ar no escoamento de água é outro fenômeno de interesse. Borbulhadores de diferentes porosidades, instalados em meio ao fluxo de água, e a injeção de ar através da parede da tubulação, podem induzir efeitos diversos sobre os perfis de velocidade e fração de vazio, e sobre o processo de transição bolhas-pistonado.

APENDICE 1. ELEMENTOS DE MEDIDA DE VAZÃO DE ÁGUA E AR. DADOS CONSTRUTIVOS, INCERTEZA DE MEDIDAS E PARAMETRIZAÇÃO

ELEMENTOS DE MEDIDA DE VAZÃO DE ÁGUA

O fluxo volumétrico de água na seção de teste, necessário à determinação da velocidade superficial média da água, e outras variáveis relativas ao modelo de difusão unidimensional de um escoamento bifásico, foi determinado através de duas placas de orifício de borda chanfrada, construídas de acordo com norma da ASME [39], e cujas características são:

Placa 01

Material : aço inox 316

Diâmetro do orifício : $d=0,013\text{m}$

Espessura da placa : $e=0,0032\text{m}$ (1/8")

Perda de carga : $Z \approx 0,7\Delta H$

Tomadas de pressão tipo vena contracta

* entrada - 1D (1 diâmetro da tubulação)

* saída - 0,85D

Poço do termômetro - 6D

Placa 02

Material : aço inox 316

Diâmetro do orifício : $d=0,020\text{m}$

Espessura da placa : $e=0,0032\text{m}$

Perda de carga : $Z \approx 0,9\Delta H$

Tomadas de pressão tipo vena contracta

* entrada - 1D

*saída - 0,85D

Poço de termômetro - 6D

As placas de orifício foram submetidas a uma calibração primária, através de medidas de volume e tempo. O volume foi determinado, indiretamente, em uma balança Filizola Modelo 160, de capacidade máxima de carga de 300 kgf. O intervalo de tempo de acumulação de água no reservatório da balança foi determinado com um cronômetro. A temperatura da água foi determinada com um termômetro de bulbo de mercúrio Hg, aferido contra um termômetro de precisão. A diferença de pressão nas placas de orifício foi determinada com manômetros U de tetracloreto de carbono (CCl_4) ou mercúrio (Hg). Na realização da aferição das placas, e de sua calibração, os seguintes valores foram considerados:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{H}_2\text{O}} &= 997,2 \text{ kg/m}^3 \text{ (densidade da água)} \\ \rho_{\text{CCl}_4} &= 1.556,0 \text{ kg/m}^3 \text{ (densidade do } \text{CCl}_4\text{)} \\ \rho_{\text{Hg}} &= 13.600 \text{ kg/m}^3 \text{ (densidade do mercúrio)} \\ g &= 9,79 \text{ m/s}^2 \text{ (aceleração da gravidade local)} \\ T_p &= 25,0^\circ\text{C} \text{ (temperatura de referência)} \end{aligned}$$

Para a incerteza absoluta de $\pm 50\text{g}$ na determinação do peso da água de balança (menor divisão de 100g), e a incerteza absoluta de $\pm 0,1\text{s}$ na determinação do tempo (tempo de resposta do operador do cronômetro), a incerteza relativa máxima da determinação do fluxo volumétrico de água nas placas de orifício foi, para o conjunto de dados experimentais utilizados na aferição, de 0,8%. Entretanto, se a medida de diferença de pressão apresenta uma incerteza absoluta de $\pm 0,5 \text{ mm}$ (metade da menor divisão dos manômetros utilizados), a incerteza relativa máxima na aferição corres-

pondeu a 0,65%.

Os dados obtidos na aferição das placas foram parametrizados, para facilidade de aplicação, por equações do tipo

$$\dot{Q} = a(\Delta H)^b,$$

para \dot{Q} dado em metros cúbicos por segundo e ΔH em metros de coluna de água. Os valores obtidos foram:

$$\text{Placa 1: } a = 4,507 \times 10^{-4} \quad \text{e } b = 0,489$$

$$\text{Placa 2: } a = 1,07 \quad \text{e } b = 0,450$$

O desvio máximo entre as curvas ajustadas e os pontos experimentais da aferição é de 3%, valor razoável quando se considera a caracterização de um fenômeno como as transições entre os modelos de escoamento em um escoamento bifásico.

