

FELIPE DE TOLEDO PINTO

ANÁLISE DA INTERMITÊNCIA SEVERA EM SISTEMAS *PIPELINE-RISER*: MELHORIAS DO MODELO DO PIPELINE

Trabalho de Formatura em Engenharia de
Petróleo do curso de graduação do
Departamento de Engenharia de Minas e
de Petróleo da Universidade de São
Paulo.

Orientador: Prof. Dr. Jorge Luis Baliño

**São Paulo
2011**

AGRADECIMENTOS

...A Escola Politécnica da Universidade de São Paulo que propiciou o ambiente e o ferramental adequado para o desenvolvimento deste trabalho

Aos meus colegas especialmente Daniel Fitzgibbon Alves Pereira e Gustavo Hsu Rocha que ajudaram no desenvolvimento do programa computacional

Ao professor e amigo Jorge Luis Baliño, pela paciência em explicar e corrigir o trabalho inúmeras vezes

A minha família que sempre esteve me apoiando nesta caminhada pela Escola Politécnica...

RESUMO

Cada vez mais a busca por petróleo leva a exploração para o mar. Para conseguir escoar o óleo do sopé oceânico até a plataforma, faz-se necessário um sistema de elevação tipo *pipeline - riser*. Este trabalho estuda o escoamento no sistema de *pipeline*, dando ênfase a um fenômeno tipicamente conhecido como intermitência severa (*severe slugging*).

O fenômeno tem sido observado em poços antigos, o que causa perdas de produção e sobrepressurização da cabeça do poço deteriorando o desempenho do sistema de separação. Portanto faz-se importante prever a intensidade do fenômeno e as condições que podem causá-lo.

Este trabalho apresentará um refinamento do modelo numérico do *pipeline*, com implemento de um novo equacionamento que retrata fenômenos observados no *pipeline* não antes incorporados, sendo eles: gradiente de pressão no pipeline, variação da fração de vazio com o tempo e os termos de inércia. É portanto, uma melhor aproximação da realidade e mais preciso na previsão de condições perigosas aos operadores em plataforma.

Palavras - Chave: intermitência severa, escoamento multifásico, modelo numérico, fração de vazio, gradiente de pressão.

ABSTRACT

The increasing need of petroleum leads the exploration to the sea. Flowing the oil from the bottom of the sea to the oil rig, requires an elevation system like a pipeline - riser. This work studies the flow patterns of a pipeline system, focusing on a phenomenon known as severe slugging.

This phenomenon usually happens in old oil wells, leading to loss of production and overpressure in well head, reducing the performance of the separator system. So, its important to predict the phenomenon's intensity and the conditions that can cause it.

This work points out an improvement of the pipeline numerical model, assembling a new system of equations that can calculate some new effects observed in pipeline that weren't considered before, such as gradient of pressure in the pipeline, changes along the time in void fraction and inertial terms. Thus it results a better approximation to reality, being more accurate in predicting dangerous conditions to the oil rig workers.

Key - words: severe slugging, multiphase flow, numerical model, void fraction, decrease of pressure.

LISTA DE FIGURAS

1	Estado permanente	p. 14
2	Formação do <i>Slug</i>	p. 14
3	Produção do <i>Slug</i>	p. 14
4	Entrada de gás	p. 14
5	Expulsão de gás	p. 15
6	Pressão na cabeça do poço	p. 15
7	Variáveis representativas no <i>pipeline</i>	p. 21
8	Escoamento estratificado para a teoria do equilíbrio local.	p. 22
9	Dinâmica de variáveis	p. 39
10	Comprimento de penetração para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4}$	p. 45
11	Fração de vazio no <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 45
12	Pressão na base do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 46
13	Pressão na região estratificada do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 46
14	Pressão no topo do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 47
15	Gradiente de pressão no <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 47
16	Velocidade superficial do gás na base do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$. p. 48	
17	Velocidade superficial do líquido na base do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 48
18	Comprimento de penetração para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 49
19	Fração de vazio no <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 49
20	Pressão na base do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 50
21	Pressão na região estratificada do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 50
22	Pressão no topo do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 51
23	Gradiente de pressão no <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 51

24	Velocidade superficial do gás na base do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.	p. 52
25	Velocidade superficial do líquido na base do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.	p. 52
26	Comprimento de penetração para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3}$.	p. 53
27	Fração de vazio no <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.	p. 53
28	Pressão na base do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.	p. 54
29	Pressão na região estratificada do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.	p. 54
30	Pressão no topo do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.	p. 55
31	Gradiente de pressão no <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.	p. 55
32	Velocidade superficial do gás na base do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.	p. 56
33	Velocidade superficial do líquido na base do <i>pipeline</i> para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.	p. 56

LISTA DE TABELAS

- 1 Resultados para $Q_{l0} = 1,2894 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$ p. 40
- 2 Resultados para $Q_{l0} = 1,2894 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 5 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$ p. 40
- 3 Resultados para $Q_{l0} = 1,2894 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ p. 41
- 4 Períodos das variáveis para as diferentes vazões mássicas e modelos. p. 41

LISTA DE SÍMBOLOS

- A : área do pipeline.
- A_g : área de gás.
- A_l : área de líquido.
- D : diâmetro do pipeline.
- D_l : diâmetro hidráulico do líquido.
- D_g : diâmetro hidráulico do gás.
- ε : rugosidade do pipeline.
- f : fator de atrito de Fanning.
- f_l : fator de atrito de Fanning para o líquido.
- f_g : fator de atrito de Fanning para o gás.
- f_{lam} : fator de atrito de Fanning para o regime laminar.
- f_{turb} : fator de atrito de Fanning para o regime turbulento.
- f_i : fator de atrito na interface gás-líquido.
- g : aceleração da gravidade.
- j_{gb} : velocidade superficial do gás na base do pipeline.
- j_{gs} : velocidade superficial do gás na região estratificada.
- j_{gt} : velocidade superficial do gás no topo do pipeline.
- j_{ga} : média da velocidade superficial do gás.
- j_{lb} : velocidade superficial do líquido na base do pipeline.
- j_{ls} : velocidade superficial do líquido na região estratificada.
- j_{lt} : velocidade superficial do líquido no topo do pipeline.
- j_{la} : média da velocidade superficial do líquido.

- L : comprimento do pipeline.
- L_e : comprimento equivalente do *buffer*.
- $\dot{m}_{g0}$: vazão mássica de gás no topo do pipeline.
- P_{pb} : pressão na base do pipeline.
- P_{ps} : pressão na região estratificada.
- P_{pt} : pressão no topo do pipeline.
- $\overline{P}_g$: pressão média de gás no pipeline.
- R_g : constante universal dos gases.
- Re : número de Reynolds.
- Re_l : número de Reynolds do líquido.
- Re_g : número de Reynolds do gás.
- S_g : perímetro molhado do gás.
- S_l : perímetro molhado de líquido.
- S_i : perímetro molhado da interface gás-líquido.
- T_g : temperatura do gás.
- $\overline{u}_g$: velocidade média do gás.
- $\overline{u}_l$: velocidade média do líquido.
- x : comprimento de penetração do *slug* no pipeline.
- α_p : fração de vazio no pipeline.
- β : ângulo de inclinação do pipeline.
- ρ_g : densidade do gás.
- ρ_l : densidade do líquido.
- γ : fração de parede molhada.
- γ_i : perímetro interfacial adimensional.

- τ_{wl} : tensão de cisalhamento entre o líquido e a parede.
- τ_{wg} : tensão de cisalhamento entre o gás e a parede.
- τ_i : tensão de cisalhamento na interface gás-líquido.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	p. 13
1.1	O que são os escoamentos Multifásicos	p. 13
1.2	O fenômeno da intermitência severa	p. 13
1.2.1	Ciclo de intermitência severa	p. 13
1.2.2	Consequências da intermitência severa	p. 15
1.3	Objetivos	p. 16
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	p. 17
2.1	Modelo para escoamento estratificado descendente	p. 17
2.2	Modelos e experimentos de sistemas <i>pipeline - riser</i>	p. 18
3	MELHORIAS DO MODELO DO <i>PIPELINE</i>	p. 20
3.1	Condição $x > 0$	p. 20
3.2	Condição $x = 0$	p. 22
3.3	Equilíbrio local generalizado para escoamento estratificado	p. 22
3.3.1	Perímetros molhados	p. 23
3.3.2	Tensões de cisalhamento	p. 24
3.3.3	Velocidades superficiais representativas das fases	p. 27
	Comutação	p. 27
3.3.4	Expressões finais	p. 29
4	DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DO <i>PIPELINE</i>	p. 31
4.1	Condição $x > 0$	p. 32
4.2	Condição $x = 0$	p. 33
4.3	Discretização da condição de equilíbrio local	p. 34

4.4	Discretização variação de pressão no <i>pipeline</i> :	p. 35
5	PROGRAMA COMPUTACIONAL	p. 37
5.1	Rotinas e Funções	p. 37
5.2	Parâmetros de Entrada	p. 37
5.3	Parâmetros de saída	p. 38
6	RESULTADOS	p. 39
6.1	Simulações	p. 39
6.1.1	Resultados das simulações	p. 40
6.2	Discussão dos Resultados	p. 41
6.3	Conclusões e perspectivas futuras	p. 42
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	p. 44
	ANEXO A -RESULTADOS GRÁFICOS	p. 45
	Resultados para $Q_{l0} = 1,289 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 45
	Resultados para $Q_{l0} = 1,289 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$	p. 49
	Resultados para $Q_{l0} = 1,289 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$	p. 53

1 INTRODUÇÃO

1.1 O que são os escoamentos Multifásicos

Observando atentamente nossas atividades cotidianas, podemos chegar a conclusão que a maioria dos escoamentos são multifásicos. Ao preparar o café da manhã e esquentar água no bule, tem-se uma mistura de fases entre água e o vapor. A manteiga e a margarina usadas no pão quente pela manhã também são emulsões multifásicas. Na natureza, tem-se os reservatórios de petróleo onde o óleo, o gás e a água coexistem. No momento de sua produção o escoamento é multifásico e as três fases interagem.

Neste tipo de escoamento as diferentes fases são distinguíveis fisicamente uma da outra (DREW, 1999 [5]), sendo que internamente a cada fase podemos identificar diferentes componentes e fenômenos turbulentos, o que torna a complexidade dos escoamentos multifásicos ainda maior (BALIÑO, 2008 [2]).

Diversos modelos foram propostos para tratar os problemas deste escoamento, desde os mais simplistas (modelo homogêneo) até os mais complexos (escoamentos separados) (WORNER, 2003 [15]). Devido a complexidade no modelamento, tratamentos estatísticos são empregados, surgindo os seguintes parâmetros de interesse: a fração de vazio (*void fraction*) e a densidade de área interfacial (*interfacial area*) (BALIÑO, 2008 [2]).

1.2 O fenômeno da intermitência severa

Com as novas tendências de exploração *offshore*, *risers* e as linhas de surgência estão cada vez mais compridas até as plataformas. Como consequência, o padrão de escoamento é o "intermitente", em "golfada" ou *slug*: o gás é transportado como bolhas entre golfadas de líquido (Figura 1). Em algumas geometrias de *pipeline*, seguidas de um trecho ascendente ou *riser*, o padrão em golfadas pode mudar e originar o fenômeno da "intermitência severa" ou "golfada severa" (*severe slugging*) (TAITEL, 1986 [12]). O fenômeno é tipicamente observado em poços com razoável tempo de exploração, já que os pré-requisitos são baixas vazões e pressões. Tipicamente o líquido se acumula no fundo do *riser*, o que bloqueia a passagem de gás e iniciando um período de golfadas da ordem de horas, sendo muito maior que o período de passagem de *slugs* em operações normais (BALIÑO, 2008 [2]).

1.2.1 Ciclo de intermitência severa

Taitel em 1986 ([12]), descreveu o ciclo da intermitência severa, sendo observadas as seguintes etapas:

1. Formação do *slug*: o líquido que entra no *pipeline* bloqueia a passagem de gás que fica comprimido (Figura 2). Quando o líquido atinge a cota do topo do *riser*, inicia-se a etapa

2;

2. Produção de *slug*: o nível de líquido atinge o topo, resultando na maior pressão na base do *riser*, já que a coluna de líquido pressiona o gás que continua a entrar no *pipeline* (Figura 3);
3. Entrada de gás no *riser*: como o gás continua a entrar no *pipeline* a frente de líquido é empurrada novamente em direção ao *riser*, começando a etapa de penetração de gás (Figura 4);
4. Expulsão de gás: gás penetra totalmente no *riser*, levando a um padrão de escoamento estratificado no *pipeline* e de escoamento intermitente / anular no *riser*, causando uma violenta descompressão e expulsão de gás o que leva o processo a reciclar (Figura 5);

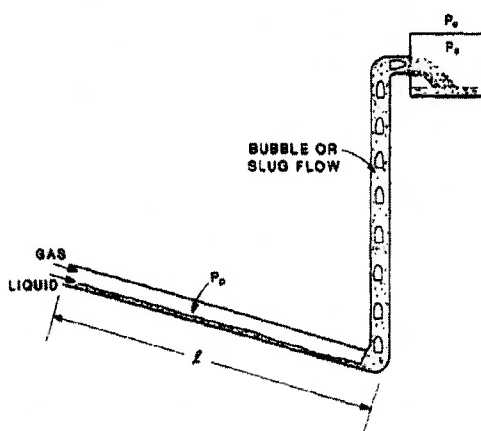


Figura 1: Estado permanente (de Taitel, 1986 [12]).

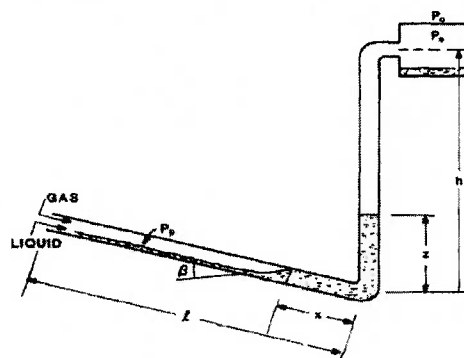


Figura 2: Formação do *Slug* (de Taitel, 1986 [12]).

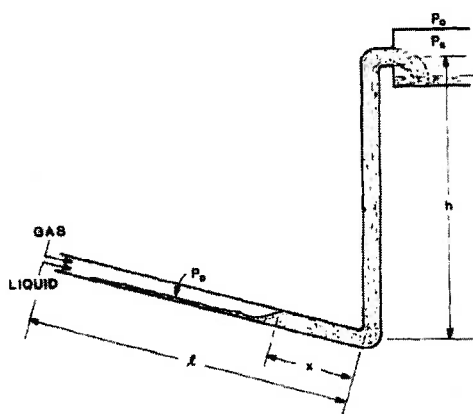


Figura 3: Produção do *Slug* (de Taitel, 1986 [12]).

