

6 Resultados

Neste capítulo, são apresentados os resultados experimentais para o escoamento intermitente horizontal água-ar, obtidos através das técnicas descritas nos capítulos anteriores. Primeiramente, é realizada uma extensa comparação de parâmetros estatísticos importantes do escoamento intermitente com dados disponíveis na literatura. O objetivo dessa análise é a validação dos dados obtidos e a comprovação de que os resultados são representativos da dinâmica do escoamento e, portanto, independentes de influências significativas da montagem experimental ou das técnicas propostas. Em seguida, a apresentação dos resultados é focada na obtenção do formato da frente e da traseira da bolha alongada. Para cada regime, a forma da interface gás-líquido é obtida através da técnica de sombra em conjunto com procedimentos de processamento de imagens. Desse modo é possível extrair dados quantitativos, permitindo a comprovação de algumas conjecturas formuladas na literatura.

6.1. Matriz de testes

Os parâmetros do escoamento nos regimes cobertos por este trabalho foram selecionados com base no mapa empírico de *Mandhane et al. (1974)*, com o objetivo de investigar o escoamento intermitente próximo à zona de transição do regime de “bolha alongada” para o regime “golfada”. Nestes regimes, ocorrem mudanças apreciáveis no formato da frente e da traseira da bolha, no comprimento dos pistões de líquido, dentre outros parâmetros (*Ruder e Hanratty, 1990; Fagundes Netto et al., 1999; Kadri et al., 2009*).

Foram analisadas *quatro* velocidades superficiais de líquido ($j_L = 0,2 - 0,5 \text{ m/s}$), cada uma em conjunto com *sete* distintas velocidades superficiais de gás ($j_G = 0,7 - 1,9 \text{ m/s}$), totalizando 28 pontos, que para fins de organização foram separados em quatro sub-matrizes (*Tabela 6.1*).

Em todos os casos foram utilizados água e ar como fluidos de trabalho, numa tubulação horizontal com diâmetro interno de 50,8 mm. Nos regimes investigados, os números de *Reynolds* baseados na velocidade de mistura estavam sempre acima de 2300, que de acordo com *Hurburt e Hanratty (2002)* configura um regime turbulento. Com as combinações de velocidades superficiais escolhidas e o diâmetro interno utilizado, os números de *Froude* do escoamento variaram entre 1,276 e 3,404. Nessa faixa, ainda persiste uma falta de consenso na literatura acerca da relevância da velocidade de deslizamento nas correlações que descrevem a velocidade média da frente da bolha. Há ainda uma carência de dados quantitativos dos efeitos do deslocamento da posição do nariz da bolha, o fato amplamente comentado na literatura (*Bendiksen, 1984; Woods e Hanratty, 1996, Cook e Behnia, 1997; van Hout et al., 2002*).

Tabela 6.1 - Matriz de testes utilizada.

<i>Nomenclatura</i>	j_L (m/s)	j_G (m/s)	j_m (m/s)	Re_m (-)	Fr_m (-)
<i>Sub-matriz # 1</i>					
<i>M#1 P#1</i>	0,2	0,7	0,9	$4,57 \times 10^4$	1,276
<i>M#1 P#2</i>	0,2	0,9	1,1	$5,59 \times 10^4$	1,560
<i>M#1 P#3</i>	0,2	1,1	1,3	$6,60 \times 10^4$	1,844
<i>M#1 P#4</i>	0,2	1,3	1,5	$7,62 \times 10^4$	2,127
<i>M#1 P#5</i>	0,2	1,5	1,7	$8,64 \times 10^4$	2,411
<i>M#1 P#6</i>	0,2	1,7	1,9	$9,65 \times 10^4$	2,694
<i>M#1 P#7</i>	0,2	1,9	2,1	$1,07 \times 10^5$	2,978
<i>Sub-matriz # 2</i>					
<i>M#2 P#1</i>	0,3	0,7	1,0	$5,08 \times 10^4$	1,418
<i>M#2 P#2</i>	0,3	0,9	1,2	$6,10 \times 10^4$	1,702
<i>M#2 P#3</i>	0,3	1,1	1,4	$7,11 \times 10^4$	1,985
<i>M#2 P#4</i>	0,3	1,3	1,6	$8,13 \times 10^4$	2,269
<i>M#2 P#5</i>	0,3	1,5	1,8	$9,14 \times 10^4$	2,553
<i>M#2 P#6</i>	0,3	1,7	2,0	$1,02 \times 10^5$	2,836
<i>M#2 P#7</i>	0,3	1,9	2,2	$1,12 \times 10^5$	3,120

Sub-matriz # 3					
M#3 P#1	0,4	0,7	1,1	$5,59 \times 10^4$	1,560
M#3 P#2	0,4	0,9	1,3	$6,60 \times 10^4$	1,844
M#3 P#3	0,4	1,1	1,5	$7,62 \times 10^4$	2,127
M#3 P#4	0,4	1,3	1,7	$8,64 \times 10^4$	2,411
M#3 P#5	0,4	1,5	1,9	$9,65 \times 10^4$	2,694
M#3 P#6	0,4	1,7	2,1	$1,07 \times 10^5$	2,978
M#3 P#7	0,4	1,9	2,3	$1,17 \times 10^5$	3,262
Sub-matriz # 4					
M#4 P#1	0,5	0,7	1,2	$6,10 \times 10^4$	1,702
M#4 P#2	0,5	0,9	1,4	$7,11 \times 10^4$	1,985
M#4 P#3	0,5	1,1	1,6	$8,13 \times 10^4$	2,269
M#4 P#4	0,5	1,3	1,8	$9,14 \times 10^4$	2,553
M#4 P#5	0,5	1,5	2,0	$1,02 \times 10^5$	2,836
M#4 P#6	0,5	1,7	2,2	$1,12 \times 10^5$	3,120
M#4 P#7	0,5	1,9	2,4	$1,22 \times 10^5$	3,404

A *figura 6.1* indica a localização dos pontos da matriz de testes deste trabalho em relação ao mapa de padrão de escoamento proposta por *Mandhane et al. (1974)*. As linhas contínuas indicam zonas de transição entre os diversos padrões de escoamento.

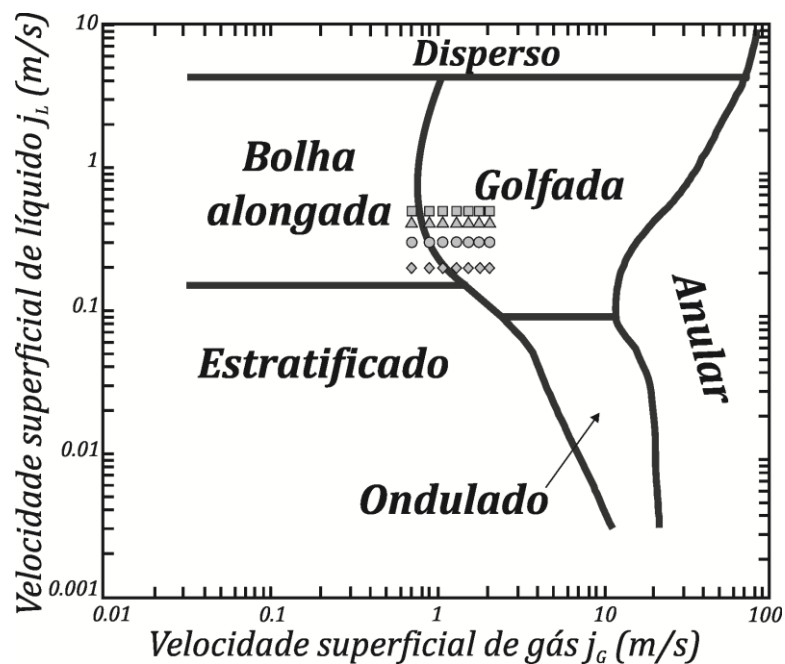


Figura 6.1 – Identificação da matriz dos testes realizada mapa de padrões de escoamento de Mandhane et al. (1974).

