

6

Resultados para Tubulações Horizontais

Tendo por objetivo avaliar a capacidade de previsão do regime de golfadas pelo Modelo de Dois Fluidos, dois tipos de configurações foram selecionadas para serem investigadas: tubulações horizontais e tubulações levemente inclinadas. Neste capítulo os resultados para a tubulação horizontal são analisados, sendo que os resultados para a tubulação levemente inclinada são apresentados no Capítulo 7.

Inicialmente, antes de estabelecer comparações dos resultados das simulações com dados da literatura, a capacidade da metodologia em reproduzir as regiões dos mapas de padrões de escoamento para as quais os regimes estratificado e de golfadas se observam é ilustrada. A seguir, o efeito do *hold-up* de líquido inicial no desenvolvimento do regime de golfadas é investigado através de algumas simulações preliminares. A seguir, resultados de uma série de simulações são comparados com correlações típicas para os parâmetros médios relacionados às golfadas (comprimento, frequência e velocidade). Por último, a influência do salto de pressão na interface no caráter das equações é analisada através de alguns testes numéricos.

A configuração selecionada foi a mesma utilizada por Issa e Kempf (2003) e Bonizzi (2003), a qual consiste de um duto horizontal de $L = 36$ m de comprimento e diâmetro $D = 0,078$ m, conforme mostrado na Fig. 6.1.

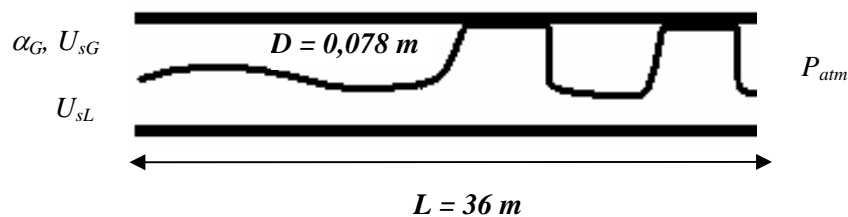


Figura 6.1 – Configuração utilizada: tubulação horizontal.

A mistura bifásica utilizada também corresponde àquela dos estudos de Issa e Kempf (2003) e Bonizzi (2003). A fase gasosa é formada pelo ar, com a constante de gás R igual a 287 N m / (kg K) e viscosidade absoluta μ igual a $1,796 \times 10^{-5}$ Pa.s. Como fase líquida utilizou-se a água, sendo sua massa específica ρ definida como

998,2 kg/m³, e sua viscosidade absoluta μ igual a $1,139 \times 10^{-3}$ Pa.s. Dezenove valores diferentes para as condições de contorno na entrada foram investigados (os quais encontram-se especificados no Apêndice D), sendo a pressão na saída mantida constante e igual à pressão atmosférica.

Segundo recomendações de Issa (2005), testes de malha devem ser constantemente realizados devido ao problema da falta de hiperbolicidade do modelo. Para os casos simulados aqui, malhas com espaçamento situados no intervalo $0,33 \leq \Delta x/D \leq 2,64$ foram utilizadas.

6.1 Obtenção dos Regimes Estratificado e de Golfadas

Nas seções 2.1 e 3.2, enfatizou-se a importância do uso dos mapas de padrões de escoamento na seleção de condições de contorno adequadas para as simulações, correspondendo a situações em que o regime de golfadas deva ocorrer na realidade. Assim, a habilidade da metodologia em naturalmente reproduzir o regime de golfadas é demonstrada através da comparação do regime obtido nas simulações (se estratificado ou golfadas) com um mapa de padrões de escoamento construído segundo os estudos de Taitel e Dukler (1976) e Barnea e Taitel (1994). Um programa foi implementado para calcular as curvas de transição apresentadas nestes trabalhos para os diversos regimes de escoamento, e um mapa de padrão foi construído para cada configuração. Maiores detalhes podem ser encontrados no Apêndice C.

A Figura 6.2 apresenta o mapa de padrões de escoamento correspondente à configuração selecionada. O regime observado para cada condição de contorno testada é localizado na figura, na qual utilizou-se o símbolo quadrado para indicar que o regime de golfadas foi obtido e símbolo triangular para o regime estratificado.

Três velocidades superficiais do líquido foram testadas ($U_{sL} = 0,55$ m/s, $U_{sL} = 0,625$ m/s e $U_{sL} = 1$ m/s), e diversas velocidades superficiais do gás. Nota-se que, de fato, para as velocidades superficiais que se situam na região do regime de golfadas, este regime também foi observado como resultado das simulações. O mesmo ocorre para o regime estratificado, porém não foi possível reproduzir o regime estratificado ondulado; isto é, obteve-se um regime estratificado, mas as pequenas ondas na sua superfície não são observadas. A inabilidade em prever este regime também foi comentada por Issa e Kempf (2003). Isto provavelmente ocorre porque as ondas

menores são essencialmente tridimensionais, portanto não podem ser corretamente previstas com uma formulação unidimensional (conforme observado no Capítulo 3).

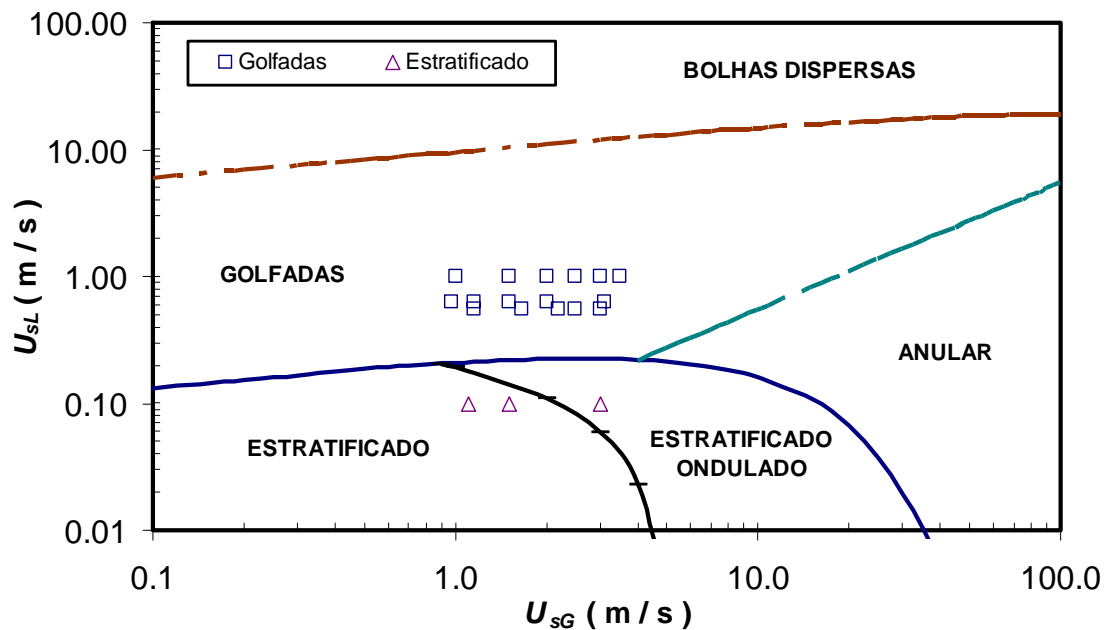


Figura 6.2 – Mapa de padrões de escoamento; $D = 0,078$ m, tubulação horizontal e propriedades dos fluidos segundo Issa e Kempf (2003) e Bonizzi (2003).

6.2 Investigação do Efeito do *Hold-up* de Líquido Inicial

Uma das grandezas fornecidas como condição de contorno na entrada é a fração volumétrica de gás (relacionada à fração volumétrica de líquido através da eq. 3.7). Todas as simulações realizadas no presente estudo partem da condição inicial de escoamento estratificado, para o qual o *hold-up* de líquido é igual ao valor conhecido na entrada da tubulação. A questão levantada aqui diz respeito à influência desta grandeza no desenvolvimento do regime de golfadas na tubulação.

Segundo Taitel e Dukler (1976), existe um estado de equilíbrio hidrodinâmico entre as fases, o qual o escoamento estratificado inicial deve buscar. Esta condição de equilíbrio deve acontecer quando o escoamento é estável, i.e., os parâmetros do escoamento determinam a manutenção do padrão estratificado. No entanto, segundo os autores, mesmo que o regime de golfadas se desenvolva, isto continua a valer para a região de entrada da tubulação anterior à região de formação das golfadas, onde o nível de líquido deve situar-se próximo ao nível de equilíbrio.

Um caso teste em que se utilizou um valor de $\alpha_L = 0,01$ é apresentado na Fig. 6.3.

Neste caso as velocidades superficiais de líquido e gás na entrada são iguais a 3 m/s e 0,55 m/s, respectivamente. Como pode ser observado na Fig. 6.2, nestas condições espera-se que o regime de golfadas se desenvolva.