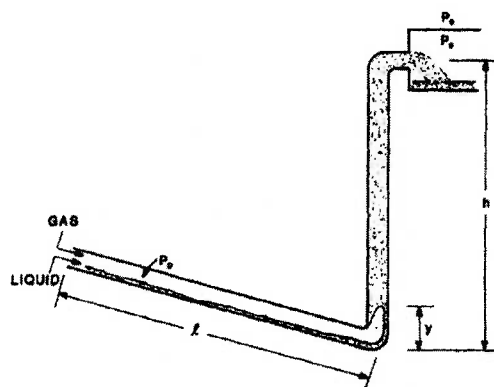


Figura 4: Entrada de gás (de Taitel, 1986 [12]).

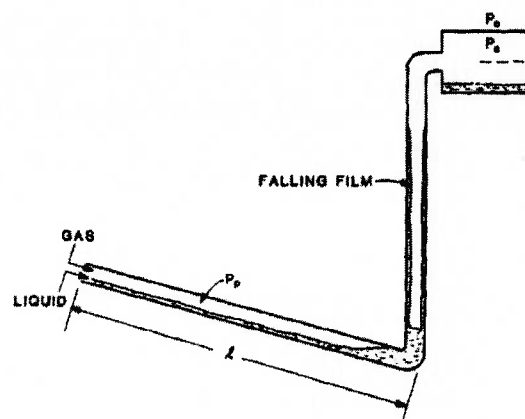


Figura 5: Expulsão de gás (de Taitel, 1986 [12]).

1.2.2 Consequências da intermitência severa

As consequências da intermitência severa descritas em Baliño, 2008 [2] e Wordsworth, 1998 [14], são:

- Aumento da pressão na cabeça do poço (Figura 6), que causa perdas de produção. Para o exemplo tratado, no estado estacionário a pressão prevista é de 700 *psi*, mas no ciclo de intermitência severa a pressão média resulta em aproximadamente 900 *psi*, o que também leva a perda de produção de aproximadamente 800 BOPD;
- Picos de vazão na ordem de 10 vezes o normal, que gera instabilidades nos sistemas de controle e nos separadores, e eventualmente um *shutdown*;
- Oscilações nas vazões dos reservatórios;

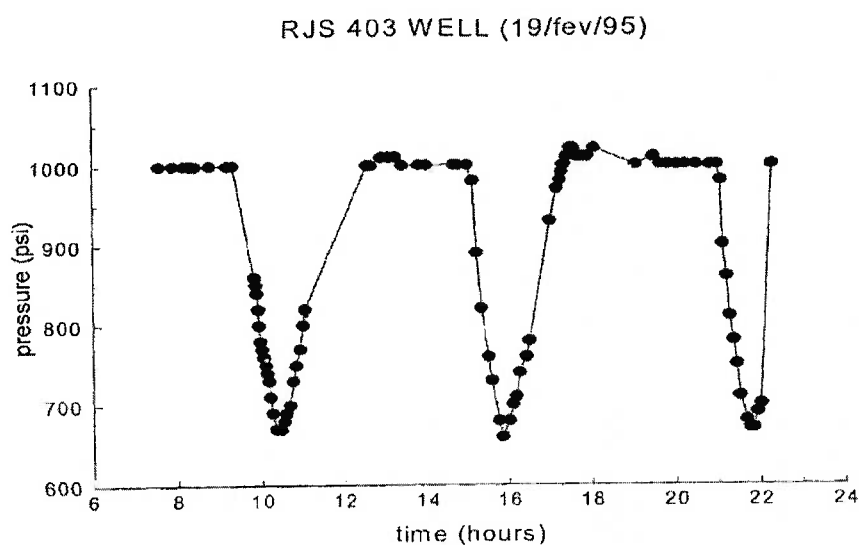


Figura 6: Pressão na cabeça do poço (de Wordsworth, 1998 [14]).

1.3 Objetivos

O objetivo principal deste projeto é melhorar o modelo matemático - computacional de *pipeline* criado por Baliño, 2008 [2] a fim de melhor representar o fenômeno da intermitência severa. No modelo original, Baliño não incorporou alguns fenômenos físicos observados no conduto horizontal, sendo eles:

- Fração de vazio variável ao longo do tempo, mas não na posição.
- Gradiente ou queda de pressão no *pipeline*.
- Termos e efeitos da inércia no equacionamento.
- Variação de pressão na região estratificada.

O modelo aqui desenvolvido trará tais aprimorações, incorporando-as ao modelo original. Esta tese foi desenvolvida nas seguintes etapas:

1. Revisão bibliográfica e pesquisa de artigos que tratam do assunto;
2. Apresentação e entendimento do equacionamento original, com refinamentos necessários ao desenvolvimento do modelo proposto;
3. Discretização das equações para elaboração do esquema de cálculo que garanta a convergência já que muitas não linearidades devem ser levadas em consideração;
4. Elaboração de rotinas em MatLab que complementem o programa original;
5. Análise dos resultados;

Este trabalho está inserido no projeto FUSP nº 1912 firmado entre a Escola Politécnica da USP, representada pelo Núcleo de Dinâmica e Fluidos (NDF) e a Petrobrás. O aluno autor deste trabalho é integrante da equipe de pesquisa do projeto.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Modelo para escoamento estratificado descendente

Taitel & Dukler (1976)

Taitel & Dukler (1976) [11] apresentam modelos analíticos para predição da transição entre diferentes regimes de escoamentos bifásicos. São identificados os seguintes regimes de escoamento: intermitente (*slug* ou *semislug*), estratificado liso, estratificado ondulado, regime de bolhas dispersas, regime anular e o anular disperso.

Os autores obtiveram uma relação geral para escoamentos estratificados a partir do equilíbrio de forças para cada uma das fases escoando no tubo. Leva-se em conta o gradiente de pressão, o atrito entre as fases e a parede do tubo e na interface gás-líquido, bem como os efeitos da gravidade.

A análise foi feita seguindo a metodologia: determina-se como seria o escoamento estratificado para uma configuração desejada e quais mecanismos poderiam levar a uma transição do regime estratificado para outro regime, bem como os regimes de escoamento que podem resultar dessa transição (BALIÑO, 2008 [2]). Propiciando-se assim elaborar curvas de transição entre os tipos de regimes para escoamentos bifásicos (água - ar).

Deste trabalho temos o equacionamento da queda de pressão no *pipeline* e com a eliminação dos termos de gradiente de pressão entre o gás e o líquido, um equacionamento a ser usado para o cálculo da teoria do equilíbrio local e posterior cálculo da fração de vazio.

Kokal & Stanislav (1989)

Kokal & Stanislav (1989) [7], apresentam modelos e equações analíticas para identificar os diferentes regimes de escoamentos. São identificados os seguintes regimes:

- Dominados por gás: são divididos em estratificado, anular, intermitente, bolhas alongadas, bolhas alongadas com bolhas dispersas, golfada ou *slug*, e golfada com espuma ou *slug froth*.
- Dominados por líquido: regime de *dipersed bubble* e *dipersed froth*.
- Transições: classificados em transição do estratificado para intermitente, transição do estratificado anular para intermitente anular e transição de bolhas dispersas

Dá-se enorme destaque para os regimes transientes, com equacionamentos baseados no de Taitel & Dukler 1976 [11], porém com novos métodos de cálculo entre o atrito das superfícies das fases líquidas e gasosas, sendo elaborados mapas de estabilidade para diferentes diâmetros e inclinações do *pipeline* comparando-os com os propostos por Taitel & Dukler (1976) [11].

Concluí-se apontando que os tipos de regime observados e suas transições são extremamente sensíveis ao ângulo de inclinação do *pipeline* e da mistura entre gás e líquido.

2.2 Modelos e experimentos de sistemas *pipeline - riser*

Taitel *et al.* (1986)

Em Taitel (1986) [12], o autor apresenta o fenômeno da intermitência severa como consequência de perturbações no estado estacionário de escoamento. Tal perturbação ocorre devido à penetração de gás no *riser*. O autor destaca algumas condições necessárias para que o fenômeno ocorra: conduto horizontal ou *pipeline* com uma inclinação em relação a horizontal seguido de um conduto vertical ou *riser* que possibilite o acúmulo de líquido em sua base e baixas vazões de líquido e gás no *pipeline* em escoando em regime estratificado.

É apresentado um critério de estabilidade que prediz que se a diminuição de pressão no *riser* for maior que a do conduto horizontal, o sistema será instável, sendo apenas levados em conta a diminuição de pressão no *riser* devido a penetração de gás na coluna (aumento da fração de vazio) e a diminuição da pressão no conduto devido a descompressão de gás (BALIÑO, 2008[2]).

Taitel propõe como soluções ao problema o aumento de pressão no separador ou o emprego de uma válvula de reguladora *choke valve* no topo do *riser*. Também são feitas comparação com resultados experimentais de Schimdt (1977)[10].

Taitel *et al.* (1990)

Em Taitel *et al.* (1990) [13], além de serem apresentados resultados experimentais de sistemas *pipeline - riser* onde o *pipeline* tinha inclinação de -5° , é desenvolvido um modelo para simulação do sistema dinâmico. O modelo considera fração de vazio constante no *pipeline* e uma massa específica média do gás no *riser*.

Foram medidas as velocidades superficiais de líquido e de gás, os períodos dos ciclos e comprimentos máximo de penetração da frente de líquido no *pipeline*.

Taitel ainda classifica os transientes segundo o comportamento do sistema após a penetração de gás no *riser*:

- a) Penetração do gás, seguida de uma oscilação que leva ao estado permanente (*steady state flow*).
- b) Penetração de gás que leva a uma operação cíclica sem queda de líquido (*cyclic process without fallback*).
- c) Penetração do gás que leva a uma operação cíclica com queda de líquido (*cyclic process with fallback*).

No entanto, este modelo ainda tem a limitação de considerar a fração de vazio constante.

Jansen *et al.* (1996)

Em Jansen *et al.* 1996 [6] são realizadas novas medições nos sistemas *pipeline - riser*, com ângulo de inclinação de -1° . Além dos resultados experimentais, são propostos 2 métodos para estabilizar o sistema através de *gás lift* e válvula de regulação (*choke valve*) no topo do *riser*.

Sarica & Shoham (1991)

Em Sarica & Shoham (1991) [9] é apresentado um modelo simplificado para o sistema *pipeline - riser*. O modelo considera o escoamento dominado pela gravidade, com fração de vazio constante e sem efeitos de inércia. O modelo utiliza a relação de velocidade de deriva (*drift flux*).

O modelo consegue representar bem algumas características físicas do fenômeno, como a descontinuidade no *pipeline* devido à acumulação de líquido, variação do nível de líquido e determinação da frente de fração de vazio no *riser* (BALIÑO, 2008 [2]).

Foram feitos mapas de estabilidade com diversos dados experimentais, sendo feitas comparações entre o proposto e de Jansen, 1996 [6]. No entanto o modelo apresenta alguns problemas de convergência para alguns casos, o que os autores atribuem aos efeitos inerciais que não foram incorporados.

Este modelo ainda não leva em conta os efeitos inerciais e a fração de vazio variável ao longo do tempo.

Baliño (2008)

Baliño 2008 [2], apresenta um modelo para sistemas *pipeline-riser* com geometria catenária. Neste modelo, o conduto descendente (*pipeline*) apresenta as características: padrão de escoamento estratificado, gás modelado como cavidade de pressão constante na posição, mas variável ao longo do tempo, evoluindo isotermicamente, fração de vazio constante, volume de gás acrescentado para simular diferentes comprimentos equivalentes de *pipeline* (recipiente de *buffer*) e modelagem do comprimento de penetração de líquido, nas situações onde existe bloqueio de escoamento de gás na base do *riser*.

Para os cálculos deste modelo, é realizada uma integração numérica por meio de um método que garanta convergência (método implícito com não linearidades tratadas com um método preditor corretor).

As características atuais do modelo permitiram Baliño simular uma grande variedade de dados experimentais encontrados na literatura, como os de Taitel *et al.* 1990, Sarica & Shoham, 1991 e Jansen *et al.*, 1996, além dos relatórios da empresa CALtec (Wordsworth *et al.* 1998).

Este modelo se apresenta como um dos mais completos dentre os estudados e um dos que apresentam um ótimo esquema de cálculo, com convergência numérica robusta, portanto será o modelo inicial de *pipeline* a ser usado como base das melhoras propostas neste trabalho de formatura.

3 MELHORIAS DO MODELO DO PIPELINE

Conforme descrito no relatório do projeto de desenvolvimento de modelos para medição, dinâmica e estabilidade de escoamentos multifásicos em sistemas de produção de petróleo ([3]), as melhoras no *pipeline* estão relacionadas com quatro efeitos:

1. Variação da fração de vazio: no modelo de Baliño, 2008 ([2]) a fração de vazio é constante e resulta o valor calculado no estado estacionário, considerado como condição inicial. No entanto, são observadas variações importantes na fração de vazio nos transientes, especialmente na fase de expulsão de gás (*blowout*).
2. Variação de pressão na região estratificada: em simulações realizadas com o programa OLGA foi observado que em *pipelines* compridos a variação de pressão na região estratificada pode ser da ordem de 10 % a da pressão na base, de maneira que seria interessante levar em consideração esta correção.
3. Inércia das fases na região estratificada: Na condição de equilíbrio local utilizada é considerado um balanço entre forças gravitacionais e de atrito, com desprezo às forças de inércia. Para ângulos de inclinação pequenos, a força de inércia pode ser importante no balanço de momento que determina as variáveis na região estratificada.

A Figura 7 mostra as variáveis representativas no *pipeline*. São identificadas três posições: a base (com pressão P_{pb} e velocidades superficiais das fases j_{gb} e j_{lb}), o começo da região estratificada na posição x (com pressão P_{ps} e velocidades superficiais das fases j_{gs} e j_{ls}) e o topo (com pressão P_{pt} e velocidades superficiais das fases j_{gt} e $j_{lt} = \frac{Q_{l0}}{A}$, onde A é a área de passagem e Q_{l0} a vazão volumétrica de entrada de líquido). Nas equações de balanço de massa para as fases é considerada uma cavidade de gás a pressão contante na posição $\bar{P}_g(t)$, assim como uma fração de vazio constante na posição $\alpha_p(t)$.