A tabela a seguir apresenta as propriedades da água e do ar utilizados. Com essas propriedades e o diâmetro interno utilizado, o número de *Eötvös* obtido foi de $Eo \approx 361$ (Eq. 2.25), o número de viscosidade inverso de $\Gamma \approx 3,58 \times 10^4$ (Eq. 2.28) e o parâmetro de tensão superficial de $\Sigma \approx 0,011$ (Eq. 2.33).

Tabela 6.2 – Propriedades do ar e da água utilizados.

Propriedade	Valor
Tensão superficial (N/m)	0,07
Massa específica do ar (kg/m ³)	1,2
Viscosidade do ar (kg/ms)	$1,8 \times 10^{-5}$
Massa específica da água (kg/m ³)	1000
Viscosidade da água (kg/ms)	0,001

6.2. Comparação entre os métodos de medição utilizados

Antes da interpretação dos resultados obtidos, foram comparadas as medidas da velocidade da frente e da traseira da bolha obtidas através do sistema de interruptores de feixe e do processamento de imagens. Isso foi necessário, uma vez que valores discrepantes de velocidade da frente ou da traseira são indicativos de influências da seção de testes sobre o escoamento, causados possivelmente por desníveis, saídas curtas, curvas, comprimento insuficiente, *etc.* (Fonseca Jr, 2009). Toda a matriz de testes foi percorrida medindo-se separadamente a velocidade da frente e da traseira da bolha através dessas duas técnicas. Uma comparação dos resultados foi realizada com uma diferença de 10 % (ver figura 6.2).

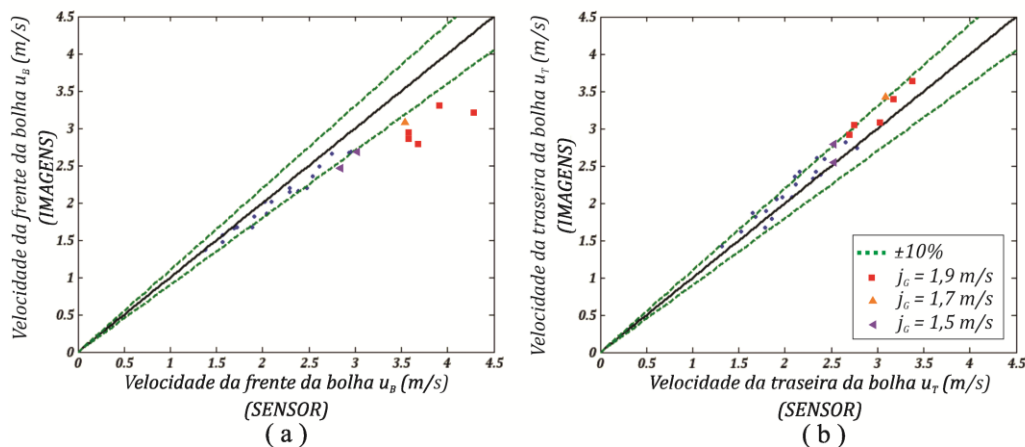


Figura 6.2 – Comparação das medidas de velocidade entre as duas técnicas distintas, (a) velocidade da frente e (b) velocidade da traseira da bolha.

A partir da figura 6.2 - (a), nota-se que as medidas da velocidade da frente obtidas pelas duas técnicas divergem nos casos de velocidades superficiais mais elevadas. Os valores mais discrepantes ocorrem com velocidades superficiais de gás de 1,5 m/s à 1,9 m/s. No entanto, observa-se uma boa concordância das medidas da velocidade da traseira desses mesmos pontos (figura 6.2 - b). Estes fatos sugeriram a necessidade de uma análise mais cuidadosa, tanto da seção de testes como das técnicas de medição. Uma análise minuciosa da seção de testes e dos equipamentos não revelou nada que pudesse influenciar a dinâmica do escoamento e as leituras de velocidade. Ao se examinar o funcionamento do

sensor a velocidades superficiais de gás mais elevadas, em busca de algum motivo que explicasse fisicamente a discrepância obtida na comparação entre as técnicas de medição, foi encontrada a causa: para velocidades superficiais de gás mais elevadas, há uma grande incidência de bolhas dispersas na região adjacente ao nariz da bolha, permitindo a passagem do feixe infravermelho por um curto instante de tempo e gerando assim resultados superestimados da velocidade da frente da bolha. Uma consequência desse resultado é que a razão entre a velocidade da traseira e da frente da bolha medidas pelo sensor, u_T/u_B , assumiu valores que não corresponderam à dinâmica do escoamento. A teoria de estabilidade da golfada (*slug stability*) sugere valores próximos de velocidade da frente e da traseira da bolha para o regime desenvolvido, fato encontrado pelos resultados de velocidade medidas pela técnica de processamento de imagens, como ilustra a *figura 6.3*.

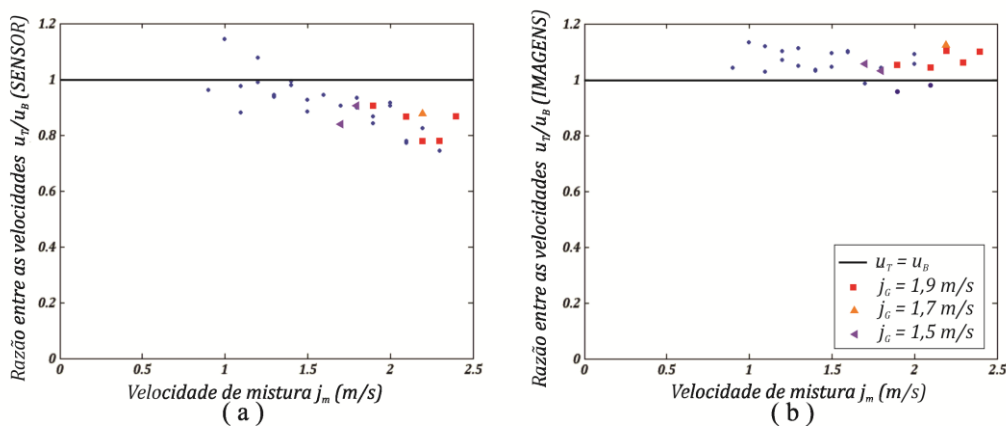


Figura 6.3 – Comparação das medidas da razão entre as velocidades da traseira e da frente da bolha obtidas através do (a) sensor e (b) processamento de imagens.