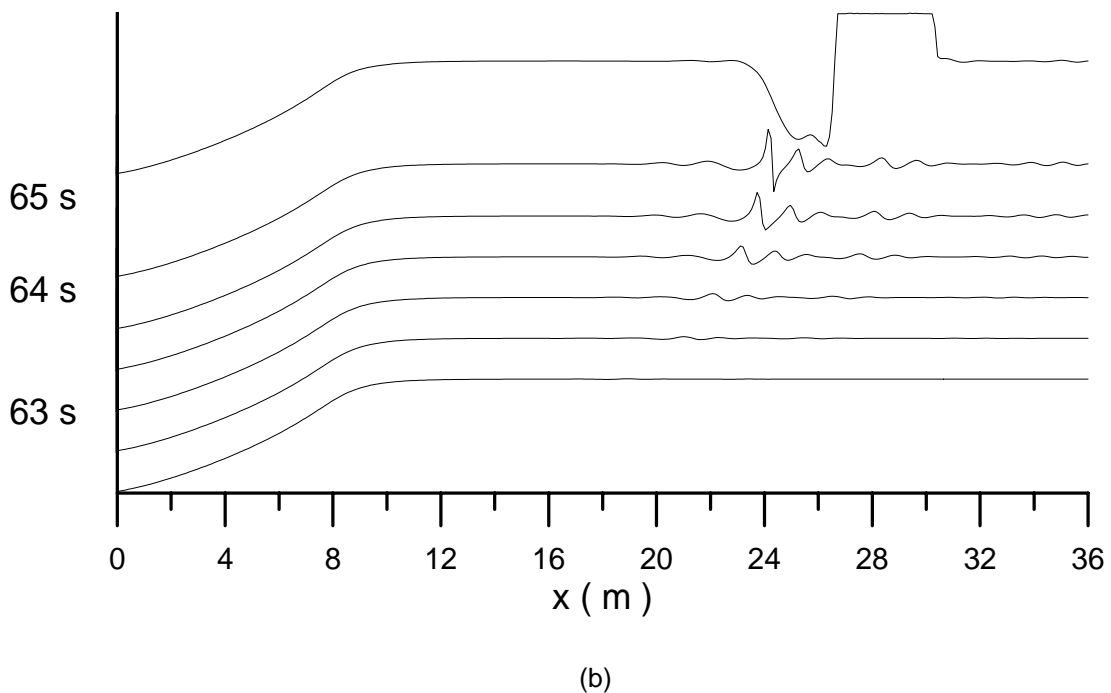
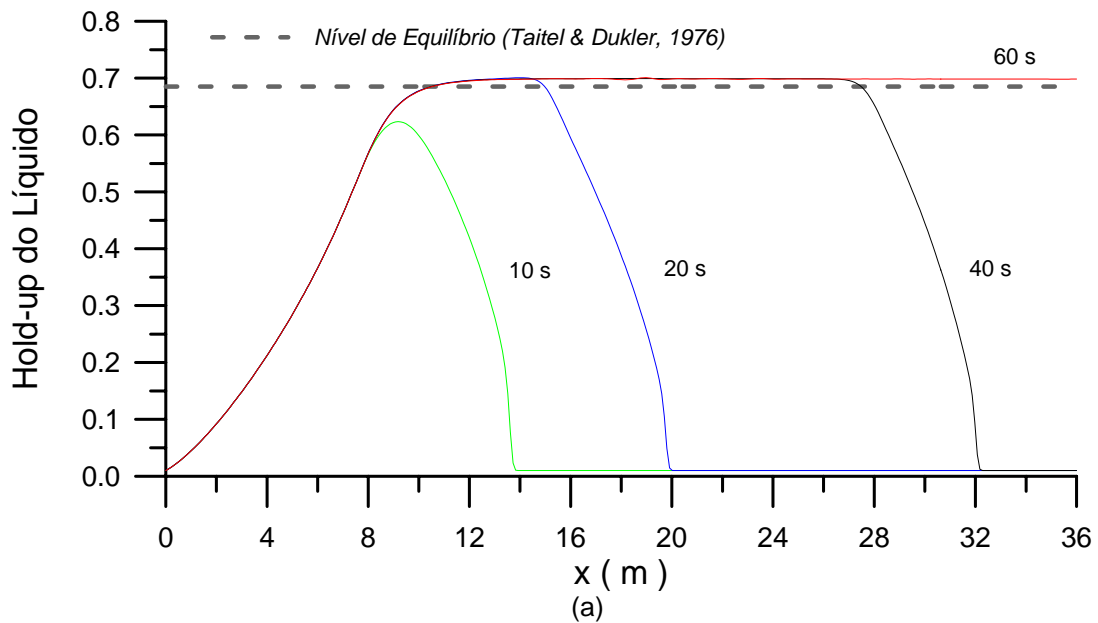


Figura 6.3 – Desenvolvimento do regime de golfadas na tubulação para $\alpha_L = 0,01$:
 (a) desenvolvimento do nível de líquido em equilíbrio, segundo Taitel e Dukler (1976); (b) crescimento de perturbações na interface até formar a golfada precursora.

Segundo Taitel e Dukler (1977), é improvável que para níveis de líquido tão baixos se desenvolvam ondas na interface. Mesmo quando o nível cresce, existe um gradiente hidrostático entre as regiões em que o nível de líquido ainda corresponde a

$\alpha_L = 0,01$ e o resto do domínio. Este gradiente parece ser grande o suficiente para que pequenas perturbações em torno da interface se dissipem, devido ao efeito estabilizante da gravidade. Assim, o escoamento estratificado busca primeiramente um novo estado de equilíbrio (em que o nível de líquido de equilíbrio equivale ao *hold-up* de equilíbrio de Taitel e Dukler, 1976), até que pequenas ondas consigam se desenvolver na interface mais achatada, cresçam, e formem a golfada precursora; a qual varre o excesso de líquido à sua frente, crescendo de tamanho e caminhando para a saída da tubulação. No presente caso, as golfada precursora ocorreu aproximadamente no instante de tempo igual a 63 s (Fig. 6.3b). A partir daí sucessivas golfadas vão se formando, cada vez mais à montante da golfada antecessora, até uma região próxima à entrada da tubulação.

Um comportamento semelhante é observado para valores do *hold-up* inicial sucessivamente maiores até o valor de equilíbrio. A diferença é que o instante em que a primeira golfada se forma é adiantado, assim como o tempo para que o regime de golfadas se desenvolva. Isto é observado na Fig. 6.4. O nível de líquido aumenta gradativamente, a partir do valor inicial de $\alpha_L = 0,25$, até atingir um patamar próximo ao de equilíbrio, quando as pequenas perturbações começam a se desenvolver na interface, formando a primeira golfada com aproximadamente 15 s. Vale ressaltar que a diferença no nível de líquido inicial nestes casos não acarretou em mudanças significativas nos parâmetros médios da golfada no regime estatisticamente permanente.

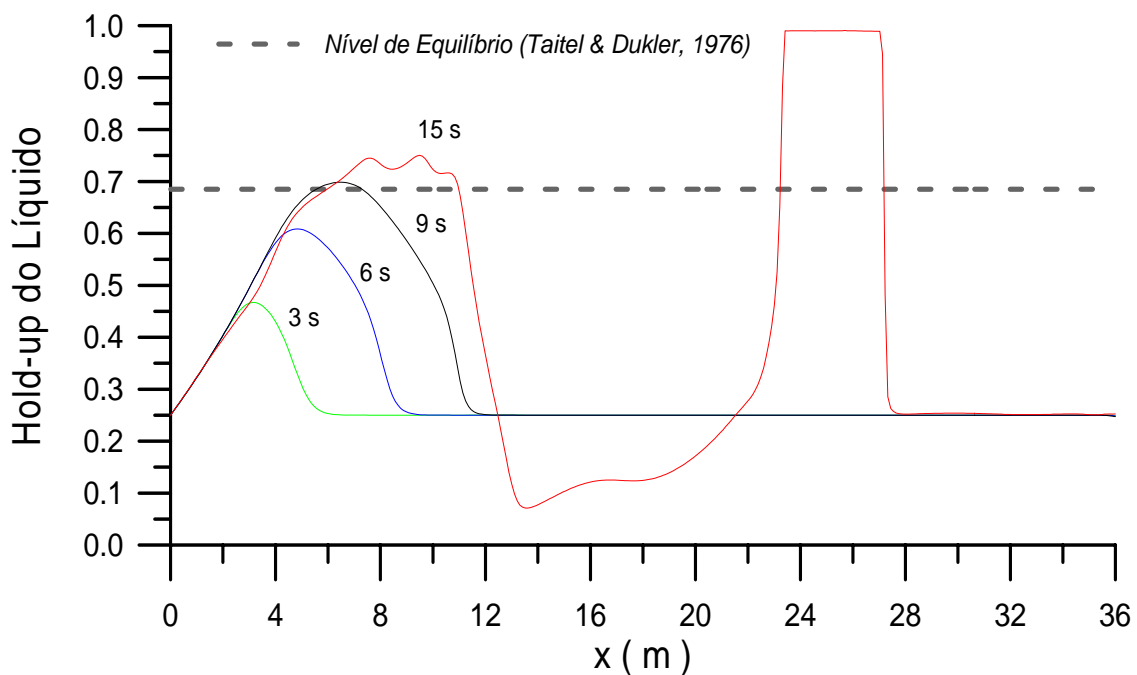


Figura 6.4 – Desenvolvimento do regime de golfadas na tubulação para $\alpha_L = 0,25$.

Para valores do *hold-up* acima do valor de equilíbrio, no entanto, observou-se um comportamento bastante instável da interface. Passos de tempo consideravelmente menores são necessários para que haja estabilidade numérica da solução, uma vez que a velocidade do gás tende a ser maior nestes casos. Ainda assim, não foi possível obter soluções convergidas para estas condições.

Estas simulações preliminares ajudam a definir um valor inicial para as frações volumétricas das fases. Para ajudar a justificar a escolha, curvas representando o lugar geométrico dos pontos para $\alpha_L = \text{constante}$, com os valores do *hold-up* inicial utilizados (até o equilíbrio), são sobrepostas no mapa de padrões de escoamento (Fig. 6.5). Por simplicidade, e uma vez que a transição entre os regimes de golfadas e anular equivale a $\alpha_L = 0,5$ (vide Apêndice C), um valor de $\alpha_L = 0,4$ foi escolhido como condição inicial para todos os casos simulados (assim como nos estudos de Issa e Kempf, 2003; e Bonizzi, 2003), situando-se portanto sempre menor do que o *hold-up* de equilíbrio. Vale ainda ressaltar que não se está interessado no período de desenvolvimento do padrão de golfadas, mas sim depois que o regime estatisticamente permanente é atingido.

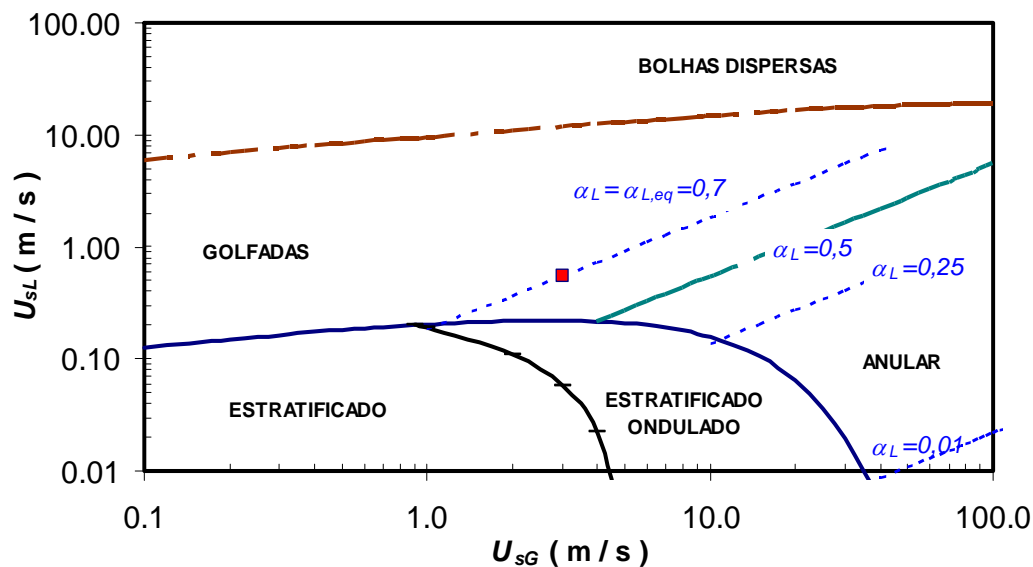


Figura 6.5 – Curvas para $\alpha_L = \text{constante}$, correspondentes aos valores do *hold-up* inicial das simulações preliminares ($U_{sL} = 3 \text{ m/s}$ e $U_{sG} = 0,55 \text{ m/s}$); superpostas ao mapa de padrões de escoamento para a configuração utilizada.