A velocidade superficial do gás no topo do *pipeline* pode ser escrita como:

$$j_{gt} = \frac{\dot{m}_{g0}}{\rho_{gt}A} = \frac{\dot{m}_{g0}R_gT_g}{P_{pt}A} \quad (3.1)$$

onde $\dot{m}_{g0}$ é a vazão mássica de entrada de gás e R_g e T_g correspondentemente a constante e a temperatura absoluta do gás.

3.1 Condição $x > 0$

Na condição de penetração da frente de líquido, os balanços de massa na região de gás e de líquido resultam:

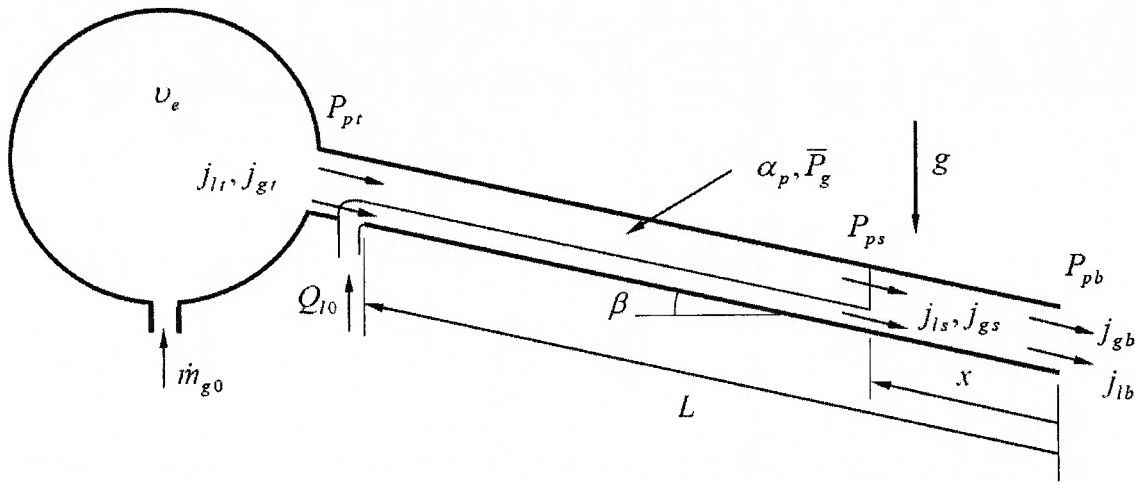


Figura 7: Variáveis representativas no *pipeline*.

$$\frac{d\alpha_p}{dt} = \frac{j_{lb} - \frac{Q_{l0}}{A} + \alpha_p \frac{dx}{dt}}{L - x} \quad (3.2)$$

$$\frac{d\bar{P}_g}{dt} = \frac{-\bar{P}_g \left(j_{lb} - \frac{Q_{l0}}{A} \right) + \frac{R_g T_g}{A} \dot{m}_{g0}}{(L - x) \alpha_p + L_e} \quad (3.3)$$

onde L_e é o comprimento equivalente do tanque *buffer*, t o tempo e x o comprimento de entrada de líquido.

Um balanço de massa de líquido na região estratificada fornece a seguinte relação envolvendo a velocidade superficial j_{ls} :

$$-(L - x) \frac{d\alpha_p}{dt} + j_{ls} - \frac{Q_{l0}}{A} = 0 \quad (3.4)$$

Da Eq. (3.2) e (3.4) resulta:

$$j_{ls} = j_{lb} + \alpha_p \frac{dx}{dt} \quad (3.5)$$

Finalmente, resultam:

$$j_{gs} = -\alpha_p \frac{dx}{dt} \quad (3.6)$$

$$j_{gb} = 0 \quad (3.7)$$

Um balanço de momento na região de penetração de líquido fornece uma relação

envolvendo a pressão P_{ps} :

$$P_{pb} = P_{ps} + \rho_l x \left(g \sin \beta - \frac{2f_{ll}}{D} j_{lb} |j_{lb}| - \frac{\partial j_{lb}}{\partial r} \right) \quad (3.8)$$

onde β é o ângulo de inclinação com a horizontal (positivo para escoamento descendente), D o diâmetro da tubulação, f_{ll} o fator de atrito de Fanning considerando líquido unicamente, g a gravidade e ρ_l a massa específica do líquido.

3.2 Condição $x = 0$

Na condição de penetração contínua de gás, os balanços de massa na região de gás e de líquido resultam:

$$\frac{d\alpha_p}{dt} = \frac{1}{L} \left(j_{lb} - \frac{Q_{l0}}{A} \right) \quad (3.9)$$

$$\frac{d\bar{P}_g}{dt} = \frac{-\bar{P}_g \left(j_{gb} + j_{lb} - \frac{Q_{l0}}{A} \right) + \frac{R_g T_g}{A} \dot{m}_{g0}}{L\alpha_p + L_e} \quad (3.10)$$

$$j_{gs} = j_{gb} \quad (3.11)$$

$$j_{ls} = j_{lb} \quad (3.12)$$

3.3 Equilíbrio local generalizado para escoamento estratificado

Os modelos de intermitência severa publicados na literatura consideram um valor constante da fração de vazio no *pipeline*, calculada na condição de estado estacionário, assim como desprezam a queda de pressão ao longo da região estratificada e a inércia. Nesta seção serão incorporados estes efeitos, mantendo um modelo de parâmetros concentrados.

Escrevendo as equações de conservação de momento na direção do escoamento para o gás e o líquido na região estratificada (ver Figura 8) e considerando que a fração de vazio e as velocidades superficiais são constantes na posição mas podem variar com o tempo, resultam:

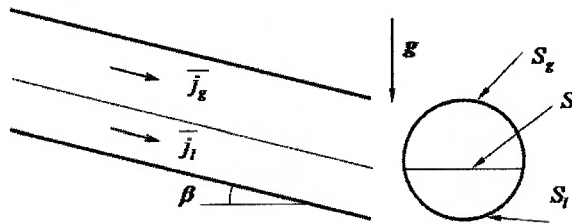


Figura 8: Escoamento estratificado para a teoria do equilíbrio local.

$$-A_l \frac{\partial P}{\partial s} - \tau_{wl} S_l + \tau_i S_i + \rho_l A_l g \sin \beta = \rho_l A_l \frac{d\bar{u}_l}{dt} \quad (3.13)$$

$$-A_g \frac{\partial P}{\partial s} - \tau_{wg} S_g - \tau_i S_i + \bar{\rho}_g A_g g \sin \beta = \bar{\rho}_g A_g \frac{d\bar{u}_g}{dt} \quad (3.14)$$

$$\bar{u}_g = \frac{\bar{j}_g}{\alpha_p} \quad (3.15)$$

$$\bar{u}_l = \frac{\bar{j}_l}{1 - \alpha_p} \quad (3.16)$$

$$\bar{\rho}_g = \frac{\bar{P}_g}{R_g T_g} \quad (3.17)$$

onde A_g e A_l são respectivamente as áreas de gás e de líquido, $\bar{j}_g$ e $\bar{j}_l$ respectivamente as velocidades superficiais médias de gás e de líquido (a serem definidas na Seção 3.3.3), P a pressão na seção de passagem, s a posição na direção de escoamento, S_g , S_l e S_i os perímetros molhados (respectivamente de gás, líquido e interface gás-líquido), τ_{wg} , τ_{wl} e τ_i as tensões de cisalhamento (respectivamente entre o o gás e a parede, entre o líquido e a parede e na interface gás-líquido) e $\bar{u}_g$ e $\bar{u}_l$ respectivamente as velocidades médias de gás e de líquido. Eliminando o gradiente de pressão, obtém-se:

$$\begin{aligned} & \tau_{wg} \frac{S_g}{\alpha_p} - \tau_{wl} \frac{S_l}{1 - \alpha_p} + \tau_i S_i \left(\frac{1}{1 - \alpha_p} + \frac{1}{\alpha_p} \right) \\ & + (\rho_l - \bar{\rho}_g) A g \sin \beta - A \left(\rho_l \frac{d\bar{u}_l}{dt} - \bar{\rho}_g \frac{d\bar{u}_g}{dt} \right) = 0 \end{aligned} \quad (3.18)$$

As variáveis devem satisfazer a relação anterior.

O gradiente de pressão ao longo do pipeline pode ser obtido da Eq. (3.13):

$$\frac{\partial P}{\partial s} = -\tau_{wl} \frac{S_l}{A_l} + \tau_i \frac{S_i}{A_l} + \rho_l \left(g \sin \beta - \frac{d\bar{u}_l}{dt} \right) \quad (3.19)$$

Integrando a Eq. (3.19) obtemos a pressão no topo do *pipeline*:

$$P_{pt} = P_{ps} - \int_0^L \frac{\partial P}{\partial s} ds = P_{ps} - \frac{\partial P}{\partial s} L \quad (3.20)$$

3.3.1 Perímetros molhados

Para o cálculo dos perímetros S_l , S_g e S_i , define-se a fração de parede molhada γ como:

$$\gamma = \frac{S_l}{\pi D} \quad (3.21)$$

Sendo que $S_l + S_g = \pi D$, resulta:

$$1 - \gamma = \frac{S_g}{\pi D} \quad (3.22)$$

O parâmetro γ é obtido supondo que a superfície de líquido é horizontal, resultando o mínimo valor da equação transcendente:

$$\alpha_p = 1 - \gamma + \frac{1}{2\pi} \sin(2\pi\gamma) \quad (3.23)$$

O perímetro interfacial adimensional γ_i é definido como:

$$\gamma_i = \frac{S_i}{\pi D} \quad (3.24)$$

resultando:

$$\gamma_i = \frac{1}{\pi} \sin(\pi\gamma) \quad (3.25)$$

3.3.2 Tensões de cisalhamento

As tensões de cisalhamento são calculadas como:

$$\tau_{wl} = \frac{1}{2} f_l \rho_l \frac{\bar{j}_l |\bar{j}_l|}{(1 - \alpha_p)^2} \quad (3.26)$$

$$\tau_{wg} = \frac{1}{2} f_g \bar{\rho}_g \frac{\bar{j}_g |\bar{j}_g|}{\alpha_p^2} \quad (3.27)$$

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \bar{\rho}_g \left(\frac{\bar{j}_g}{\alpha_p} - \bar{u}_i \right) \left| \frac{\bar{j}_g}{\alpha_p} - \bar{u}_i \right| \quad (3.28)$$

onde f_g , f_l e f_i são os fatores de atrito de *Fanning* respectivamente da interface gás-parede, líquido-parede e gás-líquido e $\bar{u}_i$ a velocidade média na interface gás-líquido.

Utilizando o conceito de diâmetro equivalente, os fatores para o líquido e gás podem ser calculados em base a correlações do fator de atrito para condutos circulares:

$$f_l = f \left(Re_l, \frac{\varepsilon}{D_l} \right) \quad (3.29)$$

$$f_g = f \left(Re_g, \frac{\varepsilon}{D_g} \right) \quad (3.30)$$

onde f é o fator de atrito, ε a rugosidade do conduto e D_l e D_g os diâmetros hidráulicos respectivamente do líquido e do gás. O fator de atrito é calculado considerando expressões para regime laminar ($Re_l \leq 2300$) e turbulento ($Re_l \geq 2300$) e interpolando os valores para os números de Reynolds intermediários:

$$f \left(Re, \frac{\varepsilon}{D} \right) = \begin{cases} f_{lam} & Re_l \leq 2000 \\ f_{lam}(2000) + [f_{turb}(2300, \frac{\varepsilon}{D}) - f_{lam}(2000)] \frac{Re_l - 2000}{300} & 2000 < Re_l < 2300 \\ f_{turb} & Re_l \geq 2300 \end{cases} \quad (3.31)$$

onde f_{lam} e f_{turb} são os fatores de atrito de Fanning para regime laminar e turbulento. O fator de atrito em regime turbulento é calculado de uma correlação para dutos, utilizando a relação explícita de Chen, 1979 ([4]).

$$f_{lam}(Re) = \frac{16}{Re} \quad (3.32)$$

$$f_{turb} \left(Re, \frac{\varepsilon}{D} \right) = \left\langle -4 \log_{10} \left\{ \frac{1}{3,7065} \frac{\varepsilon}{D} - \frac{5,0452}{Re} \log_{10} \left[\frac{1}{2,8257} \left(\frac{\varepsilon}{D} \right)^{1,1098} + \frac{5,8506}{Re^{0,8981}} \right] \right\} \right\rangle^{-2} \quad (3.33)$$

Os números de Reynolds do líquido e do gás Re_l e Re_g e os diâmetros hidráulicos estão definidos como:

$$Re_l = \frac{|\bar{j}_l| D_l}{(1 - \alpha_p) \nu_l} \quad (3.34)$$

$$Re_g = \frac{|\bar{j}_g| D_g}{\alpha_p \nu_g} \quad (3.35)$$

$$D_l = \frac{4}{S_l} (1 - \alpha_p) A \quad (3.36)$$

$$D_g = \frac{4}{S_g + S_l} \alpha_p A \quad (3.37)$$

onde ν_l e ν_g são as viscosidades cinemáticas do líquido e do gás. Substituindo os diâmetros hidráulicos, resulta:

$$Re_l = 4 \frac{|\bar{j}_l| A}{S_l v_l} \quad (3.38)$$

$$Re_g = 4 \frac{|\bar{j}_g| A}{S_g v_g} \quad (3.39)$$

Em base aos perímetros adimensionais, os números de Reynolds para o líquido e gás resultam:

$$Re_l = \frac{|\bar{j}_l| D}{\gamma v_l} = \frac{Re_{ls}}{\gamma} \quad (3.40)$$

$$Re_g = \frac{|\bar{j}_g| D}{(1 - \gamma + \gamma_i) v_g} = \frac{Re_{gs}}{1 - \gamma + \gamma_i} \quad (3.41)$$

onde Re_{ls} e Re_{gs} são os números de Reynolds baseados nas velocidades superficiais e no diâmetro do conduto:

$$Re_{ls} = \frac{|\bar{j}_l| D}{v_l} \quad (3.42)$$

$$Re_{gs} = \frac{|\bar{j}_g| D}{v_g} \quad (3.43)$$

A velocidade média da interface é calculada considerando expressões para regime laminar ($Re_l \leq 2300$) e turbulento ($Re_l \geq 2300$) e interpolando os valores para os números de Reynolds intermediários:

$$\bar{u}_i = \begin{cases} 1.8 \frac{\bar{j}_l}{1 - \alpha_p} & Re_l \leq 2000 \\ 1.8 \frac{\bar{j}_l}{1 - \alpha_p} - 0.8 \frac{\bar{j}_l}{1 - \alpha_p} \frac{Re_l - 2000}{300} & 2000 < Re_l < 2300 \\ \frac{\bar{j}_l}{1 - \alpha_p} & Re_l \geq 2300 \end{cases} \quad (3.44)$$

Para o cálculo do fator de atrito f_i na interface gás-líquido, é utilizado um valor constante:

$$f_i = 0,0142 \quad (3.45)$$

Em Taitel & Dukler, 1976 ([11]) foi assumido $f_i = f_g$; neste cálculo, adota-se o procedimento descrito em Kokal & Stanislav, 1989([7]).