Os fatos ilustrados nas *figuras 6.2 – (a)* e *6.3 – (a)* sugerem um resultado inadequado nas medidas da velocidade da frente da bolha obtidas pelo interruptor de feixe, enquanto as medidas da velocidade da traseira são similares nos dois métodos. Logo, o comprimento dos pistões de líquido, as frequências de passagem dos pistões e os comprimentos das bolhas alongadas, foram obtidos com o sensor configurado para a medição da velocidade da traseira (ver Cap. 4 - Procedimento experimental e redução de dados).

6.3. Comprimento do pistão de líquido

De acordo com a literatura, a distribuição que melhor representa o comportamento aleatório do comprimento do pistão de líquido é a distribuição *lognormal* (Brill et al., 1981; Nydal et al., 1992; Ujang et al., 2006). Para testar essa conjectura, foi analisada a distribuição do comprimento de pistão para cada caso estudado. A figura 6.4 - (a) ilustra o caso onde a distribuição *lognormal* melhor aderiu às amostras, acompanhada do respectivo teste de aderência de *Anderson-Darling* mostrado na figura 6.4 - (b) (Montgomery e Runger, 2003). Trata-se do caso com $j_L = 0,4 \text{ m/s}$, $j_G = 1,9 \text{ m/s}$ (M#3 P#7).

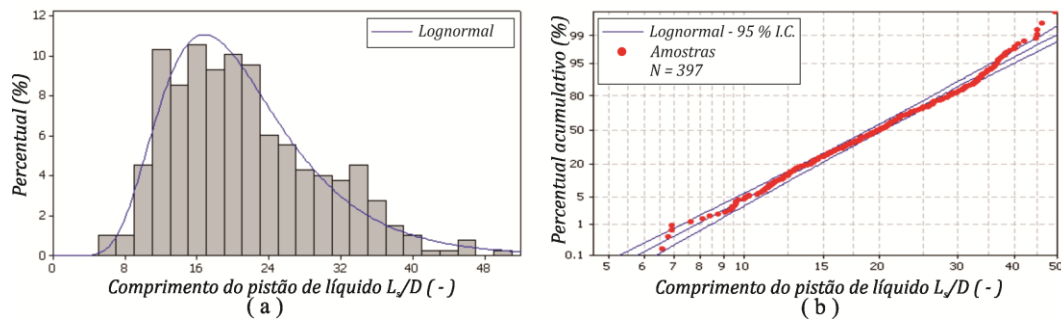


Figura 6.4 – (a) "Ajuste" *lognormal* e (b) teste de aderência com intervalo de confiança de 95 % para $j_L = 0,4 \text{ m/s}$ e $j_G = 1,9 \text{ m/s}$.

Foram utilizadas 397 amostras agrupadas em 25 faixas de comprimento de pistão no histograma mostrado na figura 6.4 – (a), cujo rigoroso teste de aderência de *Anderson-Darling*, confirmou que as amostras originam-se de uma população com distribuição *lognormal*. O intervalo de confiança delimitado pelas três linhas contínuas na figura 6.4 – (b) abrangendo a maioria absoluta das 397 amostras confirmam os resultados do teste de aderência (Montgomery e Runger, 2003).

Uma análise da rejeição ou aceitação da *lognormal* para a descrição do comportamento aleatório do comprimento dos pistões de líquido tomando-se como critério rigorosos testes de aderência não é o objetivo deste trabalho. Discussões mais detalhadas a respeito podem ser encontradas nos trabalhos de *Alsafran (2003)* e *Ujang et al. (2006)*. Neste presente trabalho, conseguiu-se provar de forma rigorosa a aderência *lognormal* apenas em alguns casos, enquanto que para a ampla maioria a distribuição *lognormal* demonstrou-se num nível adequado, de modo semelhante ao observado por *Nydal et al. (1992)*. A figura a seguir ilustra seis histogramas da *sub-matriz* # 1. Todos os demais se encontram por conveniência no *Apêndice*.

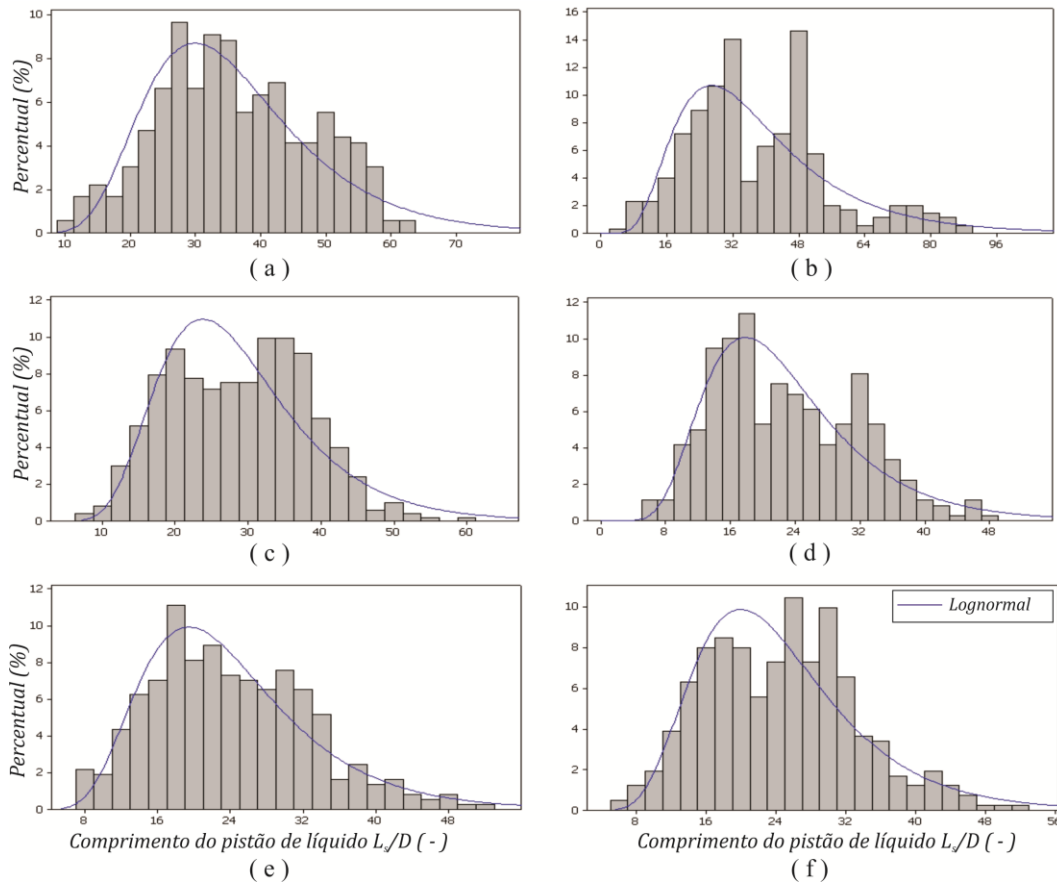


Figura 6.5 – Distribuição do comprimento de pistão ao longo da *sub-matriz* # 1 ($j_L = 0,2$ m/s); (a) $j_G = 0,7$ m/s, (b) $j_G = 0,9$ m/s, (c) $j_G = 1,1$ m/s, (d) $j_G = 1,3$ m/s, (e) $j_G = 1,5$ m/s, (f) $j_G = 1,7$ m/s.