6.3 Parâmetros Médios das Golfadas

A seguir são apresentados os resultados das simulações para os casos em que a pressão na interface foi considerada igual para ambas as fases (i.e., $P_{iG} = P_{iL}$), os quais

envolveram três velocidades superficiais diferentes para o líquido ($U_{sL} = 0,55$ m/s, $U_{sL} = 0,625$ m/s, e $U_{sL} = 1$ m/s) e diversas velocidades superficiais do gás.

As Figuras 6.6 e 6.7 apresentam a evolução dos perfis de *hold-up* ao longo da tubulação com o tempo, onde cada curva corresponde a um instante de tempo diferente. As figuras ilustram o desenvolvimento do regime de golfadas na tubulação para dois dos testes analisados, os quais correspondem às velocidades superficiais $U_{sL} = 0,55$ m/s e $U_{sG} = 2,18$ m/s (Caso 1; Fig. 6.6); e $U_{sL} = 0,625$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s (Caso 2; Fig. 6.7). Resultados dos parâmetros médios das golfadas (comprimento, velocidade e frequência) para estes casos serão detalhados nas sub-seções a seguir.

Na Fig. 6.6, correspondendo ao Caso 1, observa-se o surgimento da primeira golfada com aproximadamente 15 s, ocorrendo um crescimento anormalmente alto do seu tamanho ao viajar em direção à saída do domínio. Isto é uma consequência da condição inicial imposta para o *hold-up* de líquido, a qual determina a quantidade de líquido que a golfada encontra à sua frente. Naturalmente, como o excesso de líquido foi carregado pela golfada precursora, aquelas que se formam em seguida não apresentam este comportamento.

O mesmo tipo de resultado qualitativo é apresentado para o Caso 2 (Fig. 6.7), no entanto para maiores instantes de tempo (140-170 s, aproximadamente), o que permite constatar a permanência do regime de golfadas na tubulação.

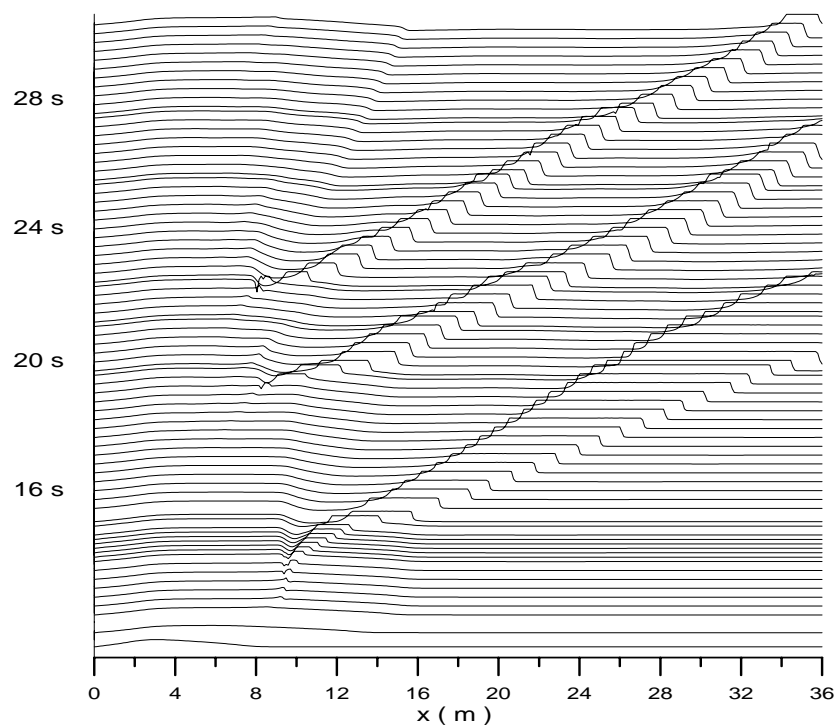


Figura 6.6 – Evolução dos perfis de *hold-up* com o tempo para o Caso 1: $U_{sL} = 0,55$ m/s e $U_{sG} = 2,18$ m/s .

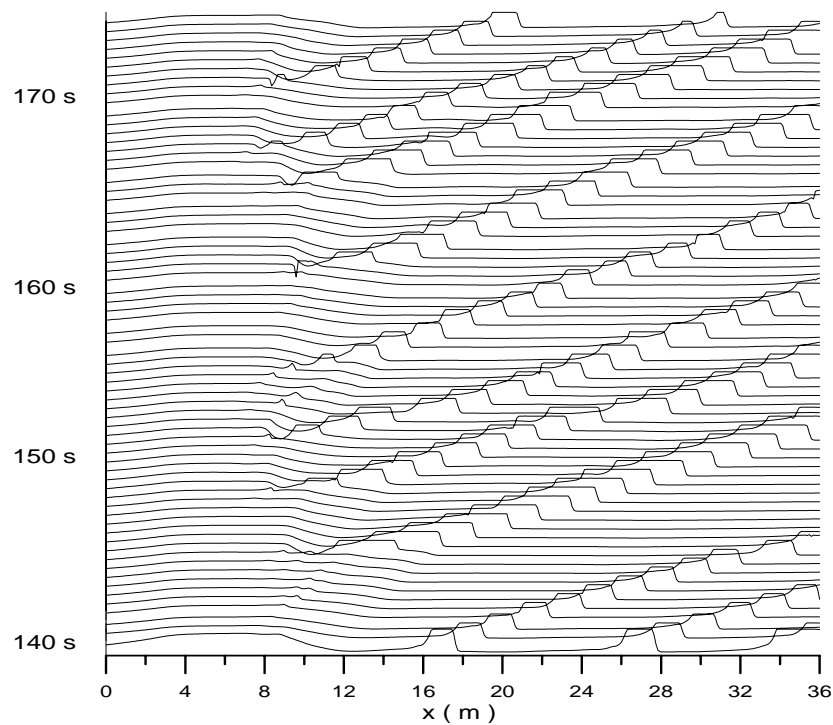


Figura 6.7 – Evolução dos perfis de *hold-up* com o tempo para o Caso 2: $U_{sL} = 0,625$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s .

Se um instante suficientemente longo for considerado, um regime estatisticamente permanente é atingido, no qual as características das golfadas oscilam em torno de valores médios. Com os diversos testes realizados aqui, recomenda-se pelo menos 300 s de simulação para a obtenção de uma amostragem suficientemente grande para o cálculo dos parâmetros médios das golfadas.

6.3.1 Comprimento das Golfadas

Dois tipos de resultados encontram-se ilustrados nas Figs. 6.8 a 6.11 (para os dois casos apresentados aqui): histogramas típicos do comprimento adimensional médio das golfadas próximo à saída da tubulação; e ainda, a evolução do comprimento médio das golfadas ao longo da tubulação.

Para ambos os casos analisados, observa-se nas Figs. 6.9 e 6.11 que o comprimento médio das golfadas ao longo de toda a tubulação, situa-se dentro da faixa observada experimentalmente, a qual compreende valores entre $15D$ e $40D$ (Dukler e Hubbard, 1975; Fabre e Liné, 1992). Entretanto, de acordo com os histogramas, comprimentos fora desta faixa também acontecem, e valores tanto acima quanto abaixo foram obtidos. As golfadas obtidas nas simulações exibem um comportamento similar

em relação às observadas num regime real de golfadas em tubulações, no que diz respeito ao grau de aleatoriedade apresentado (Dukler e Hubbard, 1975; Fabre e Liné, 1992; Barnea e Taitel, 1993; Bonizzi, 2003).

Nas Figs 6.9 e 6.11, observa-se ainda que, a partir de uma distância de aproximadamente $250D$ e $200D$ (Casos 1 e 2, respectivamente), contados a partir da entrada da tubulação, não são observadas grandes variações no comprimento das golfadas. Portanto, pode-se concluir que os processos de crescimento e dissipação das golfadas devam ocorrer, principalmente, para distâncias menores do que esta. É importante ressaltar que efeitos de esteira resultantes do movimento da bolha à frente da golfada não podem ser capturados pela formulação unidimensional; mas ainda assim, os resultados se mostram bastante razoáveis. Os comprimentos médios obtidos próximo à saída da tubulação foram $24D$ e $30D$, para os Casos 1 e 2 respectivamente. O comprimento máximo obtido foi da ordem de $64D$ para ambos os casos (desconsiderando a golfada precursora, uma vez que o seu comprimento depende das condições iniciais); portanto 2,7 vezes o comprimento médio para o Caso 1, e 2,1 vezes para o Caso 2. Este resultado também está de acordo com o modelo teórico de Barnea e Taitel (1993), segundo o qual o máximo comprimento observado deve ser da ordem de 2 vezes o comprimento médio.

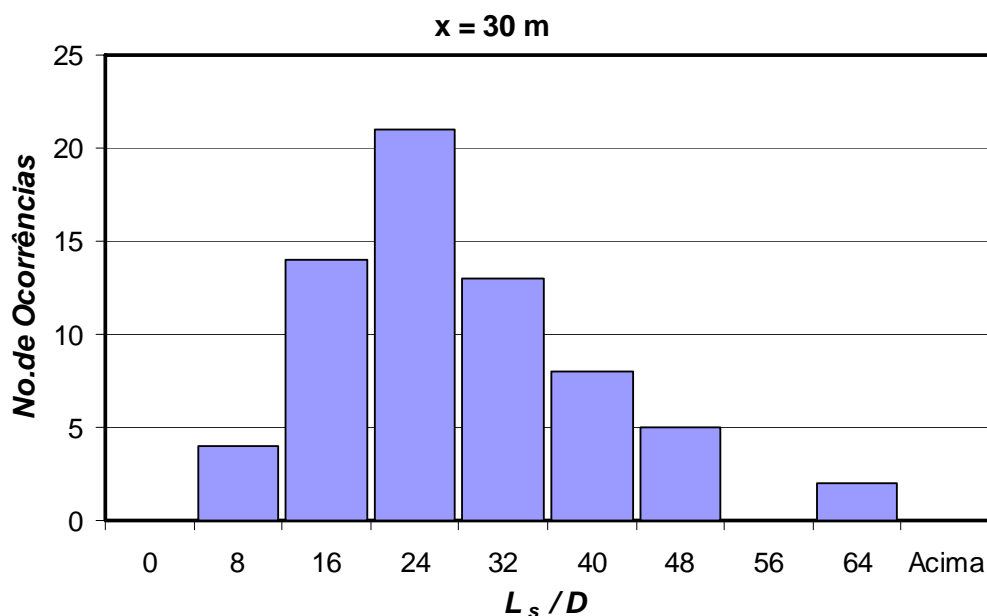


Figura 6.8 – Caso 1: $U_{sL} = 0,55$ m/s e $U_{sG} = 2,18$ m/s. Histograma do comprimento adimensional das golfadas próximo à saída da tubulação.