3.3.3 Velocidades superficiais representativas das fases

A teoria de equilíbrio local para escoamento estratificado supõe as variáveis em regime permanente e completamente desenvolvido. No modelo, as velocidades superficiais do líquido e do gás não são constantes na posição, já que a fração de vazio α_p pode mudar com o tempo. No modelo, são consideradas como velocidades superficiais representativas aos valores médios entre os extremos da região estratificada.

A pressão média é calculada como:

$$\bar{P}_g = \frac{1}{2} (P_{ps} + P_{pt}) \quad (3.46)$$

Na condição $x > 0$, resulta:

$$\bar{j}_l = \frac{1}{2} (j_{ls} + j_{lt}) = \frac{1}{2} \left(j_{lb} + \alpha_p \frac{dx}{dt} + \frac{Q_{l0}}{A} \right) \quad (3.47)$$

$$\bar{j}_g = \frac{1}{2} (j_{gs} + j_{gt}) = \frac{1}{2} \left(-\alpha_p \frac{dx}{dt} + \frac{\dot{m}_{g0} R_g T_g}{P_{pt} A} \right) \quad (3.48)$$

Na condição $x = 0$, resulta:

$$\bar{j}_l = \frac{1}{2} (j_{ls} + j_{lt}) = \frac{1}{2} \left(j_{lb} + \frac{Q_{l0}}{A} \right) \quad (3.49)$$

$$\bar{j}_g = \frac{1}{2} (j_{gs} + j_{gt}) = \frac{1}{2} \left(j_{gb} + \frac{\dot{m}_{g0} R_g T_g}{P_{pt} A} \right) \quad (3.50)$$

Comutação A comutação (*switch*) entre as equações (3.2) e (3.3) e as equações (3.9) e (3.10) se realiza de maneira de que α_p seja contínuo. Para isto, devem ser contínuas as velocidades representativas $\bar{j}_l$ e $\bar{j}_g$. Nesta condição será demonstrado que as velocidades superficiais do gás e do líquido, assim como a fração de vazio na base, tem descontinuidades.

Comutação da condição $x > 0$ a $x = 0$: Seja t_0 o instante de tempo no qual é detectado $x = 0$. Para t_0^- o *pipeline* se encontra na condição $x > 0$, enquanto para t_0^+ o *pipeline* comuta à condição $x = 0$ com penetração continua de gás. Nestas condições, definem-se:

$$j_{lb}^- = j_{lb}(t_0^-) \quad (3.51)$$

$$j_{lb}^+ = j_{lb}(t_0^+) \quad (3.52)$$

$$j_{gb}^- = j_{gb}(t_0^-) = 0 \quad (3.53)$$

$$j_{gb}^+ = j_{gb}(t_0^+) \quad (3.54)$$

$$\frac{dx^-}{dt} = \frac{dx}{dt}(t_0^-) \quad (3.55)$$

$$\frac{dx^+}{dt} = \frac{dx}{dt}(t_0^+) = 0 \quad (3.56)$$

Da condição $(\bar{j}_l)^- = (\bar{j}_l)^+$, tem-se que:

$$j_{lb}^- + \alpha_p \frac{dx^-}{dt} + \frac{Q_{l0}}{A} = j_{lb}^+ + \frac{Q_{l0}}{A} \quad (3.57)$$

da onde resulta:

$$j_{lb}^+ = j_{lb}^- + \alpha_p \frac{dx^-}{dt} \quad (3.58)$$

Da condição $(\bar{j}_g)^- = (\bar{j}_g)^+$ resulta:

$$j_{gb}^+ = -\alpha_p \frac{dx^-}{dt} \quad (3.59)$$

Em consequência, as velocidades superficiais do líquido e do gás têm descontinuidades, assim como a fração de vazio na base. No entanto, a velocidade superficial total resulta contínua:

$$j_b^+ = j_{lb}^+ + j_{gb}^+ = j_{lb}^- = j_b^- \quad (3.60)$$

Com os valores j_{lb}^+ e j_{gb}^+ se comuta às equações (3.9) e (3.10).

Comutação da condição $x = 0$ a $x > 0$: Seja t_0 o instante de tempo no qual é detectado $j_{gb} = 0$. Para t_0^- o *pipeline* se encontra na condição $x = 0$, enquanto para t_0^+ o *pipeline* comuta à condição $x > 0$ com penetração de líquido. Nestas condições, definem-se:

$$j_{lb}^- = j_{lb}(t_0^-) \quad (3.61)$$

$$j_{lb}^+ = j_{lb}(t_0^+) \quad (3.62)$$

$$j_{gb}^- = j_{gb}(t_0^-) = 0 \quad (3.63)$$

$$j_{gb}^+ = j_{gb}(t_0^+) \quad (3.64)$$

$$\frac{dx^-}{dt} = \frac{dx}{dt}(t_0^-) = 0 \quad (3.65)$$

$$\frac{dx^+}{dt} = \frac{dx}{dt}(t_0^+) \quad (3.66)$$

Da condição $(\bar{j}_l)^- = (\bar{j}_l)^+$, tem-se que:

$$j_{lb}^- + \frac{Q_{l0}}{A} = j_{lb}^+ + \alpha_p \frac{dx^+}{dt} + \frac{Q_{l0}}{A} \quad (3.67)$$

da onde resulta:

$$j_{lb}^+ = j_{lb}^- - \alpha_p \frac{dx^+}{dt} \quad (3.68)$$

Da condição $(\bar{j}_g)^- = (\bar{j}_g)^+$ resulta:

$$j_{gb}^+ = -\alpha_p \frac{dx^+}{dt} = j_{gb}^- = 0 \quad (3.69)$$

Em consequência, $\frac{dx^+}{dt} = 0$ e as velocidades superficiais do líquido e do gás não têm descontinuidades. No entanto, a velocidade superficial total resulta contínua:

$$j_b^+ = j_b^- = j_{lb}^- \quad (3.70)$$

Com os valores j_{lb}^+ e $j_{gb}^+ = 0$ se comuta às equações (3.2) e (3.3).

Continuidade das derivadas temporais de α_p e P_g : É importante destacar que com as comutações introduzidas e considerando as equações (3.2), (3.9), (3.3) e (3.10), pode-se demonstrar facilmente que também as derivadas temporais $\frac{d\alpha_p}{dt}$ e $\frac{dP_g}{dt}$ resultam contínuas quando o *pipeline* muda de condição.

3.3.4 Expressões finais

Substituindo os termos de atrito, áreas e perímetros nas Eq. (3.18) e (3.19) temos finalmente a relação de equilíbrio local generalizado para escoamento estratificado e o gradiente de pressão ao longo do *pipeline*:

$$\begin{aligned}
& f_g \bar{\rho}_g \bar{j}_g |\bar{j}_g| \frac{1-\gamma}{\alpha_p^3} - f_l \rho_l \bar{j}_l |\bar{j}_l| \frac{\gamma}{(1-\alpha_p)^3} + f_i \bar{\rho}_g \left(\frac{\bar{j}_g}{\alpha_p} - \bar{u}_i \right) \left| \frac{\bar{j}_g}{\alpha_p} - \bar{u}_i \right| \gamma_i \left(\frac{1}{1-\alpha_p} + \frac{1}{\alpha_p} \right) \\
& + \left(\rho_l - \bar{\rho}_g \right) \frac{1}{2} D g \sin \beta - \frac{1}{2} D \left(\rho_l \frac{d\bar{u}_l}{dt} - \bar{\rho}_g \frac{d\bar{u}_g}{dt} \right) = 0
\end{aligned} \tag{3.71}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial p}{\partial s} = & -2 f_l \rho_l \bar{j}_l |\bar{j}_l| \frac{\gamma}{(1-\alpha_p)^3 D} + 2 f_i \bar{\rho}_g \left(\frac{\bar{j}_g}{\alpha_p} - \bar{u}_i \right) \left| \frac{\bar{j}_g}{\alpha_p} - \bar{u}_i \right| \frac{\gamma_i}{(1-\alpha_p) D} \\
& + \rho_l \left(g \sin \beta - \frac{d\bar{u}_l}{dt} \right)
\end{aligned} \tag{3.72}$$

4 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DO PIPELINE

Neste capítulo será apresentada a discretização das equações. Para o instante t^K (passo temporal K) são conhecidas as seguintes variáveis do pipeline: $\alpha_p^K, j_{gpe}^K, j_{gpt}^K, j_{lpb}^K, j_{lpe}^K, P_{pe}^K, P_{pt}^K, x^K$. No passo temporal t^{K+1} , são conhecidas: P_{pb}^{K+1} .

Para a identificação da condição $x = 0$ ou $x > 0$ são calculadas as variáveis médias:

$$1. \quad j_{lpt}^{K+1} = \frac{Q_{l0}}{A} \quad (4.1)$$

$$2. \quad j_{lpa}^K = \frac{1}{2} \left(j_{lpe}^K + \frac{Q_{l0}}{A} \right) \quad (4.2)$$

$$3. \quad j_{gpa}^K = \frac{1}{2} \left(j_{gpe}^K + j_{gpt}^K \right) \quad (4.3)$$

$$4. \quad P_{pa}^K = \frac{1}{2} \left(P_{pe}^K + P_{pt}^K \right) \quad (4.4)$$

5. P_{pe}^{K+1} da equação 3.8, com $(x^{K+1})^{PC}$, $(j_{lpb}^{K+1})^{PC}$ e j_{lpb}^K , a ser demonstrado na seção 4.4.

$$6. \quad P_{pa}^{K+1} = \frac{1}{2} (P_{pe}^{K+1} + (P_{pt}^{K+1})^{PC}) \quad (4.5)$$

$$7. \quad \frac{dP_g}{dt} = \left(\frac{P_{pa}^{K+1} + P_{pa}^K}{\Delta t} \right) \quad (4.6)$$

Os índices PC indicam que deve-se interar na variável em questão, utilizando-se inicialmente o valor correspondente a t^K e, após a convergência, o valor em t^{K+1} .

Eliminando-se j_{lpb} entre 3.3 e 3.5, obtemos uma equação para x que ao ser discretizada fornece:

$$x^{K+1} = \frac{P_{pa}^{K+1} (\alpha_p^{K+1})^{PC} x^K + \left[\frac{dP_g}{dt} (L (\alpha_p^{K+1})^{PC} + L_e) + P_{pa}^{K+1} \left((j_{le}^{K+1})^{PC} - \frac{Q_{l0}}{A} \right) - \frac{R_g T_g m_{g0}}{A} \right] \Delta t}{P_{pa}^{K+1} (\alpha_p^{K+1})^{PC} + (\alpha_p^{K+1})^{PC} \frac{dP_g}{dt} \Delta t} \quad (4.7)$$

Após tal cálculo x^{K+1} é avaliado e caso seja maior que 0, continua-se os cálculos para a condição $x > 0$, senão temos o caso $x = 0$.

4.1 Condição $x > 0$

Efetuem-se as seguintes etapas de cálculo:

1. Como $x > 0$, sabe-se que:

$$j_{gpb}^{K+1} = 0 \quad (4.8)$$

- 2.

$$\frac{dx^{K+1}}{dt} = \frac{x^{K+1} - x^K}{\Delta t} \quad (4.9)$$

- 3.

$$j_{gpe}^{K+1} = -(\alpha_p^{K+1})^{PC} \frac{dx}{dt} \quad (4.10)$$

- 4.

$$j_{gpt}^{K+1} = \frac{\frac{R_g T_g m_{g0}}{A}}{(P_{pt}^{K+1})^{PC}} \quad (4.11)$$

- 5.

$$j_{gpa}^{K+1} = \frac{1}{2} (j_{gpe}^{K+1} + j_{gpt}^{K+1}) \quad (4.12)$$

6. j_{lpa}^{K+1} da teoria do equilíbrio local (3.71) com α_p^K , $(\alpha_p^{K+1})^{PC}$, j_{gpa}^K , j_{gpa}^{K+1} , j_{lpa}^K , j_{lpa}^{K+1} .

- 7.

$$j_{lpe}^{K+1} = 2j_{lpa}^{K+1} - \frac{Q_{l0}}{A} \quad (4.13)$$

- 8.

$$\frac{d\alpha_p^{K+1}}{dt} = \frac{j_{lpe}^{K+1} - \frac{Q_{l0}}{A}}{L - x^{K+1}} \quad (4.14)$$

- 9.

$$\alpha_p^{K+1} = \alpha_p^K + \left(\frac{d\alpha_p^{K+1}}{dt} \right) \Delta t \quad (4.15)$$

- 10.

$$j_{lpb}^{K+1} = j_{lpe}^{K+1} - \alpha_p^{K+1} \left(\frac{dx^{K+1}}{dt} \right) \quad (4.16)$$

11. $\frac{\partial P^{K+1}}{\partial s}$ da queda de pressão no *pipeline* (3.72).

- 12.

$$P_{pt}^{K+1} = P_{pe}^{K+1} - \frac{\partial P^{K+1}}{\partial s} (L - x^{K+1}) \quad (4.17)$$

4.2 Condição $x = 0$

Efetuem-se as seguintes etapas de cálculo:

1. De 3.10 e isolando para j_{gpb}^{K+1} , temos:

$$j_{gpb}^{K+1} = \frac{((\frac{d\bar{P}_g}{dt})(L - (\alpha_p^{K+1})^{PC} + L_e) - \frac{R_g T_g \dot{m}_{g0}}{A} - \bar{P}_{pa}^{K+1}((j_{lpe}^{K+1})^{PC} - \frac{Q_{l0}}{A}))}{\bar{P}_{pa}^{K+1}} \quad (4.18)$$

2. Como sabemos que $x^{K+1} = 0$, podemos escrever:

$$\frac{dx^{K+1}}{dt} = 0 \quad (4.19)$$

3. Como não existe *slug* na condição $x = 0$, sabemos que as velocidades superficiais na região estratificada é igual a na base:

$$j_{gpe}^{K+1} = j_{gpb}^{K+1} \quad (4.20)$$

- 4.

$$j_{gpt}^{K+1} = \frac{R_g T_g \dot{m}_{g0}}{A(\bar{P}_{pt}^{K+1})^{PC}} \quad (4.21)$$

5. Estima-se j_{gpa}^{K+1} para o cálculo do termo de inércia a ser empregado na teoria do equilíbrio local (3.71)

$$j_{gpa}^{K+1} = \frac{1}{2} (j_{gpe}^{K+1} + j_{gpt}^{K+1}) \quad (4.22)$$

6. Estima-se j_{lpa}^{K+1} para o cálculo do termo de inércia a ser empregado na teoria do equilíbrio local (3.71):

$$j_{lpa}^{K+1} = \frac{1}{2} \left(\frac{Q_{l0}}{A} + (j_{lpe}^{K+1})^{PC} \right) \quad (4.23)$$

7. Calcula-se j_{lpa}^{K+1} da teoria do equilíbrio local (3.71) com α_p^K , $(\alpha_p^{K+1})^{PC}$, j_{gpa}^K , j_{gpa}^{K+1} , j_{lpa}^K , j_{lpa}^{K+1} .