Como ilustrado na *figura 6.5*, o comportamento da população de comprimento de pistões de líquido é razoavelmente bem representada por uma distribuição *lognormal*.

Na construção de cada histograma na *figura 6.5*, foram utilizadas entre 348 e 503 amostras, possibilitando um estreito intervalo de confiança para a média aritmética da população, com um nível de confiabilidade de 95 %. Para demonstrar o procedimento de obtenção do intervalo de confiança, considere o caso mostrado na *figura 6.4*. Como visto, os dados apresentam distribuição assimétrica, desviando-se do comportamento de uma distribuição *normal*. Portanto, estimar o intervalo de confiança para a média baseando-se na distribuição *t-Sudent* pode resultar em estimativas imprecisas, pois o método pressupõe que as amostras provêm de uma população com distribuição *normal* (Montgomery e Runger, 2003). Para contornar este inconveniente utilizou-se a metodologia *Bootstrap* (Efron, 1987), implementada no *software* de rotinas estatísticas *Minitab*® 15. Foram realizadas 1000 reamostragens aleatórias com reposição das amostras, cujo histograma da distribuição das médias das reamostragens é ilustrado a seguir.

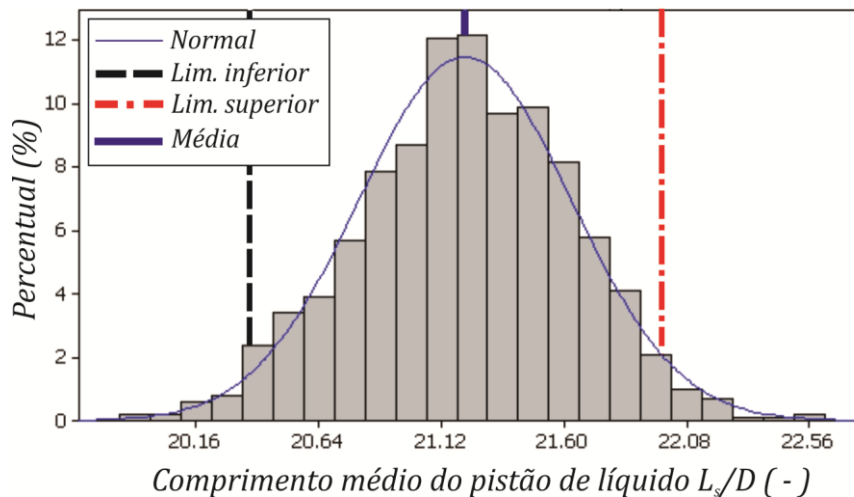


Figura 6.6 – Distribuição das médias das 1000 reamostragens
Bootstrap para 397 amostras com $j_L = 0,4$ m/s e $j_G = 1,9$ m/s.

O teorema do limite central garante que a distribuição das médias de amostras retiradas de uma população converge assintoticamente para uma distribuição *normal* a medida que o número de amostras aumenta (*Montgomery e Runger, 2003*). Este fato é confirmado na *figura 6.4* com as 1000 reamostragens aleatórias. Utilizando uma faixa de valores que aglomere 95 % dos dados, o intervalo de confiança para a média aritmética do comprimento de pistão na *figura 6.6* fica entre $20,38D$ e $21,99D$. O comprimento do pistão de líquido médio das 397 amostras foi de $21,24D$. As estimativas das incertezas experimentais do valor médio encontram-se no *Apêndice*.

Este número elevado de amostras foi necessário uma vez que a literatura reporta um considerável espalhamento em torno do comprimento de pistão médio, o que pode tornar o intervalo de confiança consideravelmente largo. Uma medida da dispersão dos dados em torno da média é dada pelo coeficiente de variação *C.V.*, definido no *capítulo 4, seção 4.3.2*. Não existe ainda um consenso na literatura sobre o valor do coeficiente de variação, no entanto, *Nydal et al. (1992) apud Woods et al. (2006)* reportaram *C.V.* ≈ 37 % para uma larga faixa de velocidades superficiais em experimentos numa tubulação com 50 mm de diâmetro interno. Este valor está em concordância com os resultados obtidos neste presente trabalho, como mostrado na *figura 6.7*.

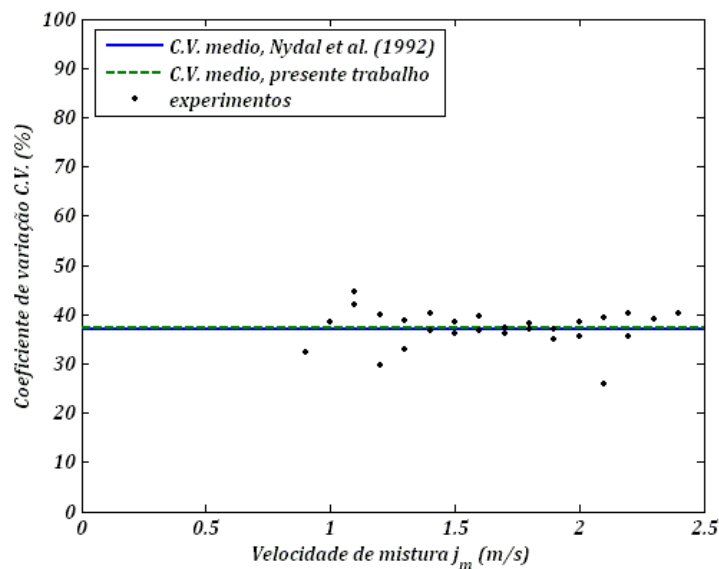


Figura 6.7 – Comportamento do coeficiente de variação com a mudança da velocidade de mistura.

A figura 6.8, ilustra o comportamento médio dos pistões de líquido com o aumento da velocidade de mistura. As barras verticais delimitam o tamanho dos intervalos de confiança.

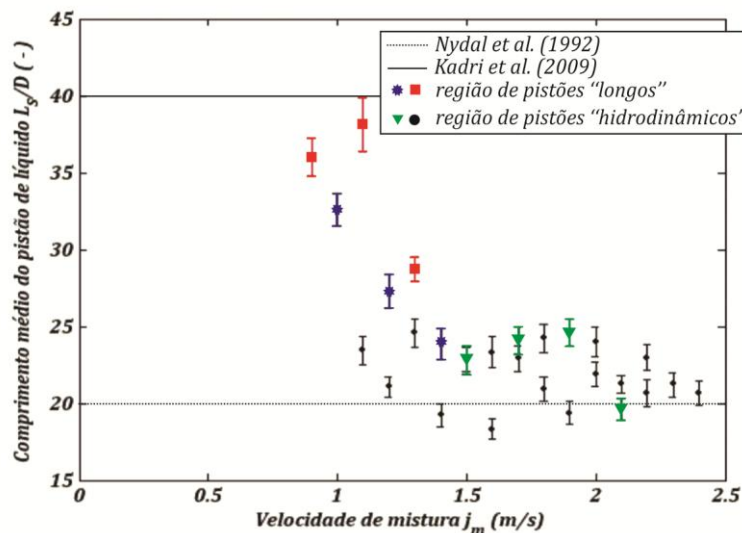


Figura 6.8 – Comportamento do comprimento médio dos pistões de líquido com o aumento da velocidade de mistura.