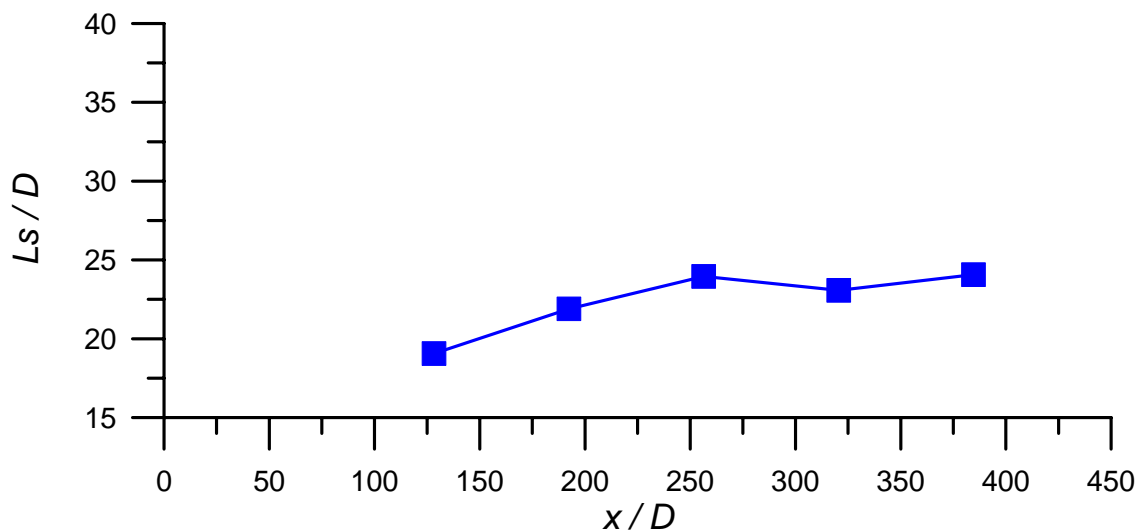


Figura 6.9 – Caso 1: $U_{sL} = 0,55$ m/s e $U_{sG} = 2,18$ m/s. Evolução do comprimento médio das golfadas ao longo da tubulação.

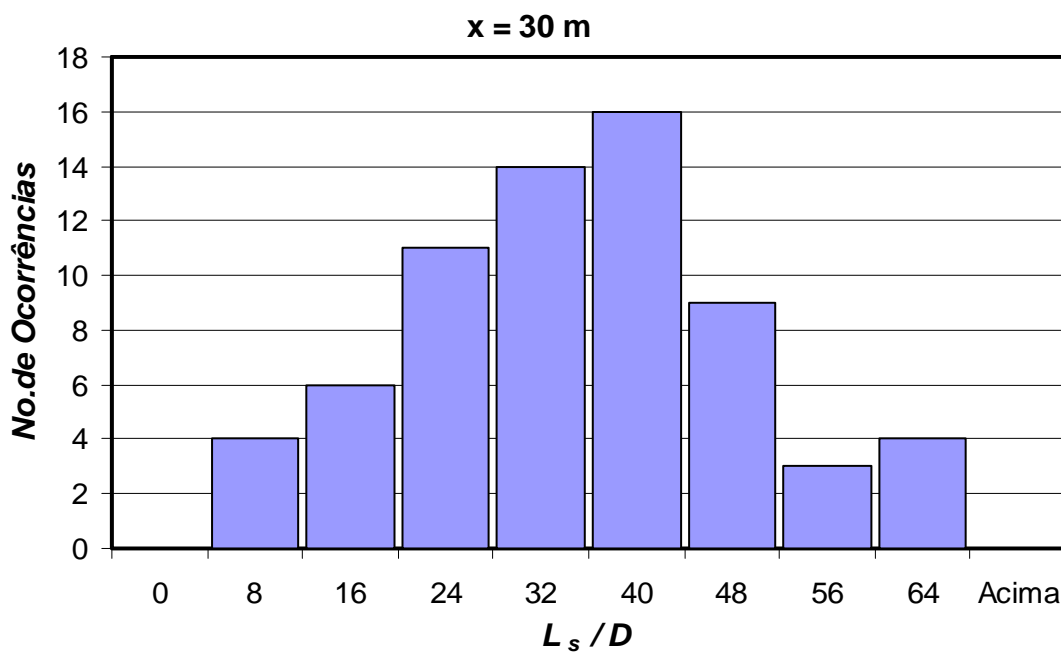


Figura 6.10 – Caso 2: $U_{sL} = 0,625$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s. Histograma do comprimento adimensional das golfadas próximo à saída da tubulação.

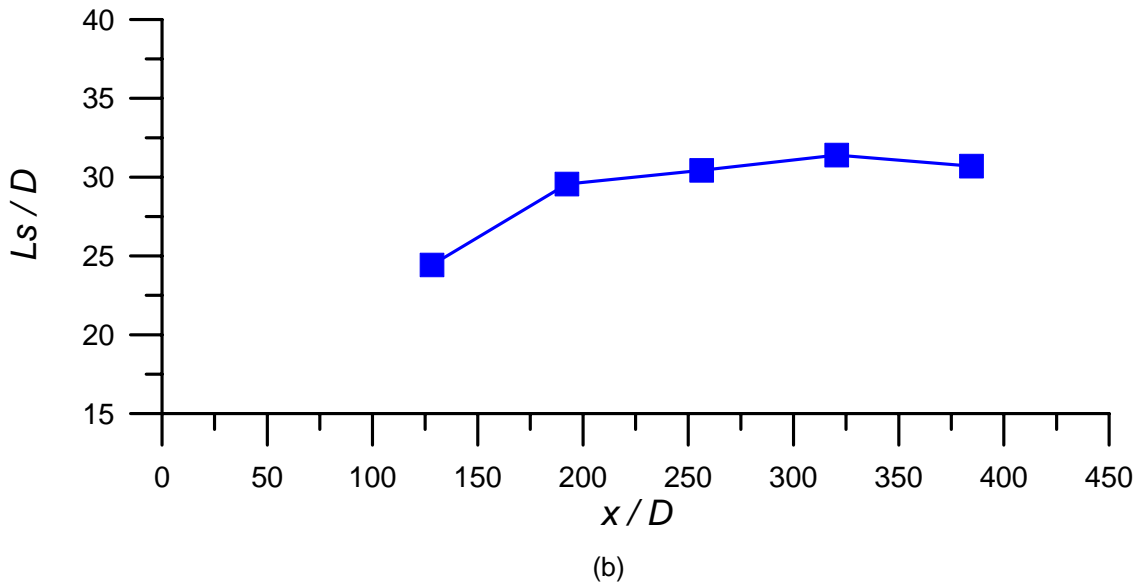


Figura 6.11 – Caso 2: $U_{sL} = 0,625$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s. Evolução do comprimento médio das golfadas ao longo da tubulação.

6.3.2

Velocidade de Translação das Golfadas

A velocidade média de translação da frente das golfadas é comparada com a mesma correlação utilizada nos estudos de Issa e Kempf (2003) e Bonizzi (2003), relacionando-a linearmente com a velocidade local de mistura (U_M) através de (Bendiksen, 1984):

$$U_t = C_o U_M + U_d, \text{ com:} \quad (6.1)$$

$$\begin{cases} C_o = 1,05 & e & U_d = 0,54\sqrt{gD}, & \text{se } Fr_M < 3,5 \\ C_o = 1,2 & e & U_d = 0, & \text{se } Fr_M > 3,5 \end{cases}$$

No presente trabalho, a velocidade de mistura é calculada através da soma das velocidades superficiais de líquido e gás na entrada da tubulação. O número de *Froude* baseado na velocidade de mistura é definido como: $Fr_M = U_M / \sqrt{gD}$. Assim, com $D = 0,078$ m e $g = 9,81$ m/s²; $C_o = 1,2$ para velocidades de mistura maiores do que 3,06 m/s; e $C_o = 1,05$ para valores menores do que este.

Apesar de esta correlação ser válida, em princípio, para a cauda da golfada, é comparada aqui com os valores obtidos numericamente para a velocidade média de

translação da frente da golfada, com o intuito de comparar o erro na determinação deste parâmetro no presente estudo e nos estudos de Bonizzi (2003). Segundo o autor, a velocidade da frente da golfada é um importante parâmetro para calcular a taxa de entrada de bolhas na golfada, a qual será futuramente implementada no código desenvolvido neste trabalho. De qualquer maneira, como sugere a correlação de Cook e Behnia (2000), a diferença entre a velocidade da cauda e da frente da golfada é menor do que 5% para comprimentos maiores do que $5D$, decaindo exponencialmente com este parâmetro. Conforme visto anteriormente, golfadas com comprimentos menores do que estes raramente persistem na tubulação.

As Figuras 6.12 e 6.13 ilustram o comportamento da velocidade média das golfadas ao longo da tubulação. Quando uma golfada se forma, ocorre um bloqueio do gás a montante dela, acarretando num aumento de pressão e subsequente aceleração da golfada em direção à saída da tubulação. Entretanto, o filme de líquido escoando à jusante da golfada viaja a uma velocidade média menor. Em decorrência disto, após a aceleração inicial, as velocidades da frente e da cauda das golfadas diminuem ao caminharem ao longo da tubulação, até estabilizarem em valores aproximadamente constantes e muito próximos daquele previsto pela correlação de Bendiksen (1984). Em ambos os casos mostrados aqui, isto ocorre para distâncias aproximadamente iguais àquelas necessárias para que o comprimento atinja um valor aproximadamente estável. Para distâncias menores, uma vez que a velocidade da frente é maior do que a cauda da golfada, o crescimento do seu comprimento é observado (Figs. 6.9 e 6.11).