ELEMENTOS DE MEDIDA DE VAZÃO DE AR

O fluxo volumétrico de ar na seção de teste foi determinado com duas placas de orifício, cujas características construtivas são:

Placa 01

Material: aço inox 316

Diâmetro do orifício: $d = 0,0035\text{m}$

Espessura da placa: $e = 0,0032\text{m}$ (1/8")

Perda de carga: $Z \cong 0,9 \Delta H$

Tomadas de pressão tipo "vena contracta"

* entrada - 1D

* saída - 1D

Poço do termômetro - 6D

Placa 02

Material: aço inox 316

Diâmetro do orifício: $d = 0,0050\text{m}$

Espessura da placa: $e = 0,0032\text{m}$ (1/8")

Perda de carga: $Z \cong 0,9 \Delta H$

Tomadas de pressão tipo "vena contracta"

* entrada - 1D

* saída - 1D

Poço do termômetro - 6D

As placas de orifício de ar foram submetidas à calibração secundária. A placa 01 foi aferida contra um medidor de deslocamento positivo, em baixas vazões, e contra um laminador de fluxo Merian 50MHIO-4NT, em vazões mais elevadas. A placa 02, utilizada para vazões elevadas de ar, foi aferida somente contra o laminador de fluxo acima citado. Foram utilizados, na aferição das placas de orifício para ar, de acordo com os vários níveis de diferença de pressão verificados: micromanômetro Merian modelo 34FB-2 TM, manômetro inclinado de poço Merian 40HE35-WM e manômetro U de CCl_4 ou Hg. Termômetros de mercúrio marca Hg foram utilizados para a determinação da temperatura do fluxo de ar no laminador, rotâmetro de deslocamento positivo e placas de orifício.

Para a determinação da incerteza de cálculo da vazão volumétrica de ar, na aferição das placas de orifício, considerouse que a incerteza referente à curva de aferição do laminador de

fluxo, fornecida pelo fabricante, era nula. Assim, a curva de aferição padrão, isto é, referente à pressão padrão de 9,64 mmH₂O e temperatura padrão de 293,15°K, foi determinada com uma incerteza relativa sempre menor ou igual a $\pm 2,5\%$, valor este calculado para a vazão de aferição de cerca de $5,0 \times 10^{-5}$ m³/s.

Da mesma forma que para as placas de orifício de água, os dados de aferição das placas de orifício de ar foram parametrizados por curvas do tipo

$$\dot{Q} = a(\Delta H)^b$$

para \dot{Q} dado em m³/s e ΔH em mmH₂O. Os valores obtidos foram:

$$\text{Placa 01: } a=3,20 \times 10^{-5}, b=0,51 \text{ para } \dot{Q} < 1,50 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}, \text{ e}$$

$$a=2,87 \times 10^{-5}, b=0,52 \text{ para } \dot{Q} > 1,50 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$$

$$\text{Placa 02: } a=7,52 \times 10^{-5}, b=0,5$$

O desvio máximo entre a curva ajustada e os dados experimentais de aferição foi da ordem de 8%, nas vazões inferiores a $1,5 \times 10^{-4}$ m³/s. Considerando-se que durante os testes verificou-se sempre uma oscilação de pressão, no manômetro diferencial acoplado às placas de orifício de medida de vazão de ar, de cerca de $\pm 5\%$, em média, com relação ao valor considerado, as parametrizações foram adotadas, pela agilização que trouxeram ao processo de determinação da vazão de ar, sem comprometimento da incerteza natural das medidas.

APÊNDICE 2. DADOS EXPERIMENTAIS, REDUÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

As tabelas A.2.1, A.2.2, A.2.3 e A.2.4 trazem os dados experimentais referentes à caracterização das transições bolhas-pistonado e pistonado-agitante, discriminados em função do tipo de borbulhador utilizado.

As tabelas A.2.5, A.2.6, A.2.7 e A.2.8 trazem as variáveis de interesse do modelo de difusão unidimensional, calculadas a partir dos dados experimentais.

A velocidade superficial J_1 é a razão entre a vazão volumétrica da água, medida na placa de orifício correspondente, e a área da seção transversal da tubulação na seção de teste. Para calcular a velocidade superficial média do ar, a vazão volumétrica medida na placa de orifício deve ser corrigida considerando-se a pressão na seção de visualização.