Na figura 6.8, nota-se a ocorrência de pistões mais longos para baixas velocidades de mistura, enquanto que para velocidades mais elevadas, o comprimento médio é praticamente constante, próximo ao patamar de $20D$. A primeira observação está de acordo com o trabalho de Kadri et al. (2009), onde

foi observado para baixas velocidades superficiais de gás, regimes caracterizados pela existência de pistões com elevado comprimento. Naquele trabalho, tal regime foi denominado de "*golfadas longas*" (*long slugs*). Embora os autores tenham observado tipicamente pistões maiores que $40D$ nesta faixa, os experimentos mostram dados próximo a este limiar. Tal distinção deve-se, possivelmente, a diferença entre os comprimentos na seção de testes: *Kadri et al. (2009)* utilizaram uma seção de 137 m ($L/D \approx 2740$), enquanto o presente trabalho utilizou uma seção curta de aproximadamente 20 m ($L/D \approx 400$). Com uma seção tão longa, a pequena diferença entre as velocidades da frente e da traseira do pistão possivelmente contribuiu gradativamente para que os mesmos apresentassem comprimento superior a $40D$. Estes fatos sustentam o argumento de que os experimentos *não* estão divergentes com os observados pelos autores, comprovando que para os pistões longos serem corretamente observados, seções de elevado comprimento devem ser utilizadas. Já o fato de que a velocidades de mistura mais elevadas o comprimento de pistão torna-se praticamente constante não é dependente de uma seção de testes tão longa. O valor em torno de $20D$ também foi observado numa seção curta por *Nydal et al. (1992)* a velocidades de mistura elevadas.

A *figura 6.9 - a* ilustra o mapa de sub-regime proposto por *Kadri et al. (2009)*, acompanhado por pontos estudados no presente trabalho com velocidade superficial de líquido de $0,2\text{ m/s}$ e $0,3\text{ m/s}$. A *figura 6.7 - b*, ilustra a localização dos pontos estudados por *Nydal et al. (1992)*, *Kadri et al. (2009)* e o presente trabalho no mapa empírico de padrão de fases de *Mandhane et al. (1974)*.

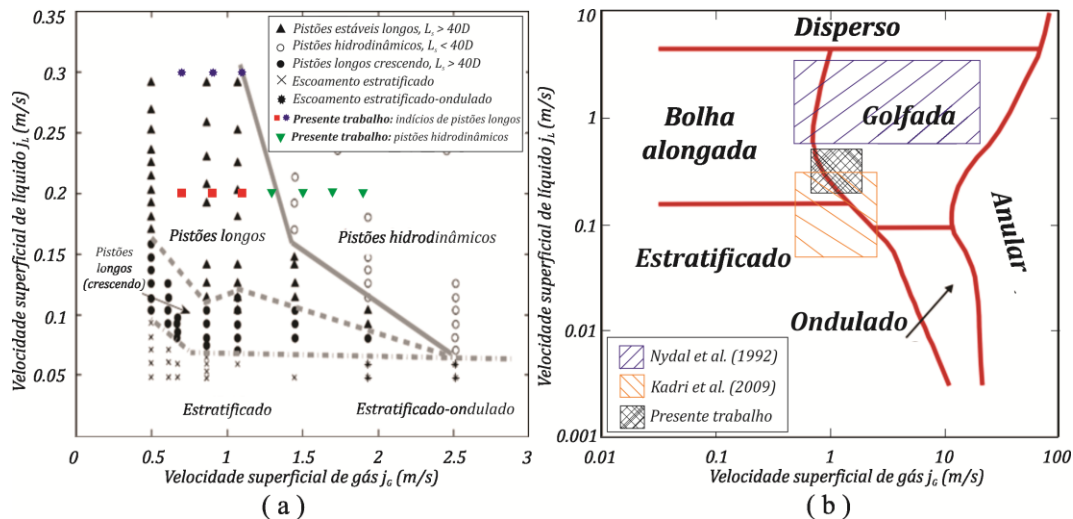


Figura 6.9 – (a) Mapa de sub-regime estudado por Kadri *et al.* (2009) acompanhado dos pontos da *sub-matriz* # 1 do presente trabalho (adaptado de Kadri *et al.*, 2009) e (b) faixas de velocidades superficiais abrangidas nos trabalhos de Nydal *et al.*, (1992), Kadri *et al.*, (2009) e no presente trabalho sobre o mapa de Mandhane *et al.*, (1974).

A partir da *figura* 6.9 - b, percebe-se que os pontos estudados no presente trabalho situam-se nas fronteiras entre os experimentos de Kadri *et al.* (2009) e Nydal *et al.* (1992). Sendo assim, fica evidente a razão do comportamento observado na evolução do comprimento de pistão com a variação da velocidade de mistura, conforme ilustrado na *figura* 6.8.

Algumas faixas de velocidades superficiais estudadas neste presente trabalho estavam dentro dos limites cobertos nos experimentos de Kadri *et al.* (2009), o que permitiu uma comparação dos dados com o modelo numérico de previsão do crescimento dos pistões e com dados experimentais obtidos pelos autores. A *figura* 6.10 ilustra essa comparação para a faixa de velocidade superficiais de $j_L = 0,3$ m/s e $j_G = 0,7 - 1,9$ m/s (*sub-matriz* # 2).

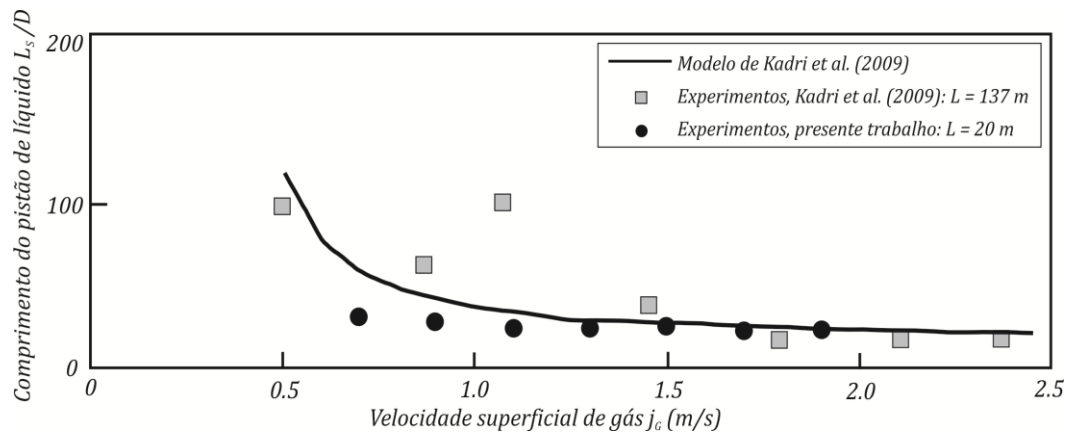


Figura 6.10 – Comparação dos resultados numéricos e experimentais de Kadri et al. (2009) com os experimentos do presente trabalho ($j_L = 0,3$ m/s) (Adaptado de Kadri et al., 2009).