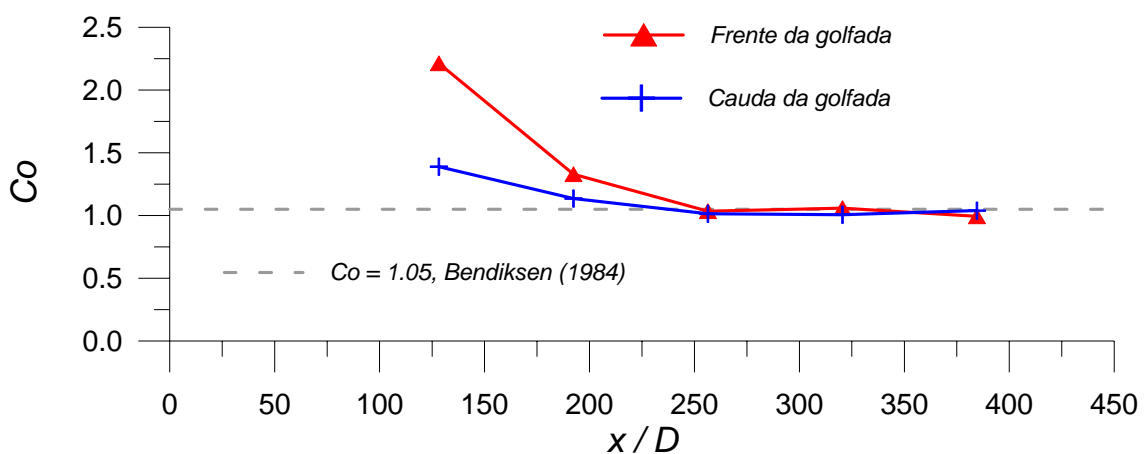


Figura 6.12 – Evolução da velocidade média da frente e cauda das golfadas ao longo da tubulação; Caso 1: $U_{sL} = 0,55$ m/s e $U_{sG} = 2,18$ m/s .

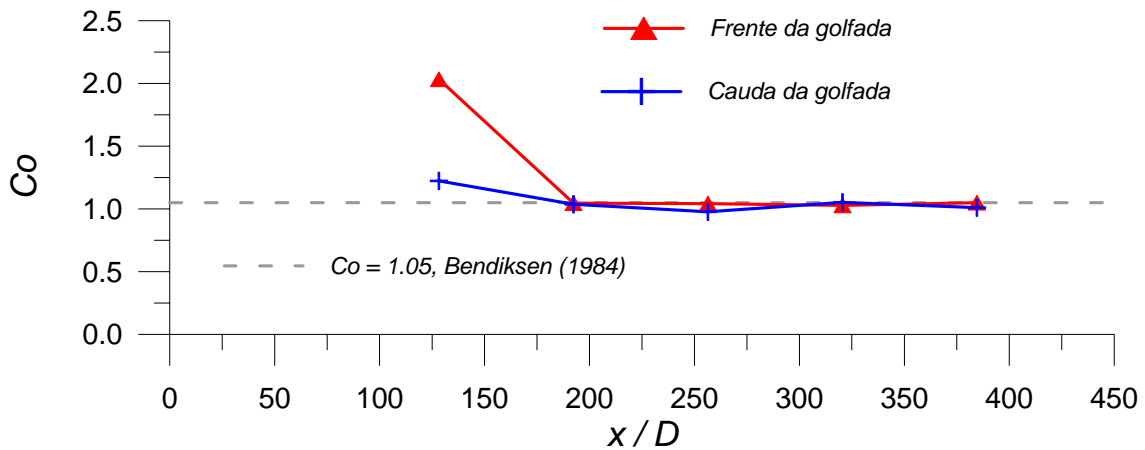


Figura 6.13 – Evolução da velocidade média frente e cauda das golfadas ao longo da tubulação; Caso 2: $U_{SL} = 0,625$ m/s e $U_{SG} = 2$ m/s .

A Figura 6.14 fornece uma comparação entre os valores das constantes C_o obtidos numericamente e o valor da constante na correlação de Bendiksen (1984), para as diversas velocidades de mistura utilizadas. Assim como no trabalho de Bonizzi (2003), uma boa concordância foi obtida, uma vez que todos os pontos se situam numa faixa de 15 % em relação à correlação.

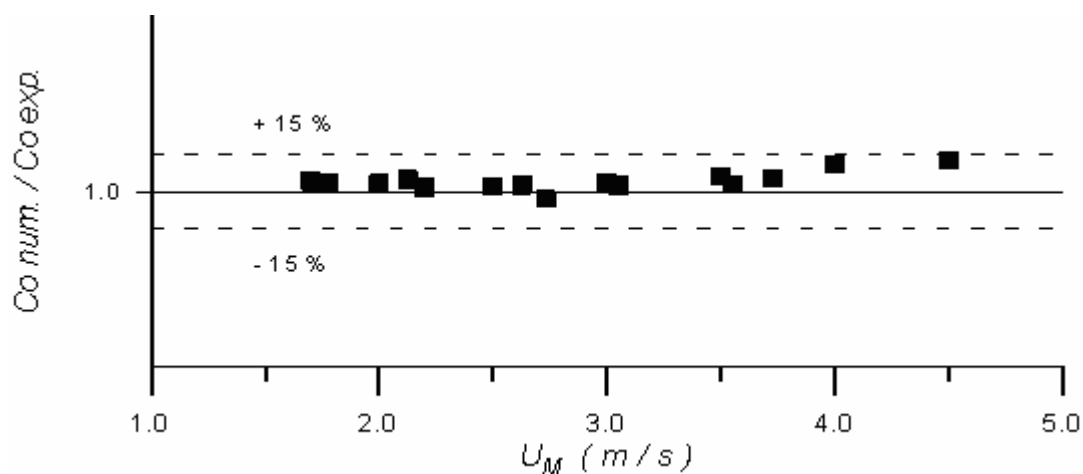


Figura 6.14 – Razão entre as constantes $C_{o\ num}$, obtidas numericamente, e $C_{o\ exp}$ ($C_{o\ exp} = 1,05$, se $U_M < 3,06$ m/s; $C_{o\ exp} = 1,2$, se $U_M > 3,06$ m/s) da correlação de Bendiksen (1984).

6.3.3 Frequência das Golfadas

O valor do *hold-up* do líquido foi monitorado em duas posições fixas na tubulação, próximo à região de formação das golfadas ($x = 15$ m) e próximo à saída da tubulação ($x = 30$ m), como mostrado nas Figs. 6.15 e 6.16 (as quais correspondem ao

Caso 1). Do sinal obtido, calcula-se as frequências das golfadas conforme descrito no Capítulo 4. O resultado é mostrado nas Figs. 6.17e 6.18 (Casos 1 e 2, respectivamente), onde fica evidente que a frequência flutua randomicamente com o tempo, como é o caso do comprimento das golfadas.

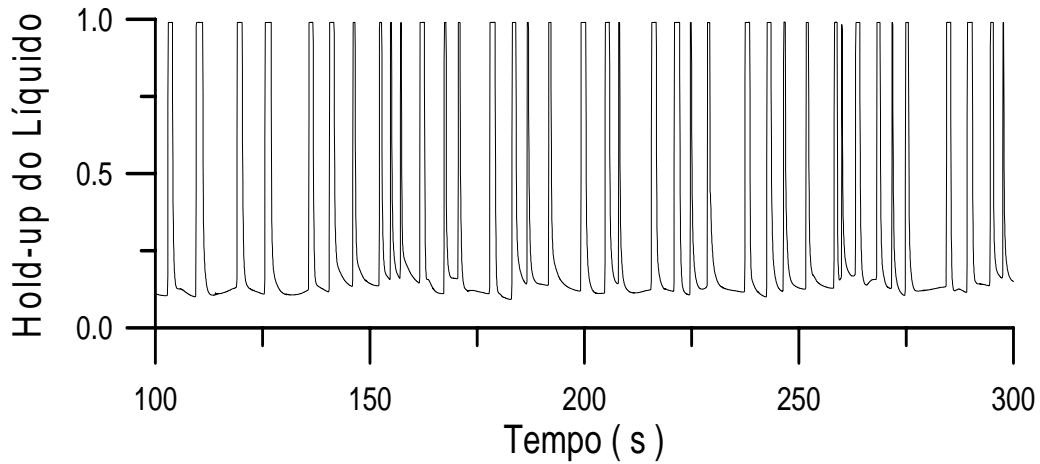


Figura 6.15 – Variação do *hold-up* do líquido com o tempo para $x = 15$ m. Caso 1.

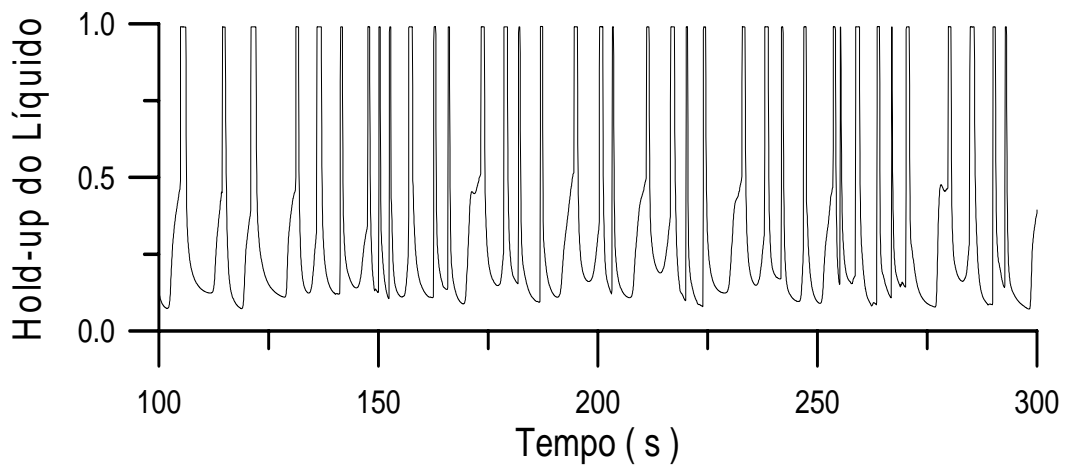


Figura 6.16 – Variação do *hold-up* do líquido com o tempo para $x = 30$ m. Caso 1.