8. Calcula-se j_{lpe}^{K+1} sabendo-se que a média de j_{lpe}^{K+1} com $\frac{Q_{l0}}{A}$ é j_{lpa}^{K+1} :

$$j_{lpe}^{K+1} = 2j_{lpa}^{K+1} - \frac{Q_{l0}}{A} \quad (4.24)$$

9. Como $x = 0$, temos novamente que a velocidade na base é igual a velocidade da região estratificada:

$$j_{l\,pb}^{K+1} = j_{l\,pe}^{K+1} \quad (4.25)$$

10.

$$\frac{d\alpha_p^{K+1}}{dt} = \frac{j_{l\,pb}^{K+1} - \frac{Q_{l0}}{A}}{L} \quad (4.26)$$

11.

$$\alpha_p^{K+1} = \alpha_p^K + \frac{d\alpha_p^{K+1}}{dt} \Delta t \quad (4.27)$$

12. $\frac{\partial P^{K+1}}{\partial s}$ da queda de pressão no *pipeline* (3.72).

13.

$$P_{pt}^{K+1} = P_{pe}^{K+1} - \frac{\partial P^{K+1}}{\partial s} (L) \quad (4.28)$$

4.3 Discretização da condição de equilíbrio local

Para a discretização da condição de equilíbrio local, dada pela equação (3.71), foi pensado o esquema de cálculo descrito a seguir. Novamente faz-se uso de variáveis predictoras - corretoras identificadas pelos índices PC, que deverão ser iteradas até atingir convergência.

1. Calcula-se gamma (γ) explicitamente com a equação 3.25, usando-se $(\alpha_p^{K+1})^{PC}$.
2. Calculam-se os números de Reynolds para o líquido e para o gás (equações (3.41) e (3.40)).
3. Calculam-se os fatores de atrito f_i e f_l (equações (3.45) e (3.31), respectivamente).
4. Calcula-se a velocidade superficial u_i entre as fases (equação (3.44)).
5. Calcula-se as velocidades superficiais do gás e do líquido através das relações:

$$u_g = \frac{j_g}{\alpha_p} \quad (4.29)$$

usando $j_{g\,pa}^K, j_{g\,pa}^{K+1}, \alpha_p^K, \alpha_p^{K+1}$ para o gás e obtendo os resultados para o tempo t^K e t^{K+1} , respectivamente.

6.

$$u_l = \frac{j_l}{1 - \alpha_p} \quad (4.30)$$

e, $j_{l\,pa}^K, j_{l\,pa}^{K+1}, \alpha_p^K, \alpha_p^{K+1}$ para o líquido, obtendo os resultados para os tempos t^K e t^{K+1} , respectivamente.

7. Cálculo dos termos de inércia:

$$\frac{d\bar{u}_g}{dt} = \frac{\bar{u}_g^{K+1} - \bar{u}_g^K}{\Delta t} \quad (4.31)$$

e

$$\frac{d\bar{u}_l}{dt} = \frac{\bar{u}_l^{K+1} - \bar{u}_l^K}{\Delta t} \quad (4.32)$$

8. Finalmente calcula-se j_{lpa}^{K+1} , através da equação (3.71):

$$\begin{aligned} \phi^{K+1} = & \frac{f_l \rho_l j_{gpa}^{K+1} |j_{gpa}^{K+1}| (1 - \gamma)}{\alpha_p^{K+1}} + \frac{f_i \rho_g (u_g^{K+1} - u_i) |u_g^{K+1} - u_i| \gamma_i}{\alpha_p^{K+1} (1 - \alpha_p^{K+1})} + \\ & \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) D \rho_l g \sin(\beta) - \frac{1}{2} D \left(\rho_l \frac{d\bar{u}_l}{dt} - \rho_g \frac{d\bar{u}_g}{dt} \right) \\ j_{lpa}^{K+1} = & \left(\frac{(\phi^{K+1}) (1 - (\alpha_p^{K+1})^3)}{f_l \rho_l \gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (4.33)$$

onde ϕ^{K+1} é uma variável intermediária de cálculo.

4.4 Discretização variação de pressão no pipeline:

A variação de pressão no *pipeline* foi discretizada baseando-se na equação (3.72):

1. Calcula-se gamma (γ) explicitamente com a equação (3.23), usando-se $(\alpha_p^{K+1})^{PC}$.
2. Calculam-se o número de Reynolds para o líquido da equação (3.40).
3. Calculam-se os fatores de atrito f_i e f_l (equações (3.45) e (3.31) respectivamente).
4. Calcula-se as velocidades surficiais do gás:

$$u_g = \frac{j_g}{\alpha_p} \quad (4.34)$$

e para $j_{gpa}^K, j_{gpa}^{K+1}, \alpha_p^K, \alpha_p^{K+1}$, obtendo os resultados para os tempos t^K e t^{K+1} respectivamente.

5. Calcula-se as velocidades surficiais do líquido através das relações:

$$u_l = \frac{j_l}{1 - \alpha_p} \quad (4.35)$$

para $j_{lpa}^K, j_{lpa}^{K+1}, \alpha_p^K, \alpha_p^{K+1}$

6. Calcula-se a velocidade superficial u_i entre as fases de acordo com a equação (3.44).

7. Cálculo da derivada temporal:

$$\frac{d\bar{u}_l}{dt} = \frac{\bar{u}_l^{K+1} - \bar{u}_l^K}{\Delta t} \quad (4.36)$$

8. Finalmente aplica-se a relação:

$$\frac{\partial P}{\partial s} = \frac{-2f_l \rho_l j_{lpa}^{K+1} |j_{lpa}^{K+1}| \gamma}{D(1 - (\alpha_p^{K+1})^3)} + \frac{2f_i \bar{\rho}_g (\bar{u}_g^{K+1} - u_i) |\bar{u}_g^{K+1} - u_i| \gamma_i}{D(1 - \alpha_p^{K+1})} + \rho_l g \sin \beta - \rho_l \frac{d\bar{u}_l}{dt} \quad (4.37)$$

5 PROGRAMA COMPUTACIONAL

Baseado no modelo descrito no capítulo 3 e na discretização do capítulo 4 foram desenvolvidas rotinas em MatLab que viriam a complementar o programa de Baliño, 2008 [2] e de Rocha, 2011 [8]. A seguir será dada uma breve explicação das rotinas adicionais criadas pelo autor deste trabalho, bem como as entradas e saídas do programa idealizado.

5.1 Rotinas e Funções

- *dpds_pipeline_stationary*: calcula a queda de pressão no *pipeline* para o estado estacionário.
- *dpds_pipeline_dynamic*: calcula a queda de pressão do *pipeline* para o transiente.
- *loc_eq_jl_stationary*: calcula a velocidade superficial do líquido para o estado estacionário.
- *loc_eq_dynamic*: calcula a velocidade superficial do líquido para o transiente.
- *gamma_ap*: calcula *gamma* a partir de *alpha* usando uma tabela de valores que correlacionam *alpha* e *gamma* previamente construída em excel. Através de interpolação entre os valores de *alpha*, calcula-se o respectivo *gamma*.
- *pipeline_inertia*: rotina principal do modelo do *pipeline*, faz os cálculos iterativos do modelo, usando-se das subrotinas: *loc_eq_dynamic* e, *dpds_pipeline_dynamic*.
- *printall*: rotina para plotagem dos resultados em gráficos.
- *savematrixfiles*: salva os dados em formato de matriz, onde cada linha representa o passo temporal e cada coluna o valor da variável em questão.
- *tabap*: tabela usada pela rotina *gamma_alpha* para interpolação dos valores conforme descrito acima.
- *writetxt*: rotina que escreve as saídas do programa num formato txt. Muito similar a rotina *savematrixfiles*, porém com a conveniência dos arquivos serem num formato mais usual a maioria dos usuários.

5.2 Parâmetros de Entrada

São parâmetros de entrada do programa principal:

- *Mug*: viscosidade dinâmica do gás (μ_g) em $kg/s/m$.
- *Rg*: constante universal dos gases em $m^2/s^2/K$.
- *Mul*: viscosidade dinâmica do líquido (μ_l) em $kg/s/m$.
- *Rol*: densidade do líquido (ρ_l) em kg/m^3 .
- *T*: temperatura do gás em Kelvin.

- g : aceleração da gravidade em m/s^2 .
- L : comprimento do *pipeline* em metros.
- L_e : comprimento do buffer equivalente em metros.
- D : diâmetro do *pipeline* (m).
- e : rugosidade do *pipeline* (m).
- β : ângulo de inclinação do *pipeline* (*graus*).
- Q_{l0} : vazão volumétrica de líquido no topo do *pipeline* (m^3/s).
- mg_0 : vazão mássica de gás no topo do *pipeline* (kg/s).
- $subrel$: subrelaxamento que deverá ser usado no modelo.
- $tsim$: tempo máximo de simulação (s).

5.3 Parâmetros de saída

São parâmetros de saída do modelo, tanto plotados em gráficos em função do tempo, como escrito em txt e em matriz Matlab

- X : comprimento de penetração do slug no *pipeline* (m).
- ap : fração de vazio do *pipeline* (Pa).
- P_{pb} : pressão na base do *pipeline* (Pa).
- P_{pt} : pressão no topo do *pipeline* (Pa).
- P_{pe} : pressão na região estratificada do *pipeline* (Pa).
- j_{lb} : velocidade superficial de líquido na base do *pipeline* (m/s).
- j_{gb} : velocidade superficial do gás na base do *pipeline* (m/s).

6 RESULTADOS

Serão apresentados dados e comparações entre os resultados obtidos por Baliño em 2008 [2], e os obtidos neste trabalho, enfatizando os principais efeitos que foram adicionados ao *pipeline*, como a variação da fração de vazio e a queda de pressão no *pipeline*.

Para as simulações do sistema *pipeline* - *riser*, foi integrado o sistema do *pipeline* com o *riser*, também desenvolvido pelo grupo de pesquisa no NDF, com a participação do professor orientador e o aluno de graduação, Gustavo Hsu Rocha. A dinâmica de variáveis entre os sistemas é apresentada na Figura 9.

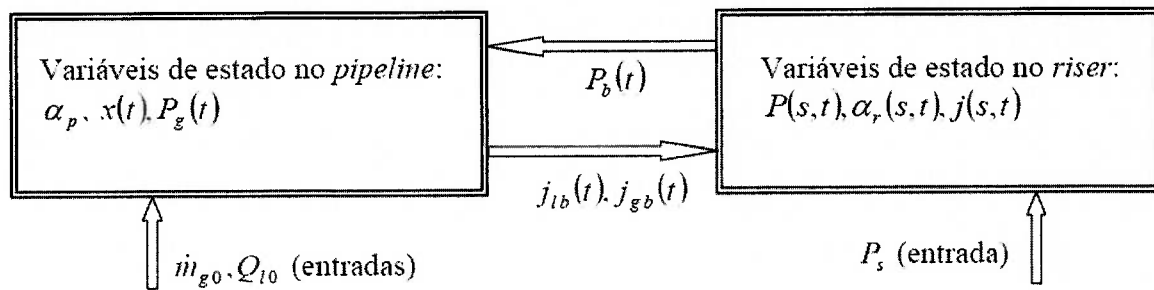


Figura 9: Dinâmica entre as variáveis do *pipeline* - *riser*.

É importante salientar que o programa completo conta com o modelo do *pipeline* e com o modelo do *riser*. O *pipeline* a cada passo iterativo fornece as velocidades superficiais do gás e do líquido para o *riser* que por sua vez contribui com a pressão na base do *pipeline*. Como entradas globais, temos a vazão volumétrica de líquido e mássica de gás no *pipeline*, e a pressão do separador no *riser*. O modelo desenvolvido neste trabalho foca apenas no *pipeline*, portando os resultados e discussões são apenas os que forem implicações diretas do *pipeline*.

6.1 Simulações

Os parâmetros de entrada das simulações comparativas realizadas foram:

- Viscosidade do gás e do líquido respectivamente: $\mu_g : 1,8 \times 10^{-5} \text{ kg/m/s}$ e $\mu_l : 1 \times 10^{-3} \text{ kg/m/s}$.
- Densidade do líquido (ρ_l): 1000 kg/m^3 .
- Constante do gás (R_g): $287 \text{ m}^3/\text{s}^2/\text{K}$ e temperatura do gás (T_g) = 298 K .
- Comprimento do *pipeline* (L): $57,4 \text{ m}$.
- Comprimento do *buffer* equivalente (L_e): 0 m .

- Diâmetro do *pipeline* (D): $5,25018 \times 10^{-2} \text{ m}$.
- Rugosidade do *pipeline* (ϵ): $4,6 \times 10^{-5} \text{ m}$.
- Ângulo de inclinação do *pipeline* (β): 2 *graus*.

Destaca-se que em todos os casos a vazão de líquido foi de $Q_{l0} = 1,2894 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$, e variou-se a vazão de gás entre os valores $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$, $\dot{m}_{g0} = 5 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

6.1.1 Resultados das simulações

A seguir são apresentadas tabelas comparativas entre os resultados obtidos por Ba-liño em 2008 e com o modelo atual.