Observa-se na figura 6.10, que os resultados obtidos estão em boa concordância tanto com o modelo numérico de Kadri et al. (2009) quanto com os dados experimentais daquele trabalho. Isso é mais perceptível para velocidades superficiais de gás mais elevadas. Essa concordância é importante na validação da bancada de testes utilizada neste trabalho que é relativamente curta (20 m) quando comparada à bancada utilizada por Kadri et al. (137 m).

6.4. Frequência de passagem dos pistões de líquido

De acordo com Ujang et al. (2006), a distribuição *lognormal* também é a mais adequada na descrição da distribuição de frequências de passagem dos pistões. Essa característica também foi observada no presente trabalho. A aderência *lognormal* foi comprovada de forma rigorosa tomando-se como critério os testes de aderência somente em alguns casos analisados, enquanto que para a maioria dos casos, a concordância com a distribuição *lognormal* apresentou-se num nível adequado, analogamente às distribuições dos comprimentos de pistões. A figura a seguir ilustra alguns dos histogramas dos dados de frequências obtidos para a sub-matriz # 1 ($j_L = 0,2$ m/s). Os demais encontram-se no Apêndice.

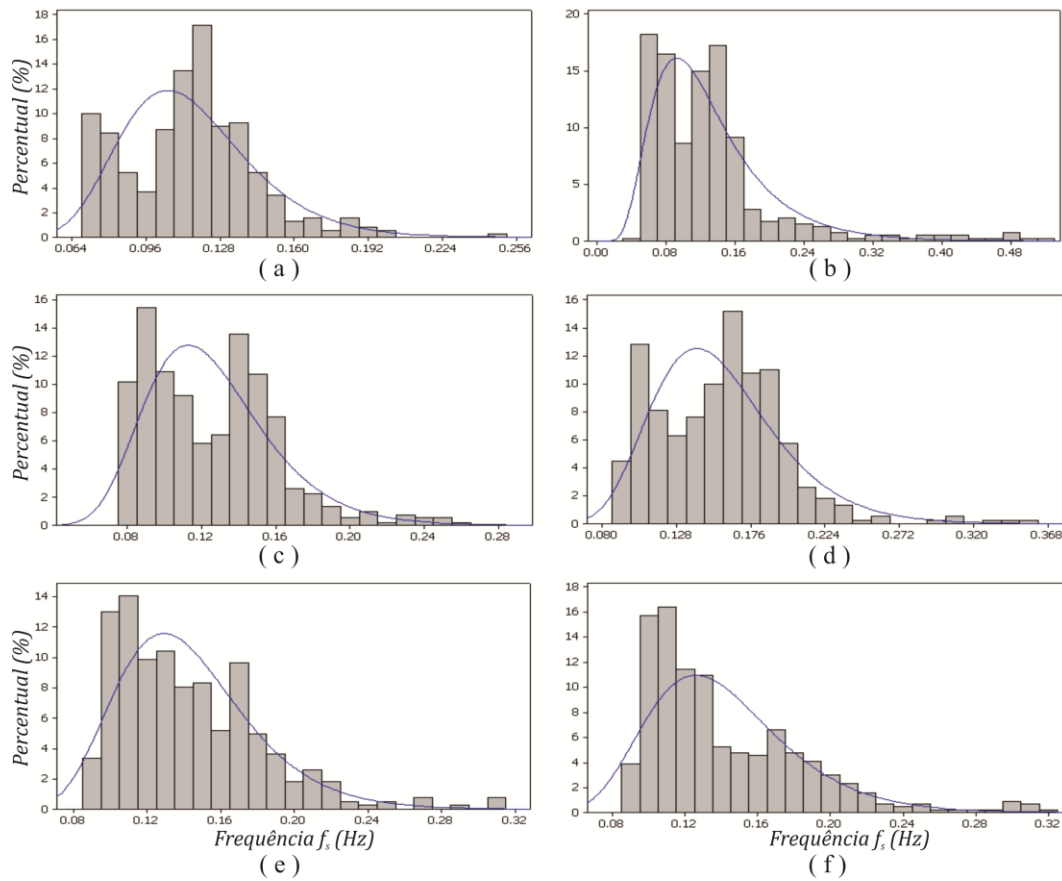


Figura 6.11 – Distribuição da frequência de passagem dos pistões ao longo da sub-matriz # 1 ($j_L = 0,2$ m/s); (a) $j_G = 0,7$ m/s, (b) $j_G = 0,9$ m/s, (c) $j_G = 1,1$ m/s, (d) $j_G = 1,3$ m/s, (e) $j_G = 1,5$ m/s, (f) $j_G = 1,7$ m/s.

Para a construção de cada histograma mostrado na *figura 6.11*, foram utilizadas entre 380 e 531 amostras para garantir um intervalo de confiança estreito e com confiabilidade de 95 %. Como as distribuições das amostras apresentam-se substancialmente desviada do comportamento descrito por uma distribuição *normal*, novamente os intervalos de confiança foram estimados através da metodologia *Bootstrap* (Efron, 1987), da mesma forma como no comprimento de pistão. Na *figura 6.12*, apresenta-se o comportamento da frequência média de passagem dos pistões de acordo com a variação da velocidade superficial de gás e de líquido. Por clareza, as dimensões dos intervalos de confiança são apenas ilustradas na *figura 6.12 – (a)*.

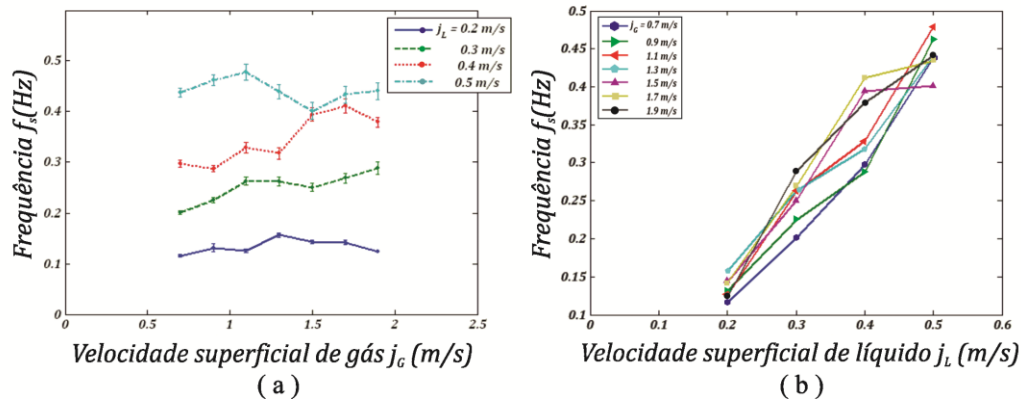


Figura 6.12 – Comportamento da frequência média de passagem dos pistões com a variação da velocidade superficial de (a) gás e de (b) líquido.