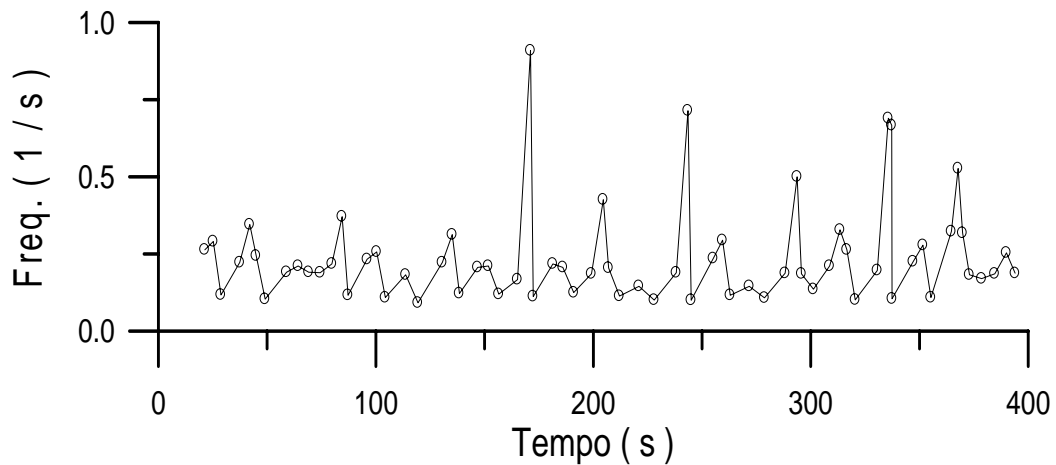


Figura 6.17 – Distribuição da frequência com o tempo obtida para o Caso 1, em $x = 30$ m.

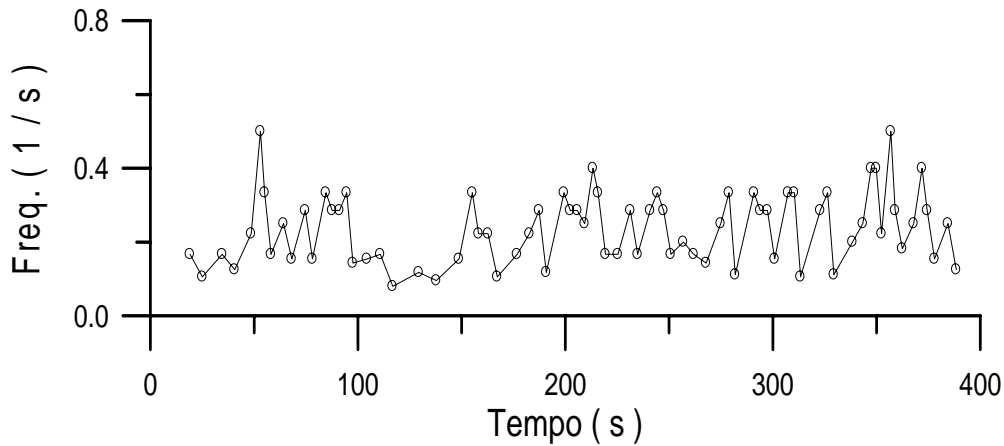


Figura 6.18 – Distribuição da frequência com o tempo obtida para o Caso 2, em $x = 30$ m.

Os valores médios da frequência foram comparados com a correlação de Gregory e Scott (1969):

$$v_s = 0,0226 \left[\frac{U_{sL}}{gD} \left(\frac{19,75}{U_M} + U_M \right) \right]^{1,2} \quad (6.2)$$

A frequência média foi calculada para três velocidades superficiais do líquido ($U_{sL} = 0,55$; $0,625$ e 1 m/s), e diversas velocidades superficiais do gás. Os resultados encontrados são apresentados nas Figs. 6.19 a 6.21, juntamente com os valores dados pela correlação de Gregory e Scott (1969). Os erros absolutos médios calculados em relação à correlação, para cada velocidade superficial do líquido, foram de 9%, 17% e 12%, respectivamente, o que mostra uma concordância bastante razoável também para este parâmetro da golfada.

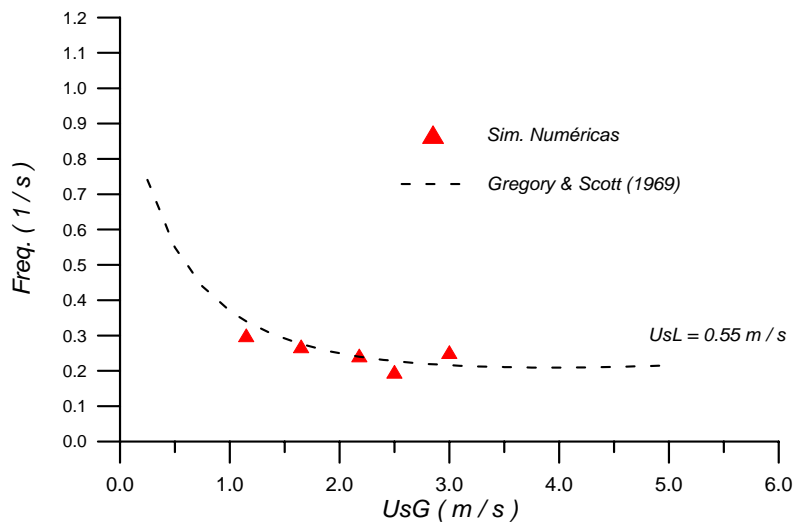


Figura 6.19 – Comparação dos valores médios da frequência com a correlação de Gregory e Scott (1969), para $U_{sL} = 0,55$ m/s.

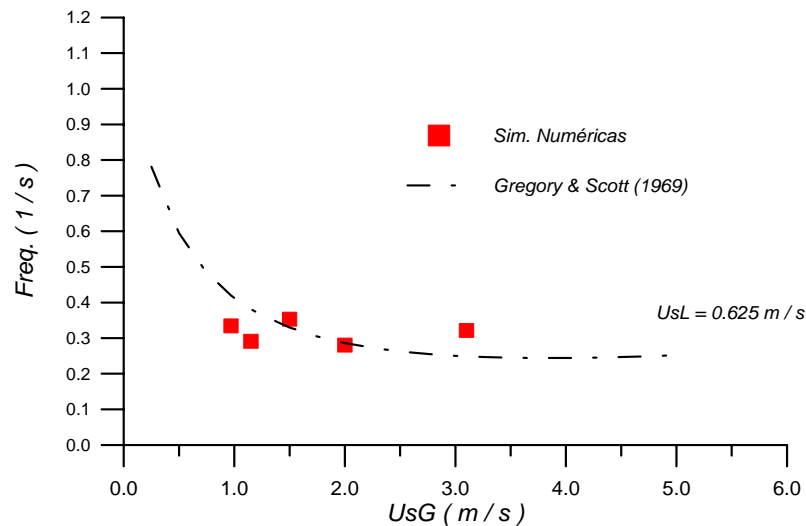


Figura 6.20 – Comparação dos valores médios da freqüência com a correlação de Gregory e Scott (1969), para $U_{sL} = 0,625$ m/s.

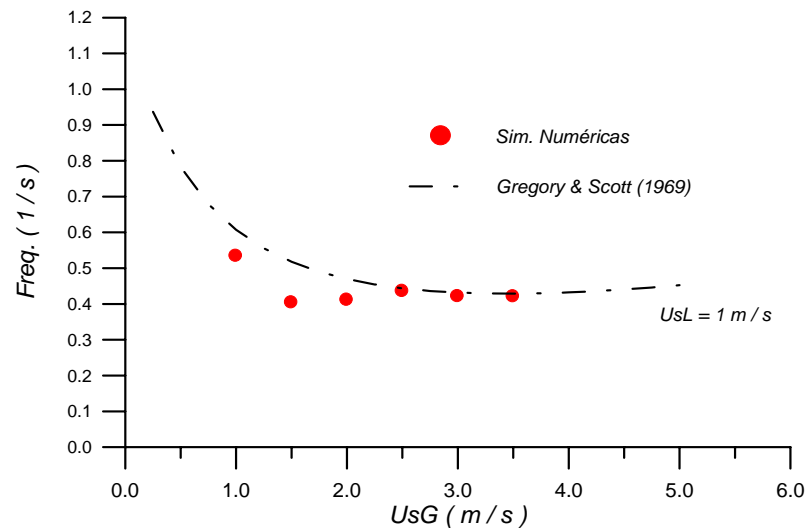


Figura 6.21 – Comparação dos valores médios da freqüência com a correlação de Gregory e Scott (1969), para $U_{sL} = 1$ m/s.

Foi feita ainda uma comparação entre os valores médios da freqüência calculada próximo à região de formação das golfadas, e próximo à saída da tubulação (Fig. 6.22). Em todos os casos analisados, a freqüência diminui ao longo da tubulação, como também observado em diversas referências na literatura (Taitel e Dukler, 1977; Tronconi, 1990). Segundo Tronconi (1990), a razão entre os valores de freqüência próximo à região de formação das golfadas e os valores próximo à saída da tubulação deveria situar-se em torno de 2. Entretanto, para os casos simulados aqui, a razão média entre estas duas freqüências foi de 17%, mostrando uma grande discrepância em relação ao valor proposto pelo autor. Na verdade, a estimativa teórica proposta por Tronconi

(1990) é extremamente arbitrária, e comparações com dados experimentais fariam-se necessárias. No entanto, não foram encontrados outros dados na literatura para estabelecer esta comparação.

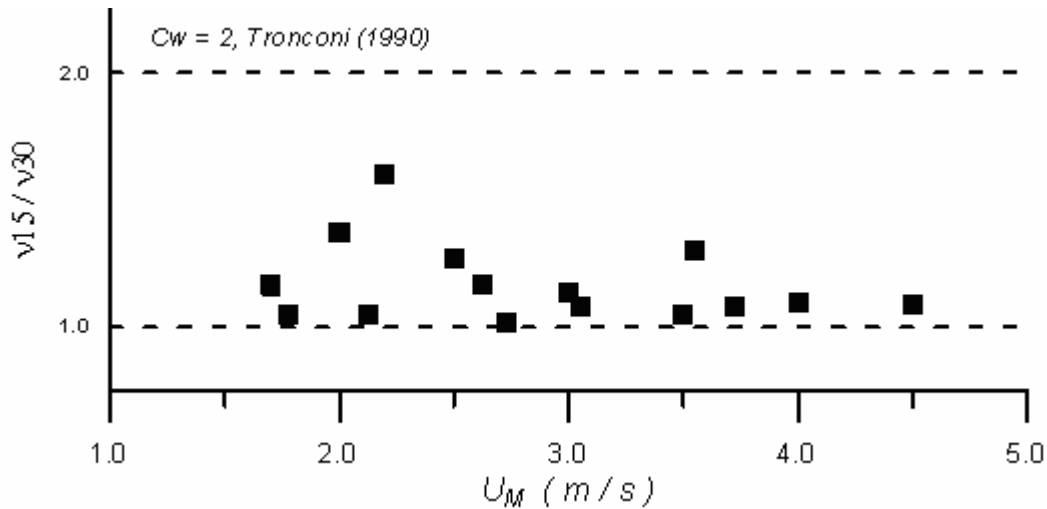


Figura 6.22 – Razão entre as frequências na próxima à região de formação das golfadas ($x = 15$ m) e próxima à saída da tubulação ($x = 30$ m).