Resultados $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$				
	Modelo antigo		Novo modelo	
Variável	Máximo	Mínimo	Máximo	Mínimo
X (m)	1,018	0	1,77	0
P_b (Pa)	298020	290710	299380	287890
j_{lb} (m/s)	0,6124	0,5395	0,6328	0,4881
j_{gb} (m/s)	0,0961	0	0,1277	0
α_p	0,5136	0,5136	0,5487	0,5485
ΔP (Pa)	0	0	187,42	147,02

Tabela 1: Resultados para $Q_{l0} = 1,2894 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

Resultados $\dot{m}_{g0} = 5 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$				
	Modelo antigo		Novo modelo	
Variável	Máximo	Mínimo	Máximo	Mínimo
X (m)	3,47	0	4,8	0
P_b (Pa)	298200	26790	300100	264550
j_{lb} (m/s)	0,665	0,4209	0,7176	0,3694
j_{gb} (m/s)	0,526	0	0,5324	0
α_p	0,514	0,514	0,5506	0,55
ΔP (Pa)	0	0	190,5	66,95

Tabela 2: Resultados para $Q_{l0} = 1,2894 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 5 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

Resultados $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$				
	Modelo antigo		Novo modelo	
Variável	Máximo	Mínimo	Máximo	Mínimo
X (m)	4,24	0	5,54	0
P_b (Pa)	298440	256020	301000	250640
j_{lb} (m/s)	0,726	0,391	0,821	0,335
j_{gb} (m/s)	1,032	0	1,0275	0
α_p	0,5145	0,5145	0,5523	0,5516
ΔP (Pa)	0	0	186,4	-29,25

Tabela 3: Resultados para $Q_{l0} = 1,2894 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

Períodos das variáveis (s)		
$\dot{m}_{g0} \text{ (kg/s)}$	Modelo Antigo	Novo Modelo
1×10^{-4}	73	107
5×10^{-4}	57,1	71,15
1×10^{-3}	43,8	52,3

Tabela 4: Períodos das variáveis para as diferentes vazões mássicas e modelos.

6.2 Discussão dos Resultados

Comparando os novos resultados com os obtidos em Baliño, 2008 ([2]), observam-se alguns fenômenos:

- **Aumento do período de oscilação das variáveis:** em todos os casos as variáveis tiveram maiores períodos de oscilação em relação ao anterior (ordem de 20 %). Isto deve-se ao fato da incorporação dos termos de inércia tanto no *pipeline*, quanto no *riser*, bem como a variação da fração de vazio no *pipeline*.
- **Aumento da amplitude da pressão na base do *pipeline*:** como as vazões mássicas de entrada são as mesmas, conclui-se que apesar de pequenas as variações na fração de vazio (α_p), causaram mudanças nas pressões na base do *pipeline* de maneira que houve significativo aumento na amplitude desta variável (25%, 57% e 18%, para $\dot{m}_{g0} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ kg/s}$, $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ respectivamente).
- **Variação de pressão no *pipeline*:** foram observados valores positivos para a variação de pressão (esperados devido ao termo gravitacional) e no caso de $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ um valor negativo. Tal valor deve-se ao termo $-2f_l \rho_l \bar{j}_l |\bar{j}_l| \frac{\gamma}{(1 - \alpha_p)^3 D}$ que fica significativo quando aumenta-se a vazão de gás e consequentemente tem-se o aumento da fração de vazio (α_p) o que faz com que o atrito entre o líquido e a parede do *pipeline* aumente uma vez que a mesma quantidade de líquido deve passar por uma área menor. Portanto, aumentando a vazão mássica de gás tem-se uma diminuição da variação de pressão no *pipeline*.
- **Variação na fração de vazio:** o modelo representa bem a variação da fração de vazio, até mesmo no estado permanente, o que era uma grande limitação do modelo anterior.

Foram obtidos: 0,5506, 0,5487 e 0,5523 para $\dot{m}_{g0} = 5 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$, $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, respectivamente o que é esperado, já que um aumento na vazão mássica de gás tem como consequência o aumento de α_p . No mais, não foram observadas grandes oscilações nos valores de α_p no fluxo transiente (ordem de 1%) se levados em consideração os valores absolutos, mas as consequências desta variação foi bastante sentida na pressão do *pipeline* em geral.

- **Efeitos da Inércia:** também são observados alguns picos de velocidade e de pressão nos gráficos das velocidades superficiais e de pressão que anteriormente não eram observados. Isto explica-se também devido a inércia incorporada ao modelo que faz com que a frente de líquido e de gás tenha maior velocidade ao penetrar no *riser* e a conserve por alguns instantes.

6.3 Conclusões e perspectivas futuras

O presente trabalho visou o aprimoramento de um modelo computacional pré-existente a fim de melhor retratar fenômenos físicos observados no *pipeline* quando o escoamento origina a intermitência severa.

Foi estudado com sucesso o equacionamento original, com compreensão das limitações iniciais o que permitiu o desenvolvimento de atualizações importantes ao modelo (representadas no capítulo 3). No entanto a implementação de tais atualizações foi difícil, uma vez que muitas das equações contém não linearidades o que tornou o método de cálculo extremamente sensível a sua ordem de resolução e as possíveis variáveis de entrada e saída de cada rotina computacional.

Logo, as discretizações e etapas de cálculo apresentadas no capítulo 4 podem ser consideradas como a solução ideal do modelo já que diversas rotinas e programas de teste foram elaborados durante a evolução do trabalho, cada qual com diferentes etapas de cálculo, entradas e saídas de variáveis. Os testes que apresentaram melhor robustez e convergência foram aprimorados e incorporados ao programa principal.

O desenvolvimentos das rotinas em MatLab seguiu uma metodologia extremamente pragmática. Sempre agrupadas por versões e com pequenos tutoriais em seu preâmbulo foi fácil a identificação das versões mais atuais e da adequação no esquema de cálculo uma vez que era claro a entrada e saídas de variáveis. Algumas sub-rotinas originais ao modelo e que não faziam parte das melhoras originalmente propostas também foram modificadas já que foram apresentados pelo autor métodos mais eficientes de cálculo (como uma tabela que interpola de maneira direta relações entre a fração de vazio e γ da equação 3.23 ao invés de resolução das raízes por bipartição).

O modelo conseguiu representar as atualizações: variação de vazio ao longo do tempo no *pipeline*, gradiente de pressão do *pipeline*, incorporação dos termos de inércia e queda de pressão na região estratificada. Assim, é considerado satisfatório o trabalho desenvolvido. Ainda existem algumas limitações referentes a convergência do programa que devem ser estudadas e tratadas como casos especiais. A exemplificar, não é verificada convergência para altas vazões mássicas de gás (resulta altas frações de vazio), e grandes comprimentos de *pipeline*.

Após o programa ter garantia de convergência para a maioria dos casos, seria interessante a construção de mapas de estabilidade para a previsão de condições perigosas.

O programa atual está pensado para sistemas água-ar, uma vez que as referências bibliográficas e experimentos realizados até o momento são com estes dois fluidos. Como futuras adaptações, propõe-se rodar casos em que tenhamos óleo e gás, óleo, gás e água fluindo em conjunto o que tornará o modelo bem mais completo e abrangente. Para tanto novas adaptações devem ser realizadas como a vaporização do óleo e da água bem como os atritos relativos a superfície de contato entre as três fases e entre as três fases e a tubulação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Baliño, J. L. (coordenador), Análise de escoamentos intermitentes em *risers* em catenária, *Contrato Petrobras/FUSP 0050.0036706.07.2*, 2008.
- [2] Baliño, J. L., *Análise de intermitência severa em risers de geometria catenária*, Tese de Livre Docência em Engenharia, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, 141 p., 2008.
- [3] Baliño, J. L. (coordenador), Desenvolvimento de modelos para medição, dinâmica e estabilidade de escoamentos multifásicos em sistemas de produção de petróleo, *Relatório Anual 2 Projeto Petrobras/FUSP 0050.0048556.09.9*, 179 p., 2011.
- [4] Chen, N.H., "An explicit equation for friction factor in pipe." *Ind. Engng. Chem. Fundam.*, vol. 18, pp. 296 - 297.
- [5] Drew, D. A. & Passman, S. L., *Theory of Multicomponent Fluids*, Springer-Verlag, New York, Inc., ISBN 0-387-98380-5, 1999.
- [6] Jansen, F. E., Shoham, O. & Taitel, Y., The elimination of severe slugging - Experiments and modeling, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 22, No. 6, pp. 1055-1072, 1996.
- [7] Kokal, S. L. & Stanislav, J. F., An experimental study of two-phase flow in slightly inclined pipes - II. Liquid holdup and pressure drop, *Chem. Engng. Sci.*, vol. 44, pp. 665-679, 1989.
- [8] Rocha, G. H., *Intermitência severa em sistemas água-ar. Melhorias no modelo do riser*, tese de conclusão de curso em Engenharia de petróleo, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, 2011.
- [9] Sarica, C. & Shoham, O., A simplified transient model for pipeline-riser systems, *Chemical Engineering Science*, vol. 46, No. 9, pp. 2167-2179, 1991.
- [10] Schmidt, Z., Experimental study of two-phase flow in a pipeline - riser system, Ph.D. Dissertation, The University of Tulsa, 1977.
- [11] Taitel, Y. & Dukler, A. E., A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow, *AIChE Journal*, vol. 22, No. 1, pp. 47-55, 1976.
- [12] Taitel, Y., Stability of severe slugging, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 12, pp. 203-217, 1986.
- [13] Taitel, Y., Vierkand, S., Shoham, O. & Brill, J. P., Severe slugging in a riser system, experiments and modeling, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 16, pp. 57-68, 1990.
- [14] Wordsworth, C., Das, I., Loh, W. L., McNulty, G., Lima, P. C. & Barbuto, F., Multiphase Flow Behaviour in a Catenary Shaped Riser, vol. I, II e III, *CALtec Report No.: CR 6820*, 1998.
- [15] Wörner, M., A Compact Introduction on the Numerical Modeling of Multiphase Flows, *Relatório FZKA 6932 Forschungszentrum*, 2003.

ANEXO A -RESULTADOS GRÁFICOS

Resultados para $Q_{l0} = 1,289 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$

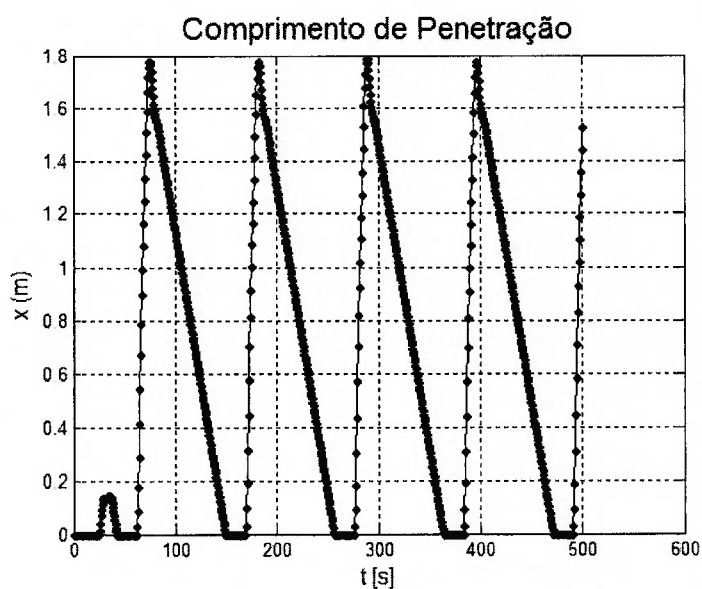


Figura 10: Comprimento de penetração para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

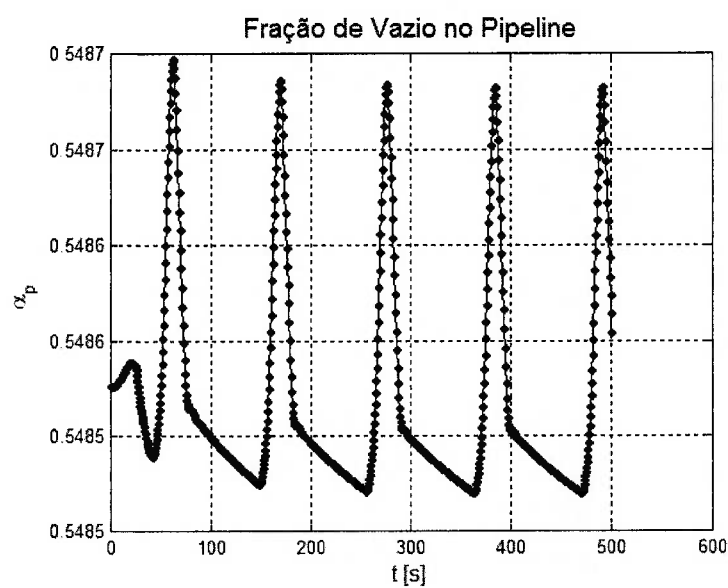


Figura 11: Fração de vazio no *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

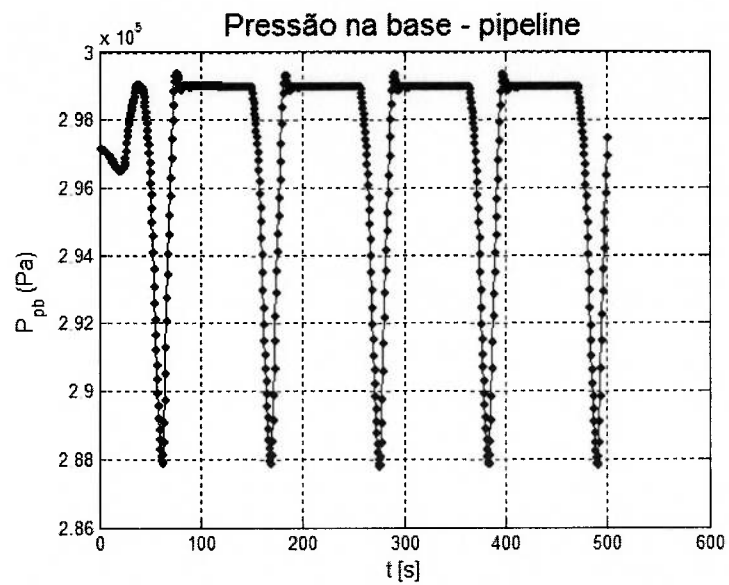


Figura 12: Pressão na base do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