A fração de vazio média R_2 é a fração de vazio na seção transversal ao escoamento referente à posição da sonda de condutividade. Assim, a fração de vazio média volumétrica, determinada com o bloqueio das válvulas de fechamento rápido, deve ser corrigida levando-se em consideração a variação de pressão do escoamento ao longo da seção de teste. Se o volume interno à tubulação, entre as válvulas de fechamento rápido, corresponde a 2270 ml,

$$R_2 = k(2270 - V_{r_{st}}) \frac{100}{2270} [\%]$$

onde o coeficiente k considera a variação de pressão ao longo do escoamento, entre as válvulas de fechamento rápido. Este coeficiente é função da distância entre as válvulas e da própria fração de vazio volumétrica. Para simplificar o procedimento de cál-

culo de R_2 , adotou-se valores constantes para k , referentes à transição bolhas-pistonado - $k=1,05$ -, ou à transição pistonado agitante - $k=1,03$.

As velocidades V_1 e V_2 são calculadas pelas equações

$$V_1 = J_1 / (1 - R_2) \quad [\text{m/s}] \quad , \quad e$$

$$V_2 = J_2 / R_2 \quad [\text{m/s}]$$

A densidade ρ_2 é dada por

$$\rho_2 = \frac{[(P_{st} \times 12,6 - 1750 + 9640) \times 1,14]}{9640} \quad [\text{kg/m}^3],$$

onde o termo $[(P_{st} \times 12,6) - 1750 + 9640]$ é a pressão absoluta na seção de visualização, calculada levando-se em consideração a diferença de cota de instalação do manômetro U de mercúrio.

Finalmente, a velocidade da mistura V_m , calculada por

$$V_m = \frac{[(1 - R_2) \rho_1 V_1 + R_2 \rho_2 V_2]}{\rho_m}$$

TABELA A.2.1 - Dados experimentais referentes à transição bolhas-pistonado. Borbulhador capilar.

TRANSIÇÃO BOLHAS-PISTONADO									
		AR				ÁGUA			
BORB.	PLACA	ΔH_{ar} H ₂ O	T _{ar} °C	P _{lar} mmHg	P _{st} mmHg	Placa	ΔH_{H_2O} mmCCl ₄	T _{H₂O} °C	V _{RH₂O st} ml
C05	01	0,020	27,0	200	152	01	0	30,0	1960
C05	01	0,060	27,0	190	136	01	277	30,0	1980
C05	01	0,120	27,0	185	100	01	670	30,0	1930
C05	01	0,030	28,0	180	136	01	170	29,0	1980
C05	01	0,075	28,0	190	136	01	518	28,5	1950
C05	01	0,085	28,0	190	130	01	735	27,5	1940
C05	01	0,140	28,0	180	135	01	936	27,0	1940
C05	01	0,200	28,0	190	120	01	1280	27,0	1910
							mmHg		
C05	01	0,270	25,0	150	60	01	85	29,0	1910
C05	01	0,400	25,0	140	64	01	105	29,0	1870
C05	01	0,400	25,0	140	74	01	138	29,0	1910
C05	01	0,550	25,0	178	90	01	185	29,0	1891
C10	01	0,55	29,0	204	100	01	243	27,0	1910
C10	01	0,65	29,0	220	110	01	260	27,0	1910
C10	01	0,70	29,0	240	120	01	300	27,0	1900
C10	01	0,85	29,0	285	140	01	330	27,0	1890
C10	01	1,10	29,0	315	150	01	370	27,0	1870
C10	01	1,00	29,0	365	180	01	425	27,0	1870
C15	01	0,95	27,5	400	190	01	512	29,0	1860
C15	01	1,25	27,0	425	210	01	602	28,5	1860
C15	01	1,65	27,0	460	220	01	685	28,5	1850
C15	01	1,85	27,0	480	250	01	728	28,5	1830
C15	01	2,20	27,0	510	290	01	790	28,5	1820
		mmCCl ₄							
C15	01	55	27,0	530	320	02	140	28,0	1800
C15	01	90	27,0	580	350	02	220	27,0	1780
C15	01	115	27,0	620	380	02	320	27,0	1780
C15	01	175	27,0	660	420	02	480	27,0	1750

TABELA A.2.2 - Dados experimentais referentes à transição bolhas-pistonado. Borbulhador sinterizado.