Os dados apresentados nas figuras 6.12 - (a) e (b), sugerem que a frequência é fracamente dependente da velocidade superficial de gás. A maior variação da frequência ocorre quando se altera a velocidade superficial de líquido. Esta maior influência da velocidade superficial de líquido sobre a frequência é amplamente reportada na literatura (Woods *et al.* 2006; Wang *et al.*, 2007). Já a real influência da velocidade superficial de gás é um assunto ainda em discussão. No trabalho de Woods *et al.* (2006), foi observada uma queda na frequência com o aumento da velocidade superficial de gás em tubulações com diâmetro interno de 76,3 mm e 95 mm. Já no trabalho de Wang *et al.* (2007), foi reportada uma fraca influência da velocidade superficial de gás sobre a frequência em uma tubulação com diâmetro interno de 50 mm. Os resultados obtidos neste presente trabalho, com diâmetro próximo ao utilizado no trabalho de Wang *et al.* (2007), suportam as observações dos autores.

Fossa *et al.* (2003) e Woods *et al.* (2006) sugeriram que o comportamento da frequência torna-se praticamente independente do diâmetro quando adimensionais apropriados são utilizados. No trabalho de Fossa *et al.* (2003) uma correlação baseada no denominado número de Strouhal (St) e na fração de volume de líquido (λ_L) foi desenvolvida (ver Cap. 2, seção 2.7). Os resultados experimentais de Wang *et al.* (2007), obtidos em uma bancada com 133 m de comprimento apresentaram uma boa concordância com a correlação de Fossa *et al.* (2003). A figura 6.13 ilustra uma comparação dos dados experimentais obtidos

neste presente trabalho, dos dados experimentais obtidos por *Wang et al. (2007)* e da correlação de *Fossa et al. (2003)*.

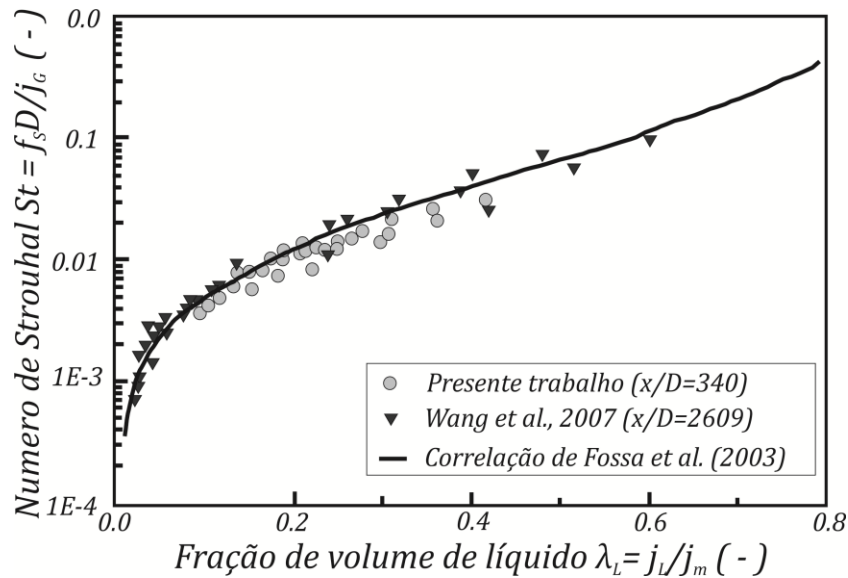


Figura 6.13 – Comportamento do número de *Strouhal* com a variação da fração de volume de líquido (adaptado de *Wang et al., 2007*).

Pode-se notar na *figura 6.13*, uma boa concordância entre os trabalhos. Isso reforça a validação da bancada de testes utilizada neste presente trabalho.

Woods et al. (2006), sugeriram que o comportamento da frequência torna-se praticamente independente do diâmetro quando a frequência é adimensionalizada da forma $f_s D / j_L$ (análogo ao número de *Strouhal*). De forma grosseira o valor $f_s D / j_L \approx 0,05$ aproxima a maioria dos dados observados pelos autores. A *figura 6.14* ilustra uma comparação dos resultados obtidos neste presente trabalho com as observações de diferentes trabalhos que englobam bancadas com tubulações de diferentes diâmetros. Como pode ser observado, os resultados obtidos estão consistentes com as observações disponíveis na literatura.

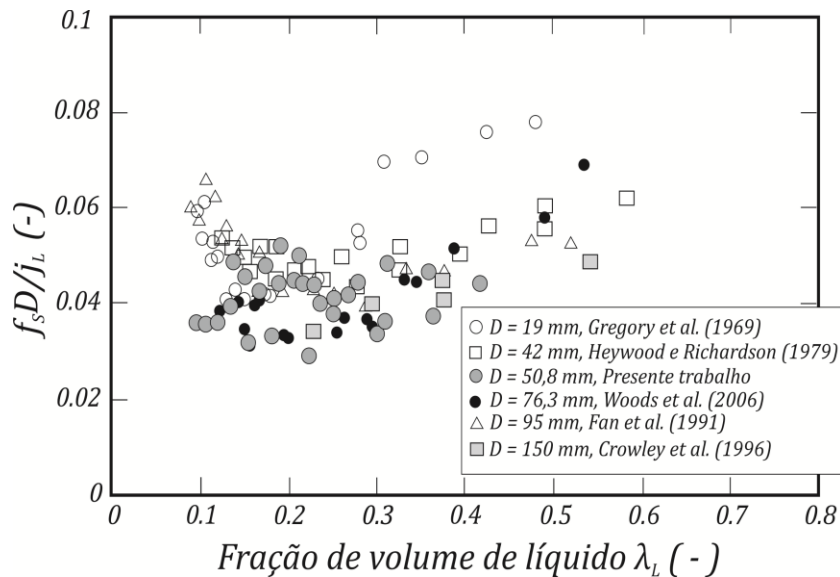


Figura 6.14 – Comportamento do adimensional $f_s D / j_L$ com a variação da fração de volume de líquido (adaptado de Woods *et al.*, 2006).

6.5. Comprimento da bolha alongada

A literatura é relativamente escassa quando o parâmetro a ser medido é a comprimento da bolha alongada, sendo os trabalhos de Fagundes Netto *et al.* (1999) e Wang *et al.* (2007) exceções importantes onde o tema foi abordado. Naqueles trabalhos foram utilizadas bancadas longas, com comprimento de 90 m e 133 m, respectivamente. Esta condição, geralmente é um requisito para uma investigação detalhada deste parâmetro. Wang *et al.* (2007), por exemplo, observaram bolhas com comprimentos médios da ordem de 400 diâmetros. Logo, fica claro que a limitação no comprimento da bancada utilizada neste presente trabalho inviabiliza uma investigação detalhada deste parâmetro. Entretanto, para algumas faixas de velocidade superficiais, medidas puderam ser realizadas através das técnicas já comentadas. Para esta finalidade, foi adotado o critério de que o comprimento da seção de testes ($L \approx 400D$) deveria ser capaz de abrigar no mínimo duas células unitárias de comprimento médio L_u . Caso este critério não fosse satisfeito, o dado obtido do comprimento da bolha alongada era descartado por possíveis influências do bocal de entrada ou da saída da seção de testes. A figura 6.15 ilustra o comportamento do comprimento médio das células unitárias em relação à variação da velocidade superficial de gás para cada sub-matriz de testes.