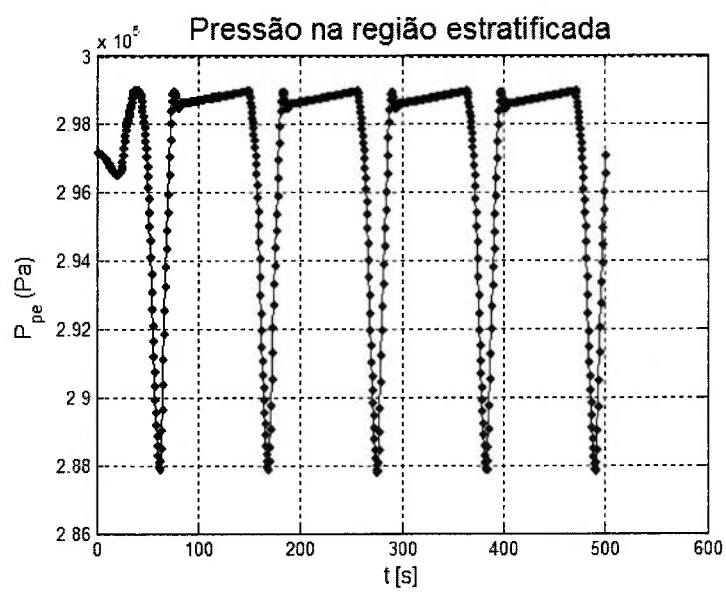


Figura 13: Pressão na região estratificada do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

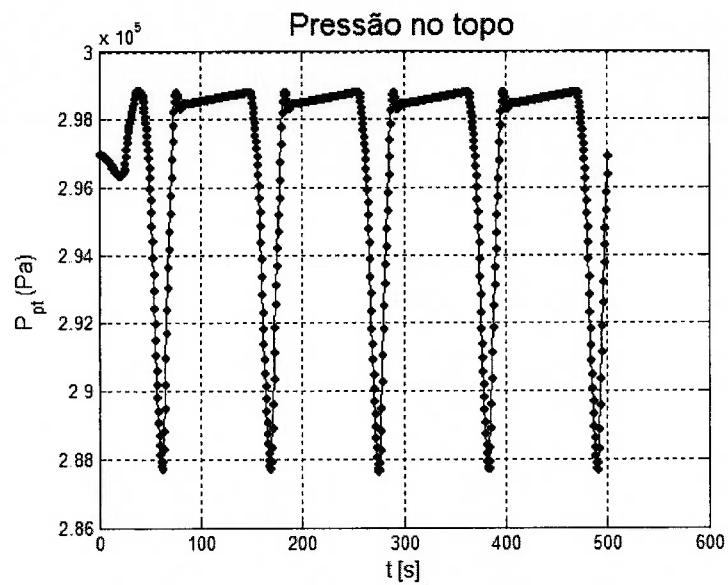


Figura 14: Pressão no topo do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

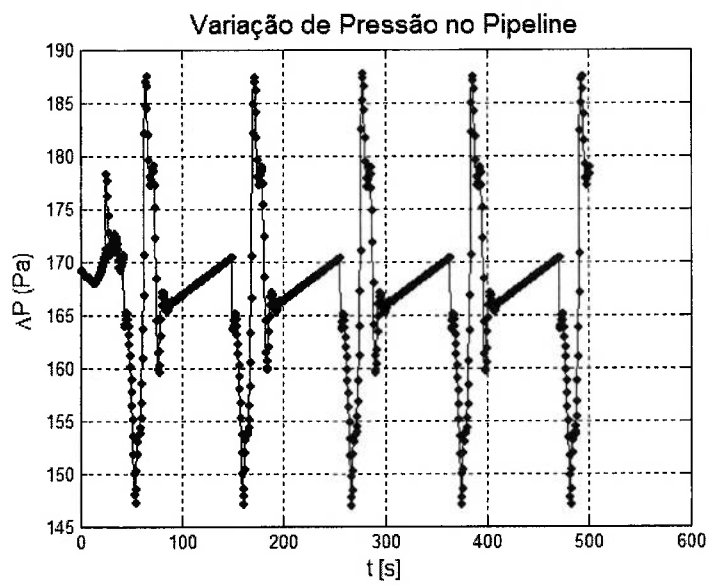


Figura 15: Gradiente de pressão no *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

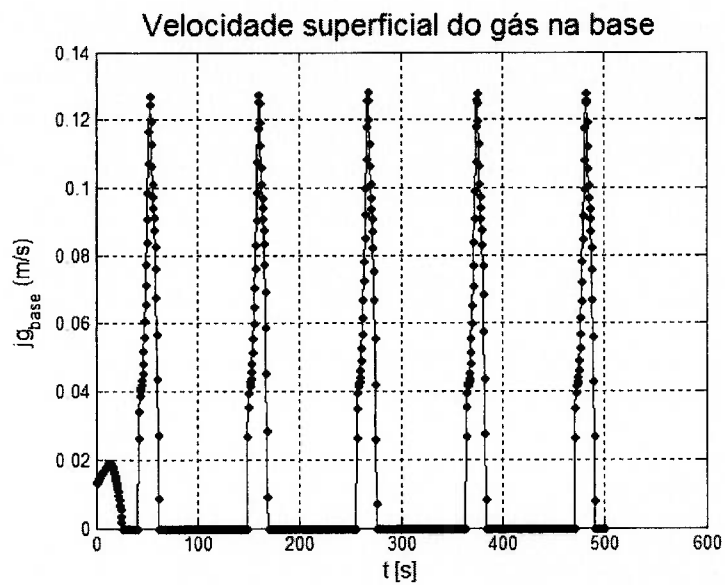


Figura 16: Velocidade superficial do gás na base do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

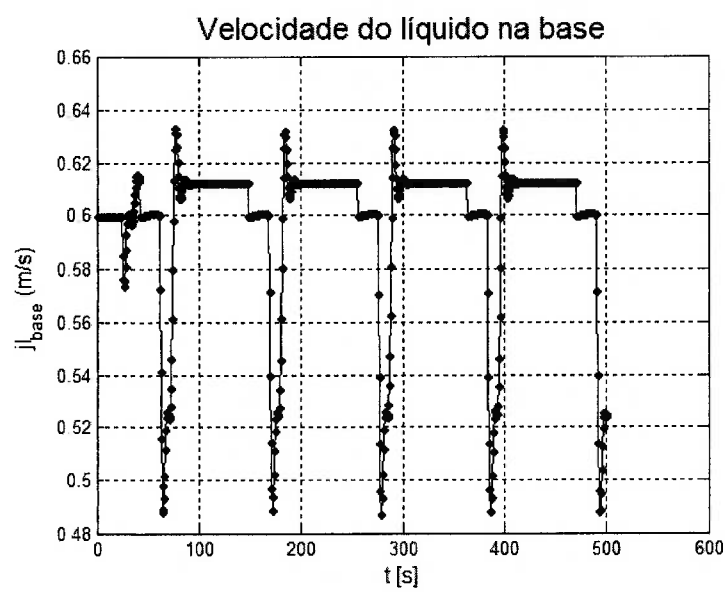


Figura 17: Velocidade superficial do líquido na base do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

Resultados para $Q_{l0} = 1,289 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$

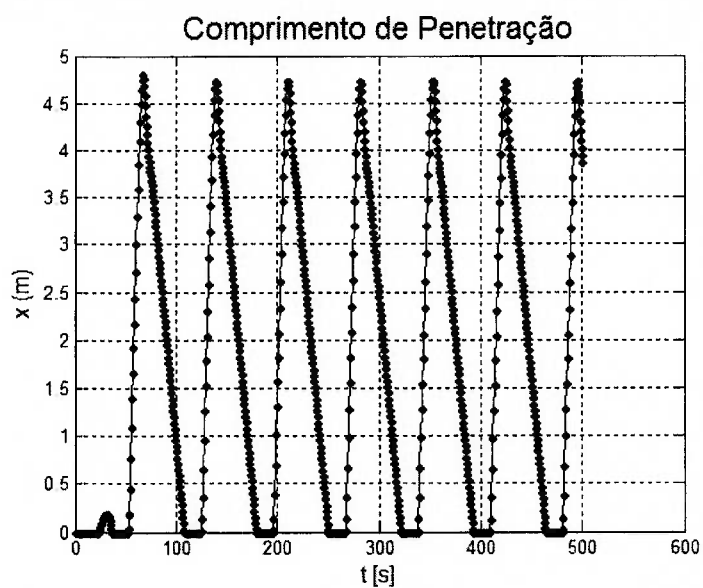


Figura 18: Comprimento de penetração para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

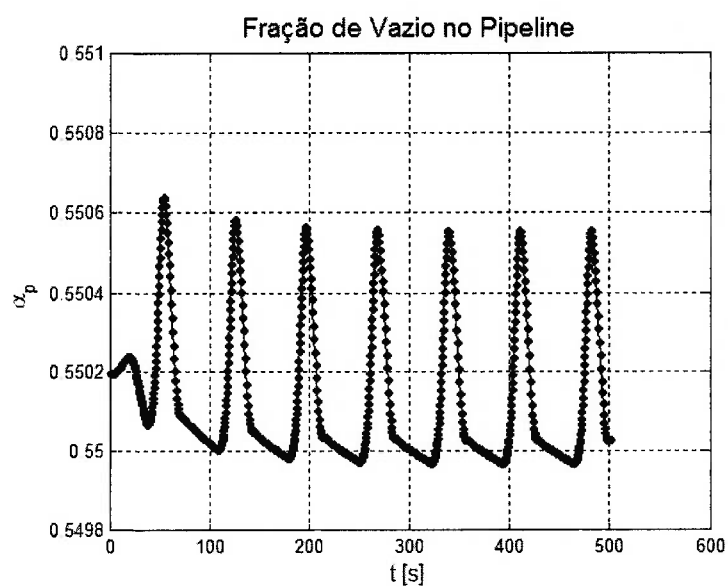


Figura 19: Fração de vazio no *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

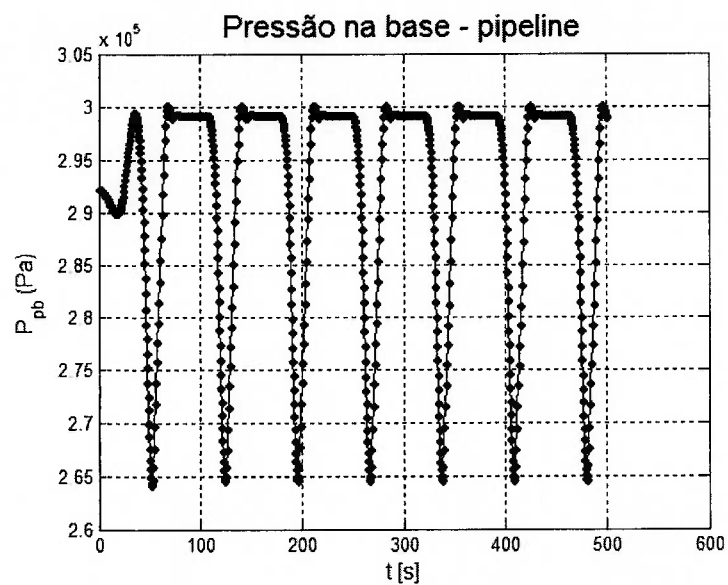


Figura 20: Pressão na base do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

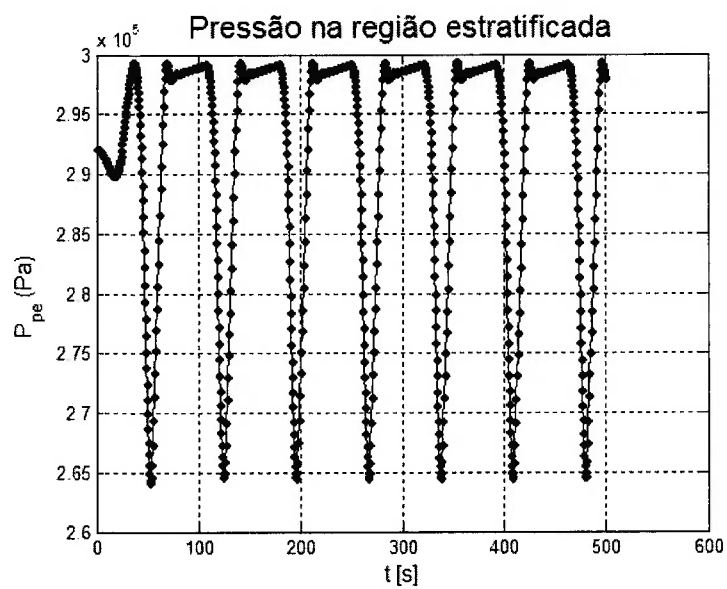


Figura 21: Pressão na região estratificada do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

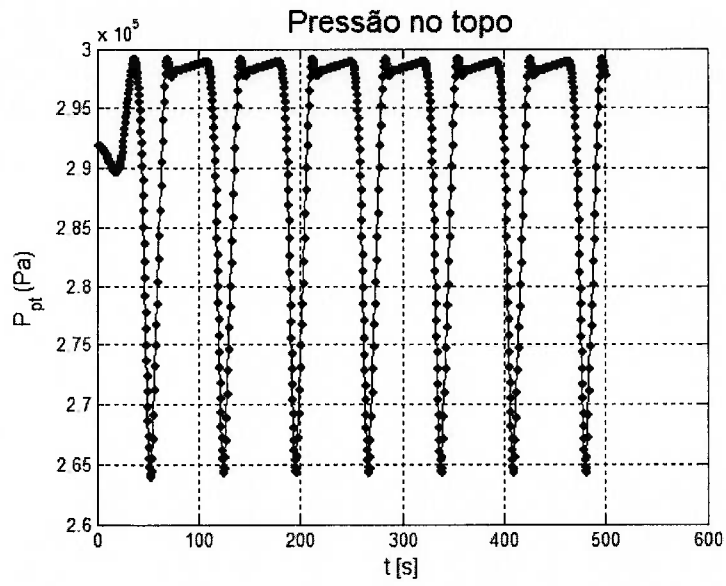


Figura 22: Pressão no topo do *pipeline* para $m_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

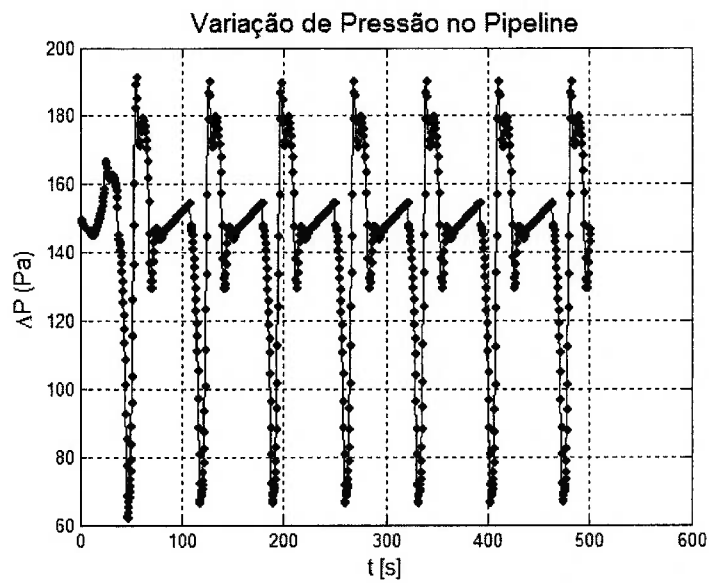


Figura 23: Gradiente de pressão no *pipeline* para $m_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