TRANSIÇÃO BOLHAS-PISTONADO									
AR						ÁGUA			
BORB.	PLACA	ΔH_{ar} $''H_2O$	T_{ar} $^{\circ}C$	P_{lar} mmHg	P_{st} mmHg	PLACA	ΔH_{H_2O} mmCCl ₄	T_{H_2O} $^{\circ}C$	V_{RH_2O} st ml
S	01	0,080	29,0	195	140	01	0	27,0	1890
S	01	0,090	29,0	195	140	01	173	27,0	1890
S	01	0,110	29,0	190	135	01	212	27,0	1890
S	01	0,140	29,0	180	125	01	366	27,0	1890
S	01	0,160	29,0	180	125	01	532	27,0	1890
S	01	0,200	29,0	170	115	01	808	27,0	1890
S	01	0,250	29,0	165	110	01	1010	27,0	1880
S	01	0,380	29,0	155	100	01	1305	27,0	1880
							mmHg		
S	01	0,460	28,0	130	86	01	92	28,0	1880
S	01	0,570	28,0	130	90	01	122	28,0	1870
S	01	0,690	28,0	150	105	01	167	27,5	1860
S	01	0,890	28,0	160	120	01	270	27,0	1860
S	01	2,00	28,0	215	170	01	403	27,0	1840
		mmCCl ₄							
S	01	65	28,0	275	220	01	665	27,0	1810
S	01	75	28,0	330	275	01	830	27,0	1800
S	01	90	28,0	380	320	01	900	27,0	1800

TABELA A.2.3 - Dados experimentais referentes à transição pistona do-agitante. Borbulhador capilar.

TRANSIÇÃO PISTONADO-AGITANTE									
AR						ÁGUA			
BORB.	PLACA	ΔH_{ar} $^{\circ}H_2O$	T_{ar} $^{\circ}C$	P_{lar} mmHg	P_{st} mmHg	PLACA	ΔH_{H_2O} mmCCl ₄	T_{H_2O} $^{\circ}C$	$V_{R_{H_2O}}$ st ml
C30	02	3,7	21,0	270	140	01	30	26,0	740
C30	02	4,1	21,0	305	160	01	155	26,0	760
C30	02	4,0	21,0	205	160	01	170	26,0	740
C30	02	4,2	21,0	310	160	01	270	26,0	800
C30	02	4,2	21,0	320	160	01	300	26,0	820
C30	02	4,4	21,0	330	160	01	470	26,0	840
C30	02	4,3	21,0	340	160	01	560	26,0	840
C30	02	4,7	21,0	340	160	01	700	26,0	820
C30	02	4,7	21,0	350	170	01	885	26,0	820
C30	02	4,5	21,0	350	170	01	890	26,0	820
C30	02	4,2	21,0	340	170	01	1085	26,0	840
C30	02	4,1	21,0	320	180	01	1350	26,0	940
							mmHg		
C30	02	4,5	20,0	370	180	01	64	25,0	940
C30	02	5,0	20,0	405	190	01	85	25,0	980
C30	02	5,5	20,0	480	220	01	117	25,0	980
C30	02	5,8	20,0	535	240	01	155	25,0	1100
		mmCCl ₄							
C30	02	120	21,0	550	260	01	270	24,0	1080
C30	02	135	21,0	570	330	01	385	24,0	1100
C30	02	145	21,0	585	400	01	502	24,0	1100
C30	02	170	21,0	605	430	01	622	24,0	1120
C30	02	180	21,0	620	470	01	770	24,0	1120
C30	02	195	21,0	640	510	02	160	25,0	1100
C30	02	215	21,0	665	560	02	250	25,0	1120
C30	02	225	21,0	675	580	02	350	25,0	1120

TABELA A.2.4 - Dados experimentais referentes à transição pistonado-agitante. Borbulhador sinterizado.