6.4 Investigação do Efeito do Salto de Pressão na Interface

No Capítulo 5 foi apresentada uma discussão teórica sobre o caráter matemático das equações do Modelo de Dois Fluidos. A análise das características das equações mostrou que, em princípio, o salto de pressão interfacial não traria mudanças significativas de forma a aumentar a região para o qual o modelo de dois fluidos é bem-posto. No entanto, a análise não levou em conta a influência da malha na natureza das equações. Isto requereria o cálculo dos autovalores, segundo a eq. (5.2), do sistema de equações discretizado; e não diretamente das equações diferenciais. Porém, esta tarefa foge do escopo do presente trabalho. Em contrapartida, testes de malha são utilizados aqui de forma a determinar se o problema é mal-posto para as condições de contorno utilizadas, o qual ocorre quando uma solução independente da malha não é possível ser alcançada.

Para ilustrar o efeito da malha nos perfis de *hold-up*, definiu-se um caso com velocidades superficiais iguais a $U_{sL} = 1$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s. As Figura 6.23 a 6.25 apresenta a evolução do *holdup* ao longo da tubulação para diferentes instantes de

tempo, sem o salto de pressão na interface, e para três espaçamentos de malha, correspondentes a $\Delta x/D = 2,64$; 1,32 e 0,33.

Nota-se que, quando o espaçamento da malha é maior (Fig. 6.23), os menores comprimentos de onda ou foram filtrados pela malha, ou são amortecidos pela alta difusão numérica. O resultado é o padrão mais complexo observado nas malhas mais finas (Fig. 6.24 e 6.25) próximo à região da entrada da tubulação, resultante da interação entre os maiores e menores comprimentos de onda presentes, estes introduzidos com o refinamento da malha. Esquemas *upwind* são conhecidos tipicamente por suavizarem discontinuidades (como deve ser o caso da frente da golfada) como consequência da difusão numérica. Isto é claramente observado na Figs. 6.25, onde nota-se que a frente das golfadas se torna mais abrupta na malha mais refinada.

As Figuras 6.26 a e b ilustram a influência da malha na frequência média das golfadas para dois dos casos analisados, sem considerar o salto de pressão na interface. Para o caso mostrado em 6.26a, foi possível obter uma solução independente da malha (para $\Delta x/D = 0,6$, aproximadamente), o que não aconteceu no outro caso. A impossibilidade da obtenção de uma solução única com o refinamento da malha é uma manifestação da má-colocação do sistema para estas condições de contorno. Quando o nível de dissipação (seja devido à difusão numérica, seja devido aos termos de interação interfacial) é insuficiente, um crescimento irreal das perturbações deve ser observado, levando obviamente a valores também irreal para a frequência das golfadas.

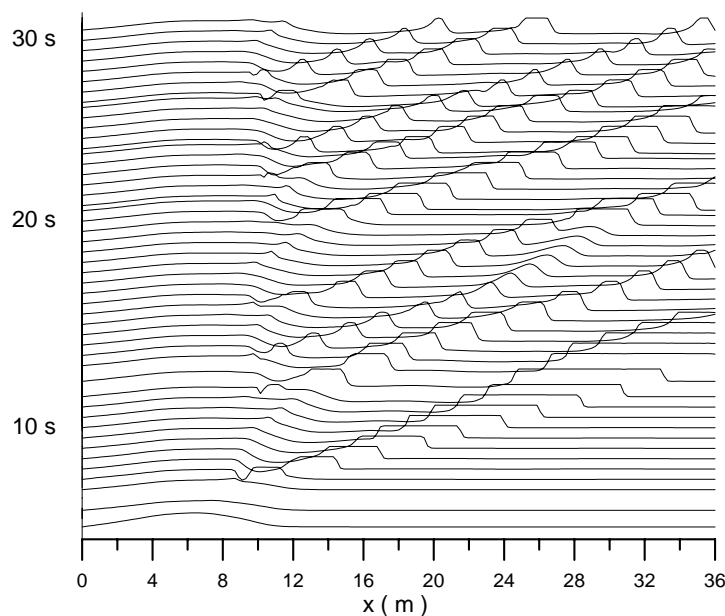


Figura 6.23 – Evolução dos perfis de *hold-up* com o tempo: $U_{SL} = 1$ m/s e $U_{SG} = 2$ m/s;
 $\Delta x/D = 2,64$.

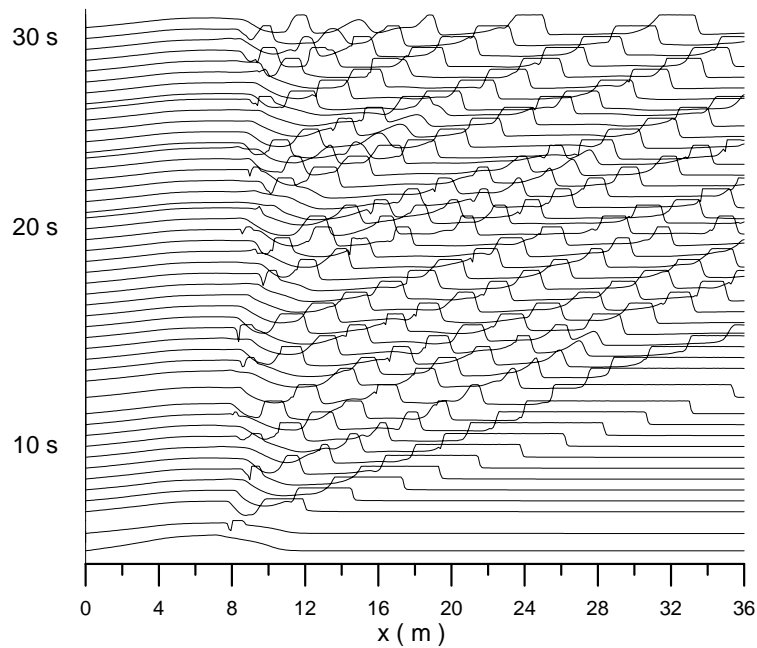
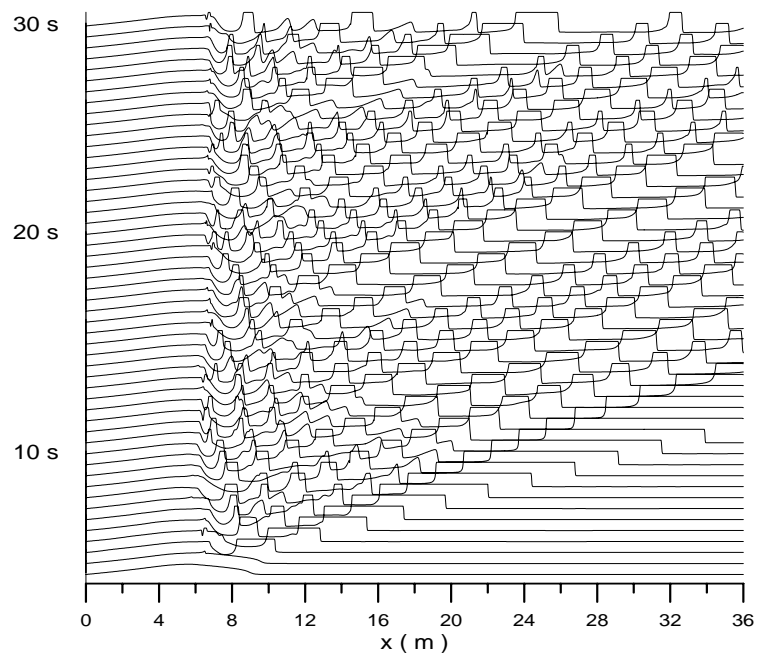


Figura 6.24 – Evolução dos perfis de *hold-up* com o tempo: $U_{sL} = 1$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s;
 $\Delta x/D = 1,32$.



(c) $\Delta x/D = 0,33$

Figura 6.25 – Evolução dos perfis de *hold-up* com o tempo: $U_{sL} = 1$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s;
 $\Delta x/D = 0,33$.