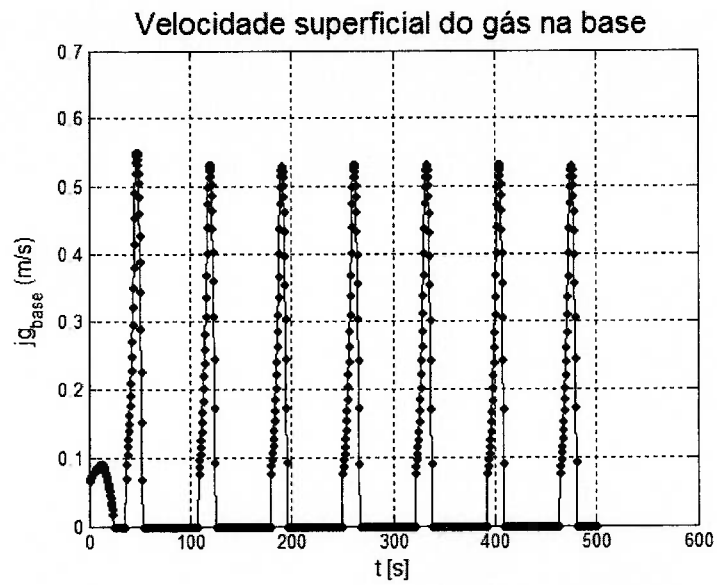


Figura 24: Velocidade superficial do gás na base do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

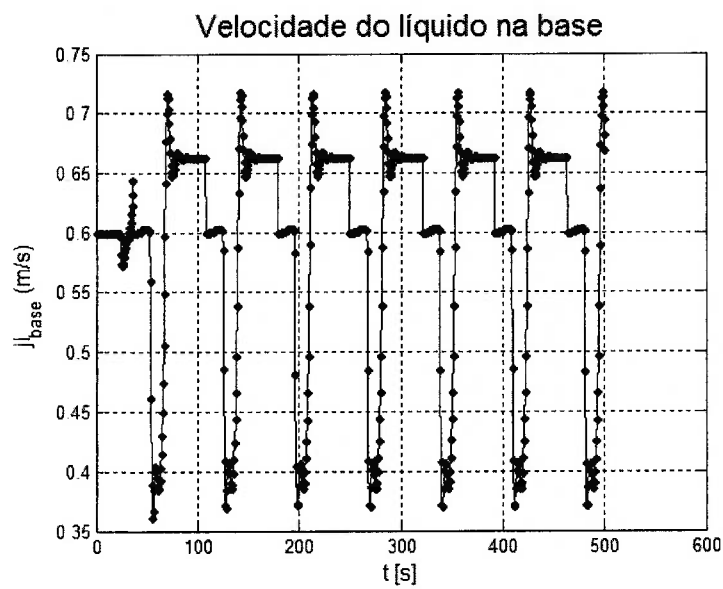


Figura 25: Velocidade superficial do líquido na base do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 5,0 \times 10^{-4} \text{ kg/s}$.

Resultados para $Q_{l0} = 1,289 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ e $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$

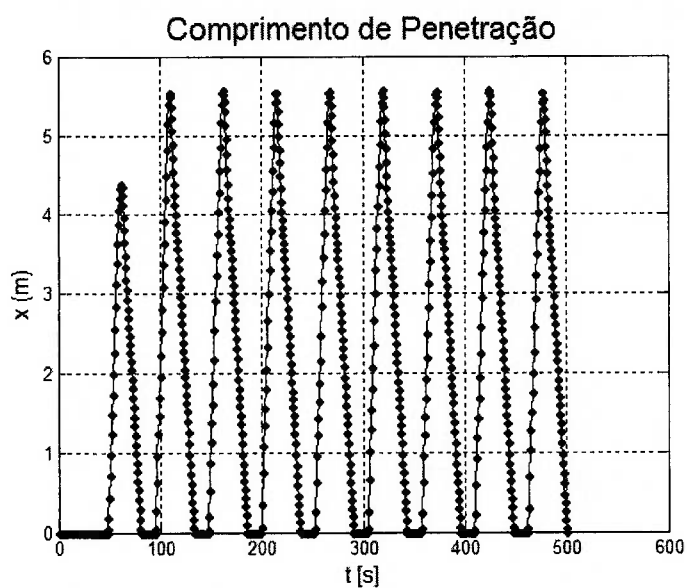


Figura 26: Comprimento de penetração para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

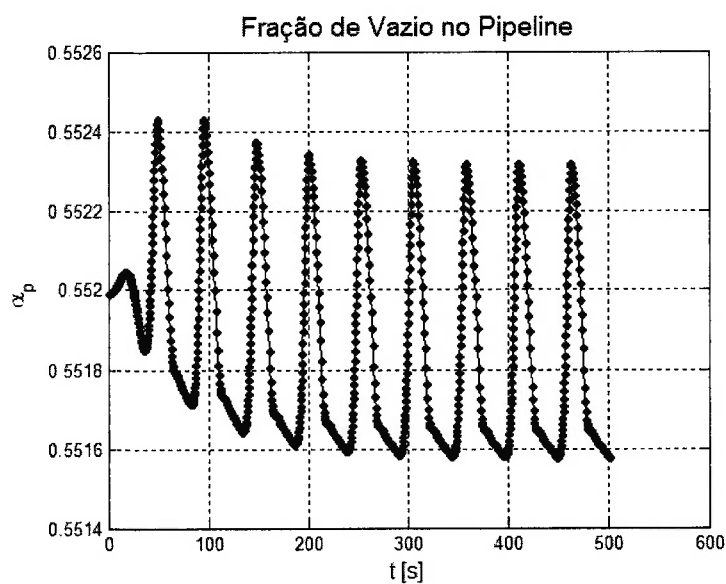


Figura 27: Fração de vazio no *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

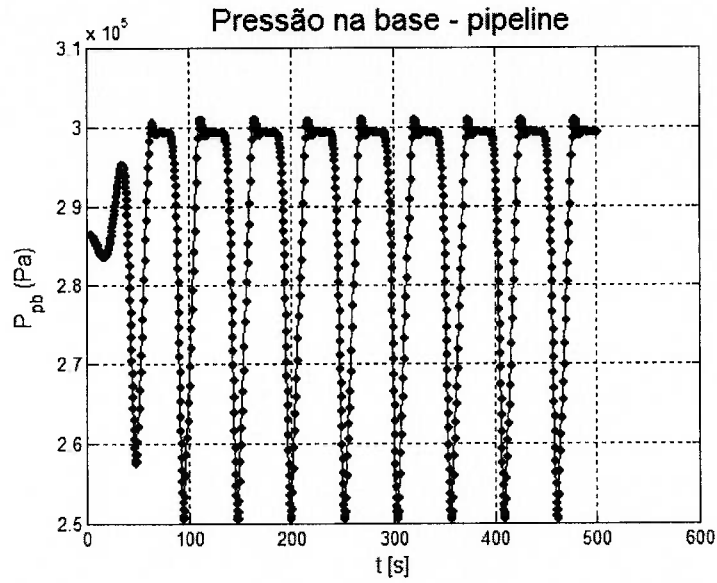


Figura 28: Pressão na base do *pipeline* para $m_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

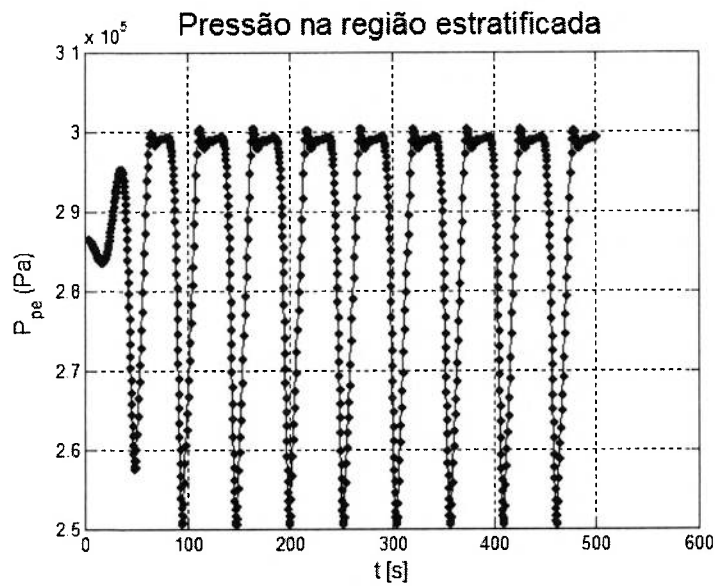


Figura 29: Pressão na região estratificada do *pipeline* para $m_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

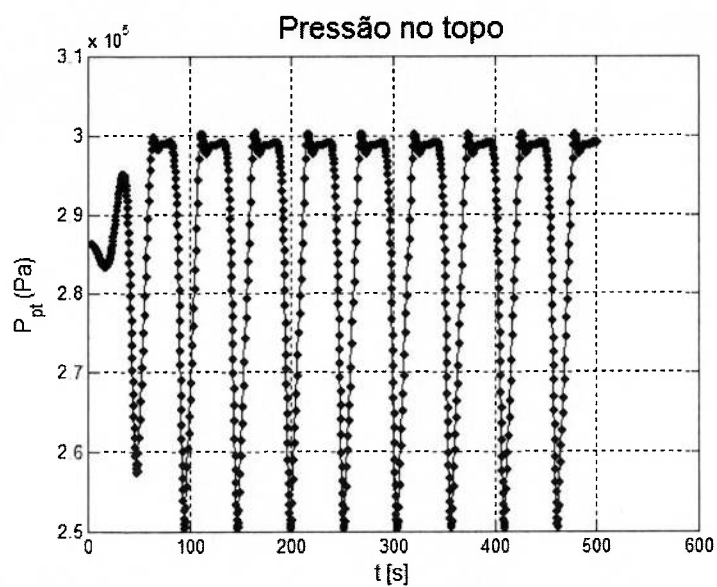


Figura 30: Pressão no topo do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

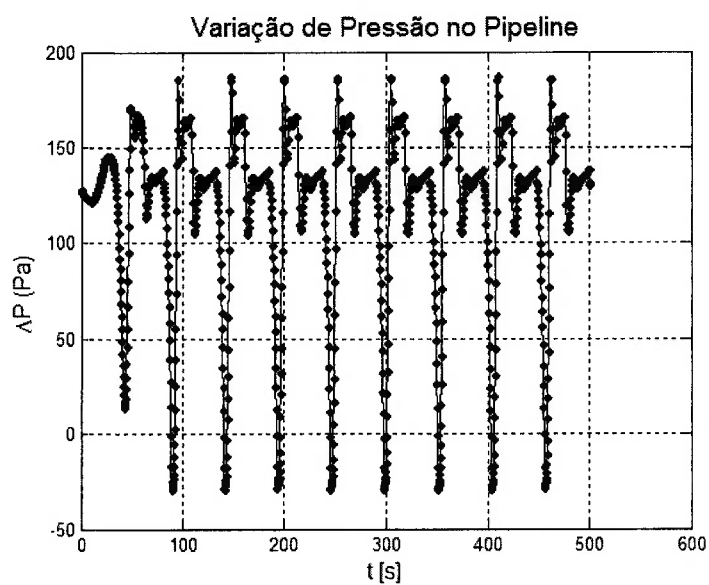


Figura 31: Gradiente de pressão no *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

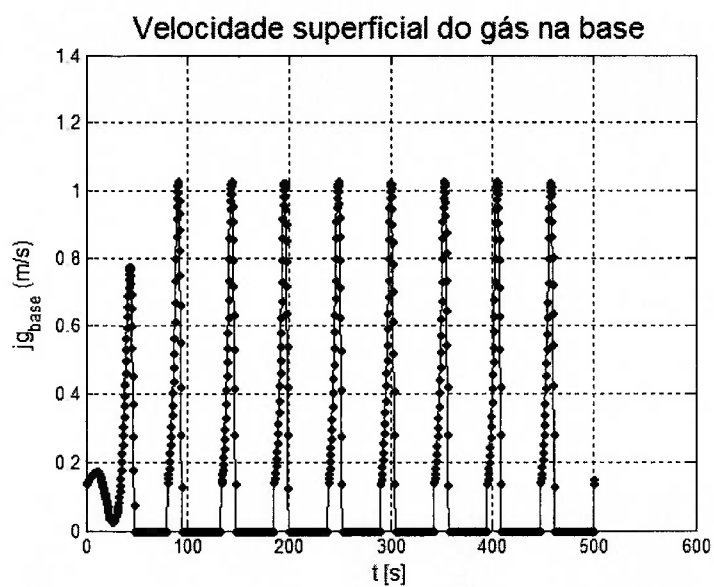


Figura 32: Velocidade superficial do gás na base do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.

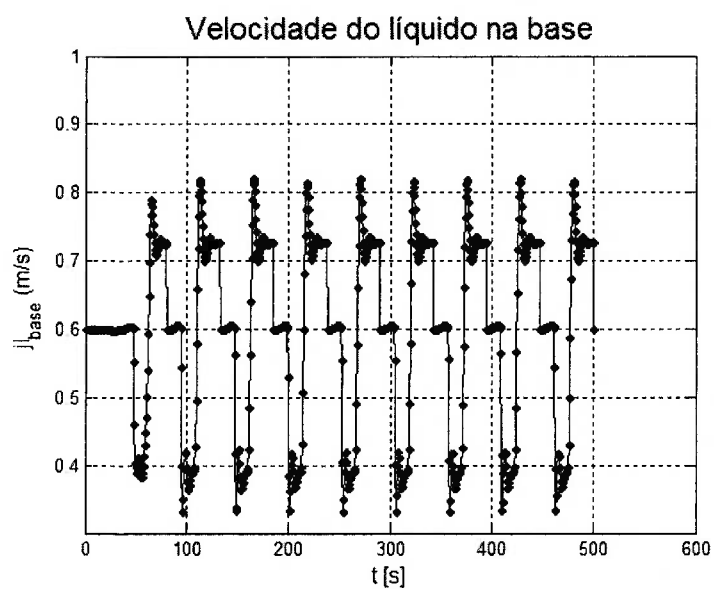


Figura 33: Velocidade superficial do líquido na base do *pipeline* para $\dot{m}_{g0} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$.