TRANSIÇÃO PISTONADO-AGITANTE									
AR						ÁGUA			
BORB.	PLACA	ΔH_{ar} $^{\circ}H_2O$	T_{ar} $^{\circ}C$	P_{lar} mmHg	P_{st} mmHg	PLACA	ΔH_{H_2O} mmCCl ₄	T_{H_2O} $^{\circ}C$	V_{RH_2O} st ml
S	02	3,9	21,0	230	140	01	0	24,0	720
S	02	4,0	21,0	290	150	01	67	24,0	740
S	02	4,2	21,0	300	150	01	163	24,0	740
S	02	4,4	21,0	310	160	01	335	24,0	810
S	02	4,5	21,0	320	160	01	612	24,0	840
S	02	4,8	21,0	330	170	01	975	24,0	860
S	02	4,8	21,0	350	170	01	1250	24,0	920
S	02	4,8	21,0	360	190	01	72	25,0	940
S	02	5,1	21,0	390	200	01	95	25,0	970
S	02	5,4	21,0	410	220	01	118	25,0	990
S	02	5,7	21,0	470	240	01	161	25,0	1650
S	02	130	21,0	510	250	01	271	26,0	1150
S	02	140	21,0	540	290	01	407	26,0	1200
S	02	160	21,0	560	380	01	525	26,0	1200
S	02	200	21,0	590	480	01	803	26,0	1200
S	02	215	21,0	600	530	01	885	26,0	1200

TABELA A.2.5 - Variáveis de interesse. Transição bolhas-pistonado.
Borbulhador capilar.

CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO								
TRANSIÇÃO BOLHAS-PISTONADO/BORBULHADOR CAPILAR								
J_1	J_2	J	R_2	V_1	V_2	ρ_2	ρ_m	V_m
m/s	m/s	m/s	%	m/s	m/s	kg/m ³	kg/m ³	m/s
0,00	0,026	0,026	14,3	0,00	0,18	1,16	854,7	0,00
0,15	0,048	0,198	13,3	0,17	0,36	1,13	864,7	0,17
0,24	0,072	0,312	15,6	0,28	0,46	1,08	841,8	0,28
0,12	0,034	0,154	13,3	0,14	0,26	1,13	864,7	0,14
0,21	0,055	0,265	14,8	0,24	0,37	1,13	849,8	0,24
0,25	0,058	0,308	15,2	0,29	0,38	1,12	845,8	0,29
0,28	0,074	0,354	15,2	0,33	0,49	1,13	845,8	0,33
0,33	0,091	0,471	16,6	0,45	0,55	1,11	831,8	0,45
0,40	0,108	0,508	16,6	0,47	0,65	1,02	831,8	0,47
0,45	0,139	0,589	18,5	0,55	0,70	1,03	812,9	0,55
0,52	0,128	0,648	16,6	0,62	0,77	1,04	813,8	0,62
0,60	0,156	0,756	17,5	0,72	0,89	1,07	822,9	0,72
0,68	0,159	0,839	16,6	0,81	0,96	1,08	831,8	0,81
0,71	0,171	0,881	17,6	0,84	0,97	1,10	821,9	0,84
0,76	0,178	0,938	17,1	0,91	1,04	1,11	826,9	0,91
0,79	0,203	0,993	17,5	0,95	1,16	1,14	822,9	0,95
0,84	0,239	1,079	18,5	1,02	1,29	1,16	812,9	1,02
0,90	0,233	1,133	18,5	1,09	1,26	1,20	812,9	1,09
0,98	0,238	1,218	19,0	1,19	1,25	1,22	808,0	1,29
1,06	0,266	1,326	19,0	1,29	1,40	1,24	808,0	1,29
1,13	0,314	1,444	19,4	1,39	1,62	1,26	804,0	1,39
1,17	0,330	1,500	20,4	1,45	1,62	1,30	794,0	1,45
1,21	0,354	1,564	20,8	1,51	1,70	1,36	790,1	1,51
1,22	0,391	1,611	21,7	1,54	1,80	1,41	781,1	1,54
1,49	0,506	1,996	22,7	1,90	2,23	1,45	771,2	1,90
1,77	0,588	2,358	22,7	2,26	2,59	1,50	771,2	2,26
2,13	0,730	2,86	24,0	2,76	3,04	1,56	758,2	2,75

TABELA A.2.6 - Variáveis de interesse. Transição bolhas-pistonado.
Borbulhador sinterizado.

CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO								
TRANSIÇÃO BOLHAS-PISTONADO/BORBULHADOR SINTERIZADO								
J_1	J_2	J	R_2	V_1	V_2	ρ_2	ρ_m	V_m
[m/s]	[m/s]	[m/s]	[%]	[m/s]	[m/s]	[kg/m ³]	[kg/m ³]	[m/s]
0,00	0,057	0,057	17,5	0,00	0,33	1,14	822,9	0,00
0,12	0,060	0,180	17,5	0,14	0,34	1,14	822,9	0,14
0,14	0,066	0,206	17,5	0,17	0,38	1,13	822,9	0,17
0,18	0,076	0,256	17,5	0,22	0,43	1,12	822,9	0,22
0,22	0,082	0,302	17,5	0,26	0,47	1,12	822,9	0,26
0,27	0,090	0,360	17,5	0,32	0,51	1,11	822,9	0,32
0,30	0,100	0,400	18,1	0,36	0,55	1,10	816,9	0,36
0,34	0,124	0,464	18,1	0,41	0,69	1,09	816,9	0,41
0,42	0,134	0,554	18,1	0,51	0,74	1,07	816,9	0,51
0,49	0,148	0,638	18,5	0,59	0,80	1,08	812,9	0,59
0,57	0,140	0,710	19,0	0,70	0,74	1,10	807,9	0,70
0,72	0,158	0,878	19,0	0,88	0,83	1,12	807,9	0,88
0,87	0,245	1,115	19,8	1,07	1,24	1,18	800,0	1,07
1,12	0,356	1,476	21,3	1,42	1,67	1,25	785,1	1,42
1,25	0,386	1,636	21,7	1,60	1,78	1,32	781,1	1,60
1,30	0,428	1,728	21,7	1,66	1,97	1,41	781,1	1,66

TABELA A.2.7 - Variáveis de interesse. Transição pistonado-agitante. Borbulhador capilar.

CARACTERÍSTICA DO ESCOAMENTO								
TRANSIÇÃO PISTONADO-AGITANTE/BORBULHADOR CAPILAR								
J_1 m/s	J_2 m/s	J m/s	R_2 %	V_1 m/s	V_2 m/s	ρ_2 kg/m ³	ρ_m kg/m ³	V_m m/s
0,15	0,88	0,93	69,1	0,15	1,27	1,14	308,9	0,15
0,12	0,94	1,06	68,2	0,36	1,38	1,17	317,9	0,36
0,13	0,93	1,06	69,1	0,40	1,35	1,17	308,9	0,40
0,16	0,96	1,12	66,3	0,45	1,45	1,17	336,8	0,45
0,17	0,97	1,14	65,5	0,47	1,48	1,17	344,8	0,47
0,20	1,02	1,22	64,5	0,54	1,58	1,17	354,8	0,54
0,22	1,90	1,22	64,5	0,59	1,55	1,17	354,8	0,59
0,25	1,05	1,30	65,5	0,69	1,60	1,17	344,8	0,69
0,28	1,03	1,31	65,5	0,78	1,57	1,19	344,8	0,78
0,28	1,01	1,29	65,5	0,78	1,54	1,19	344,8	0,78
0,30	0,97	1,27	64,5	0,81	1,50	1,19	354,8	0,81
0,35	0,94	1,29	66,1	0,85	1,56	1,20	398,6	0,85
0,36	1,09	1,45	60,1	0,87	1,81	1,20	398,6	0,87
0,41	1,11	1,52	58,2	0,99	1,91	1,22	417,5	0,99
0,47	1,23	1,70	58,2	1,09	2,11	1,26	417,5	1,09
0,55	1,30	1,85	52,8	1,13	2,46	1,29	471,4	1,13
0,72	1,45	2,17	53,8	1,52	2,70	1,32	461,4	1,52
0,85	1,48	2,33	52,8	1,75	2,80	1,42	471,4	1,75
0,97	1,47	2,44	52,8	2,00	2,78	1,53	471,4	2,00
1,08	1,57	2,65	51,9	2,19	3,03	1,57	480,5	2,19
1,20	1,58	2,78	51,9	2,43	3,04	1,63	480,5	2,43
1,29	1,63	2,92	52,8	2,66	3,09	1,69	471,5	2,66
1,58	1,66	3,24	51,9	3,20	3,20	1,77	480,6	3,20
1,84	1,69	3,53	51,9	3,72	3,26	1,80	480,6	3,72

TABELA A.2.8 - Variáveis de interesse. Transição pistonado-agitante. Borbulhador sinterizado.

CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO								
TRANSIÇÃO PISTONADO-AGITANTE/BORBULHADOR SINTERIZADO								
J_1 m/s	J_2 m/s	J m/s	R_2 %	V_1 m/s	V_2 m/s	ρ_2 kg/m ³	ρ_m kg/m ³	V_m m/s
0,00	0,86	0,86	70,0	0,00	1,23	1,14	300,0	0,00
0,08	0,92	1,00	69,1	0,25	1,33	1,15	308,9	0,25
0,12	0,96	1,08	69,1	0,37	1,38	1,15	308,9	0,37
0,17	0,98	1,15	65,9	0,48	1,48	1,17	340,8	0,48
0,23	1,00	1,23	64,5	0,62	1,55	1,17	354,8	0,62
0,29	1,04	1,33	63,7	0,77	1,63	1,18	362,7	0,77
0,33	1,06	1,39	61,0	0,81	1,74	1,18	389,6	0,81
0,38	1,05	1,43	60,1	0,92	1,75	1,21	398,6	0,92
0,43	1,10	1,53	58,7	1,01	1,87	1,22	412,6	1,01
0,47	1,14	1,61	57,8	1,08	1,97	1,25	421,5	1,08
0,55	1,21	1,76	55,0	1,19	2,19	1,27	449,4	1,19
0,72	1,45	2,17	50,5	1,42	2,87	1,29	494,3	1,42
0,88	1,52	2,40	48,3	1,66	3,15	1,34	516,2	1,66
0,99	1,53	2,52	48,3	1,87	3,17	1,46	516,3	1,87
1,22	1,60	2,82	48,3	2,31	3,32	1,59	516,3	2,31
1,28	1,60	2,88	48,3	2,42	3,32	1,65	516,3	2,43

REFERÊNCIAS

- [1] COLLIER, J.G. Convective Boiling and Condensation. McGraw-Hill, UK, 1972.
- [2] ISHII, M. Thermo-fluid Dynamic Theory of Two-phase Flow. Eyrolles, France, 1975.
- [3] OSHINOVO, J. and CHARLES, M.E. Vertical Two-phase Flow. Canadian J. Chem. Engineering, Feb., 52(1), 1974.
- [4] KOWALCZEWSKI, J.J. Two-phase Flow in an Unheated and Heated Tube. PhD Thesis, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, 1964.
- [5] DUKLER, A.E. and TAITEL, Y. Flow Regime Transitions for Vertical Upward Gas-liquid Flow: A Preliminary Approach Through Physical Modelling. Progress Report Nº 1. Department of Chemical Engineering, University of Houston, 1977.
- [6] TAITEL, Y.; BORNEA, D. and DUKLER, A.E. Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-liquid Flow in Vertical Tubes. AIChE Journal, (Vol. 26, Nº 3). 1980.
- [7] MISHIMA, K. and ISHII, M. Flow Regime Transition Criteria for Upward Two-phase Flow in Vertical Tubes. Int. J. Heat and Mass Transfer (Vol. 27, Nº 5), 1984.

- [8] CHISHOLM, D. Two-phase Flow in Pipelines and Heat Exchangers. Longman Inc., N.Y., 1983.
- [9] HEWITT, G.F. and ROBERTS, D.N. Studies of Two-phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash-photography. Atomic Energy Research Establishment. U.K., February, 1969.
- [10] LACKME, C. Analyse Statistique de La Structure Locale D'un Ecoulement Diphasé. Description de Arrivées des Bulles. Note TT N° 162, CENG, France, Fevrier 1964.
- [11] LACKME, C. Analyse Statistique de La Structure Locale D'un Ecoulement Diphasé. Changement de Configuration et Distribution de Arrivées des Bulles. Note TT N° 176, CENG, France, Octobre, 1964.
- [12] AKAGAWA, K. Fluctuation of Void Ratio in Two-Phase Flow. Bulletin of JSME. (Vol. 7, N° 25), 1964.
- [13] BERGLES, A.E. Electrical Probes for Study of Two-phase Flows. Two-phase Flow Instrumentation. 11th National ASME/AICHE. Heat Transfer Conference, 1969.
- [14] JONES, O.C. and DELHAYE, J.M. Transient and Statistical Measurement Techniques for Two-phase Flows: A Critical Review. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 3, 1976.
- [15] JONES, O.C. Statistical Considerations in Heterogeneous, Two-Phase Flowing Systems. Ph.D Thesis. Rensselaer Polytechnic Institute, N.Y., 1973.