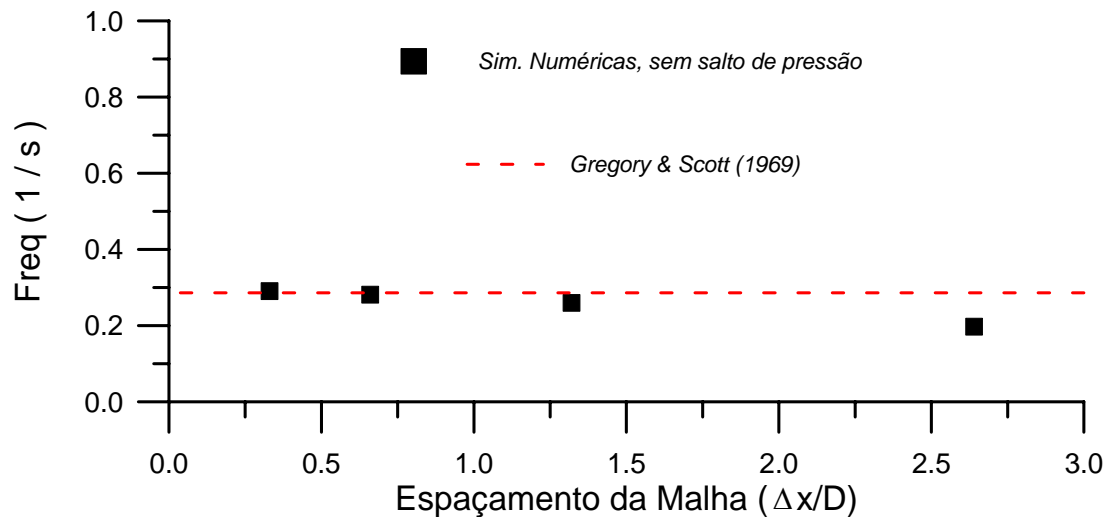
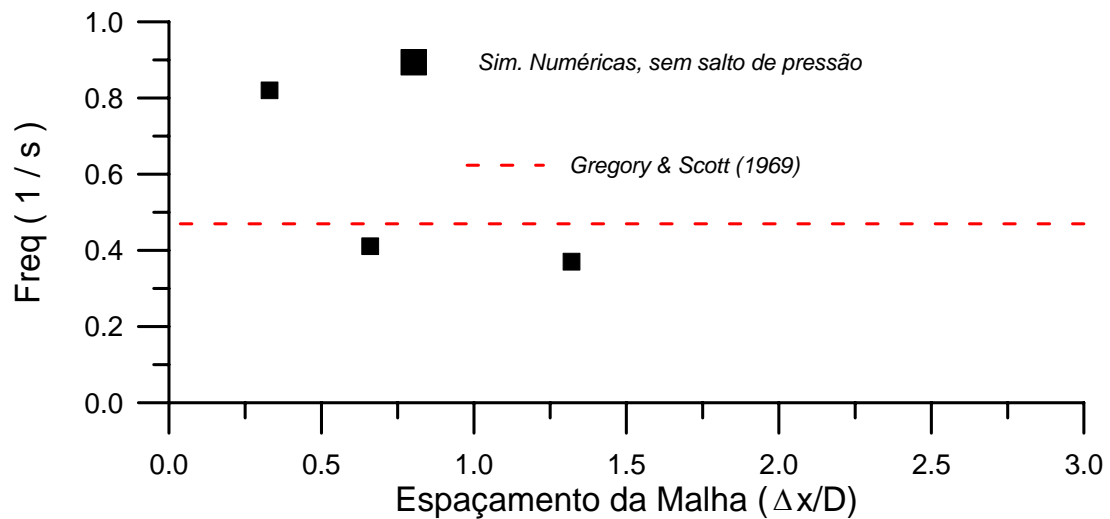
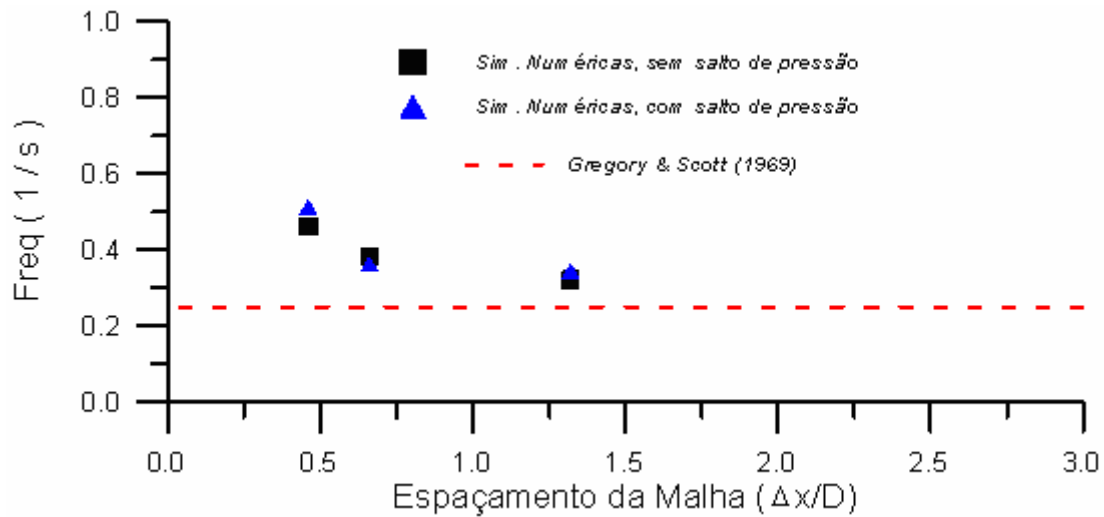
(a) $U_{sL} = 0,625$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s(b) $U_{sL} = 1$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s

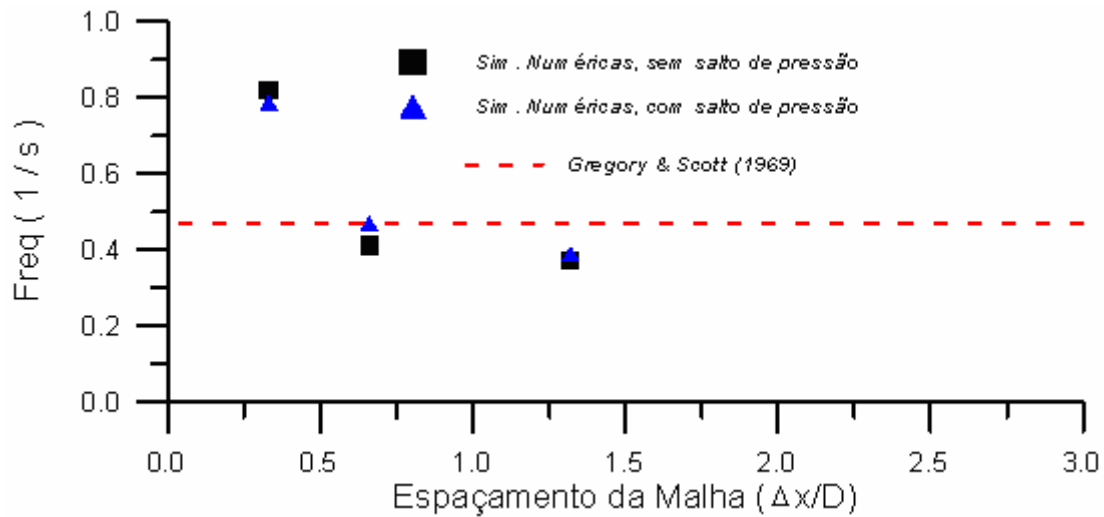
Figura 6.26 – Influência da do espaçamento da malha na freqüência das golfadas:

(a) $U_{sL} = 0,625$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s; (b). $U_{sL} = 1$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s.

Na Figura 6.27 (a e b) encontram-se apresentados resultados para a frequência média das golfadas, para o modelo sem e com salto de pressão interfacial. As velocidades superficiais de líquido e gás prescritas na entrada foram de $U_{sL} = 0,625$ m/s e $U_{sG} = 3,1$ m/s; e $U_{sL} = 1$ m/s e $U_{sG} = 2$ m/s. Além disso, três espaçamentos de malha foram utilizados: $\Delta x/D = 1,32$; $0,66$ e $0,33$. Nenhuma influência significativa se observa na tendência seguida pela frequência com o refinamento da malha. Como uma solução independente da malha não foi atingida em nenhuma das situações, a consideração do salto de pressão interfacial não resolveu o problema da falta de hiperbolicidade do modelo nos casos analisados.



(a) $U_{SL} = 0,625$ m/s e $U_{SG} = 3,1$ m/s



(b) $U_{SL} = 1$ m/s e $U_{SG} = 2$ m/s

Figura 6.27 – Influência do espaçamento da malha na freqüência média das golfadas, sem e com o salto de pressão interfacial; (a) $U_{SL} = 0,625$ m/s e $U_{SG} = 3,1$ m/s; e (b) $U_{SL} = 1$ m/s e $U_{SG} = 2$ m/s.

A Figura 6.28 ajuda a justificar os testes numéricos realizados, uma vez que ilustra a variação da influência relativa do termo fonte devido ao salto de pressão na equação para determinar a velocidade do líquido (eq. 4.15) com o espaçamento da malha. Para tal, uma nova variável é definida (b^*):

$$b^* = b + (1 - \gamma) \frac{a_w}{\gamma} U_{K,w}^* - \alpha_{K,w} A (P_{Gi,P} - P_{Gi,W}) \tag{6.3}$$

de modo que

$$\frac{a_w}{\gamma} U_{L,w} = a_{ww} U_{L,ww} + a_e U_{L,e} + b^* \tag{6.4}$$

Durante as simulações, a razão b_{salto} / b^* foi monitorada. Na Figura 6.28, os valores máximos atingidos para cada espaçamento de malha são apresentados. De fato, apesar de a influência do salto de pressão aumentar para malhas mais refinadas, ainda sim sua contribuição para o termo fonte b^* é desprezível (situando-se na ordem de 0,1%, para o menor espaçamento utilizado e ambos os casos analisados).

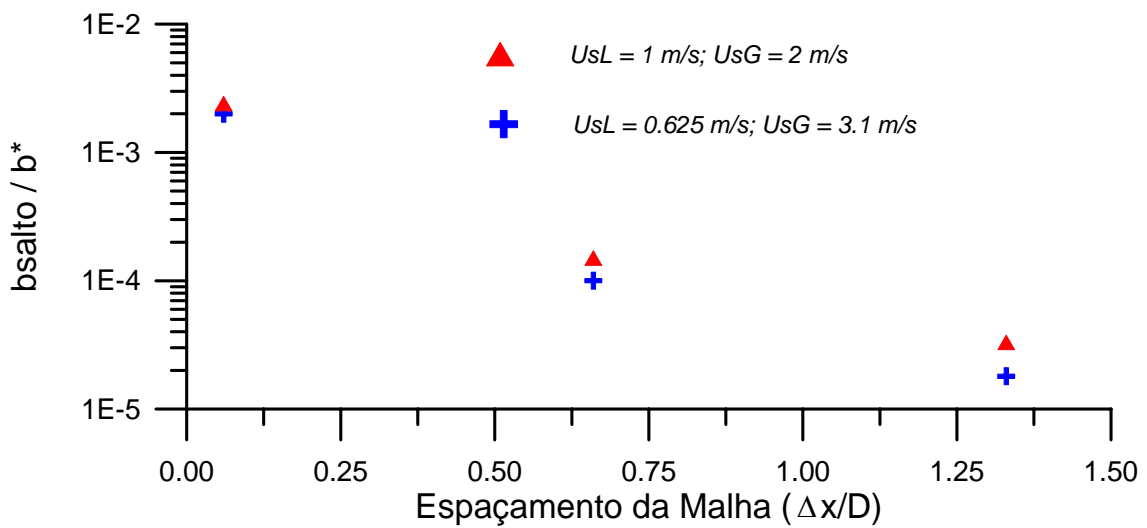


Figura 6.28 – Variação da influência relativa do termo fonte na equação discretizada com o espaçamento da malha para $U_{sL} = 0,625 \text{ m/s}$ e $U_{sG} = 3,1 \text{ m/s}$, e $U_{sL} = 1 \text{ m/s}$ e $U_{sG} = 2 \text{ m/s}$.