- [16] JONES, O.C. and ZUBER, N. The Interrelation Between Void Fraction Fluctuation and Flow Patterns in Two-Phase Flow. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2, 1975.
- [17] DELHAYE, J.M. and ACHARD, J.L. On the Averaging Operators Introduced in Two-phase Flow Modelling. Specialists Meeting on Transient Two-phase Flow. Canada, 1976.
- [18] ISHII, M. One Dimensional Drift-flux Model and Constitutive Equations for Relative Motions Between Phases in Various Two-phase Flow Regimes. Argonne National Laboratory. ANL-77-47, October, 1977.
- [19] ZUBER, N. and FINDLAY, J.A. Average Volumetric Concentration in Two-phase Flow Systems. Journal of Heat Transfer (Trans. ASME). November, 1965.
- [20] HARMATHY, T.Z. Velocity of Large Drops and Bubbles in Media of Infinite or Restricted Extent. AIChE Journal. (Vol. 6, N° 2). June, 1960.
- [21] PEEBLES, F.N. and GARBER, H.J. Studies on the Motion of Gas Bubbles in Liquid. Chem. Engineering Progress, (Vol. 49), 1953.
- [22] ISHII, M. and ZUBER, N. Drag Coefficient and Relative Velocity in Bubbly, Droplet or Particulate Flows. AIChE Journal, (Vol. 25, N° 5), Sept. 1979.

- [23] SERIZAWA, A. and KATAOKA, I. and MISHIYOSHI, I. Turbulence Structure of Air-Water Bubbly Flow - II. Local Properties. Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 2. 1975.
- [24] CHU, Y.C. Studies of Convective Heat Transfer Coefficient Enhancement in Two-phase, Non-boiling Flow. Ph.D. Thesis, University of Illinois, 1980.
- [25] SATO, Y. and SEKOGUCHI, K. Liquid Velocity Distribution in Two-phase Bubble Flow. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2, 1975.
- [26] SATO, Y. and SADATOMI, M. and SEKOGUCHI, K. Momentum and Heat Transfer in Two-phase Bubble Flow - II. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, 1981.
- [27] DELHAYE, J.M. and GALLAUP, J.P. Hot-Film Anemometry in Air-Water Flow. Proceedings of the Fourth Biennial Symposium on Turbulence in Liquids. Science Press, 1975.
- [28] NICKLIN, D.J., WILKES, J.O. and DAVIDSON, J.F. Two-Phase Flow in Vertical Tubes. Transactions Instn. Chem. Engrs, 40, 1962.
- [29] ISHII, M., CHACULA, T.C. and ZUBER, N. Constitutive Equation for Vapor Drift Velocity in Two-phase Annular Flow. AIChE Journal 22, 1976.
- [30] DELHAYE, J.M. Optical Methods in Two-phase Flow. Proceedings of the Dynamic Flow Conference, 1978.

- [31] HSU, Y.Y., SIMONFAN, R.J., SIMON, F.F., GRAHAM, R.W. Photographic and Other optical Techniques for Studying Two-phase Flow Instrumentation - ASME, 1969.
- [32] SEKOGUCHI, K., NAKAZATOMI, M., SATO, Y. and TANAKA, O. Forced Convective Heat Transfer in Vertical Air-Water Bubble Flow. Bulletin of JSME. (Vol. 23, N° 184), OCTOBER, 1980.
- [33] VAN DER WELLER, R. Void Fraction, Bubble Velocity and Bubble Size in Two-Phase Flow. Int. J. Multiphase Flow, (Vol. 11, N° 3), 1985.
- [34] BENDAT, J.S. and PIERSOL, A.G. Random Data: Analysis and Measurement Procedures. Wiley - Interscience, 1971.
- [35] GRIFFITH, P. and Wallis, G.B. Two-phase Slug Flow. Trans. ASME, J. Heat Transfer, 83(3), 1961.
- [36] GOULD, T.L., TEK, M.R. and KATZ, D.L. Two-Phase Flow Through Vertical, Inclined or Curved Pipe. Journal Pet. Techn., August, 1974.
- [37] GOUVIER, G.W., DUNN, J.S.C. and RADFORD, B.A. The Upward Flow of Air-Water Mixtures. I - Effect of air and water Rates on Flow Pattern, Hold up and Pressure Drop. Canad. Journal of Chem. Engin., 40, 1962.
- [38] DUNS, JR., H. and ROS, N.C.J. Vertical Flow of Gas and Liquid Mixtures From Boreholes. Proceedings of 6th World Petroleum Congress, Frankfurt, 1963.

- [39] Fluid Meters. Their Theory and Application. ASME Research Committee on Fluid Meters, 1959.