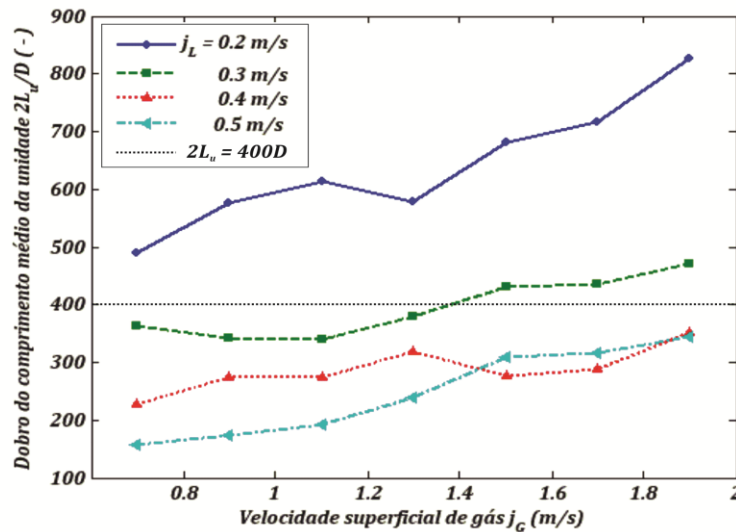


Figura 6.15 – Comportamento do comprimento da célula unitária em relação à variação da velocidade superficial de gás.

A partir da *figura 6.15*, nota-se que o comprimento médio das células unitárias nas condições de velocidade superficial de líquido de $j_L = 0,2$ m/s e $j_L = 0,3$ m/s não satisfazem o critério estipulado. Sendo assim, os dados desses regimes não foram considerados. Segundo *Kadri et al. (2009)*, estes regimes localizam-se próximos a região de pistões longos, fato que explica os elevados comprimentos médios das células unitárias observados.

Wang et al. (2007) observaram que o comprimento das bolhas alongadas aumenta com o incremento da velocidade superficial de gás. Tal comportamento foi confirmado neste presente trabalho, conforme pode ser observado na *figura 6.16*.

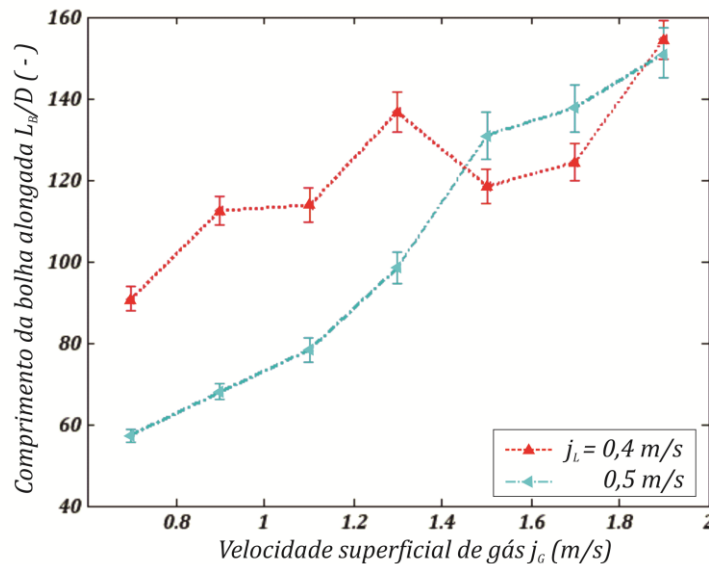


Figura 6.16 – Comportamento do comprimento médio das bolha alongadas com a variação da velocidade superficial de gás.

Os intervalos de confiança ilustrados na *figura 6.16*, foram construídos baseando-se na distribuição *t-Student*, onde um comportamento descrito pela distribuição *normal* é assumido. Tal suposição é sugerida por *Grenier (1997) apud Fagundes Netto et al. (1999)*. No Apêndice encontram-se todos os histogramas dos comprimentos das bolhas alongadas.

Foi possível fazer uma comparação das duas primeiras medições do comprimento médio da bolha alongada da *sub-matriz # 4* ($j_L = 0,5$ m/s) com o modelo desenvolvido por *Fagundes Netto et al. (1999)*. Apenas esses dois casos foram comparados porque o modelo assume escoamento não aerado, validado experimentalmente pelo autor na faixa de velocidade superficial de líquido de $j_L = 0,5$ m/s a $1,8$ m/s. No modelo de *Fagundes Netto et al. (1999)*, o volume das bolhas alongadas é previamente conhecido, o que não ocorre neste presente trabalho. Entretanto, a frequência média de passagem dos pistões é conhecida, assim como as vazões de gás e de líquido. Associando-se esses parâmetros com a correlação fornecida por *Bendiksen (1984)* (ver Eq. 2.35), foi possível adaptar o modelo de *Fagundes Netto et al. (1999)* para as condições do presente trabalho.

Para o primeiro ponto, com $j_L = 0,5$ m/s e $j_G = 0,7$ m/s, foi observado experimentalmente um comprimento médio da bolha alongada entre $56D$ e $59D$, enquanto o modelo previu um comprimento de $59D$. Já para o segundo, com

$j_L = 0,5 \text{ m/s}$ e $j_G = 0,9 \text{ m/s}$, as medidas foram entre $66D$ e $70D$, enquanto no modelo a previsão foi de $69D$.

6.6.

Velocidade de translação da frente da bolha

Como visto na revisão bibliográfica, a velocidade média de translação da frente da bolha alongada u_B está correlacionada com a velocidade de mistura j_m . Várias correlações foram propostas na literatura, sendo este tema um tópico de frequente debate. Ainda há uma falta de consenso a respeito da inclusão ou não da contribuição da velocidade de deslizamento u_d para baixas velocidades de mistura ($j_m < 3.5\sqrt{gD}$). Bendiksen (1984) e Woods e Hanratty (1996) reconheceram a importância deste parâmetro, enquanto autores como Cook e Behnia (1997) e van Hout et al. (2002) não recomendaram sua utilização, propondo que u_B e j_m podem ser linearmente correlacionadas através da relação $u_B = 1,2j_m$. O gráfico da figura 6.17 apresenta os resultados experimentais obtidos no presente trabalho, onde as barras verticais simbolizam a incerteza experimental associada à técnica de processamento de imagens utilizada no cálculo da velocidade (em torno de $\pm 5\%$). Os cálculos das incertezas encontram-se no Apêndice.

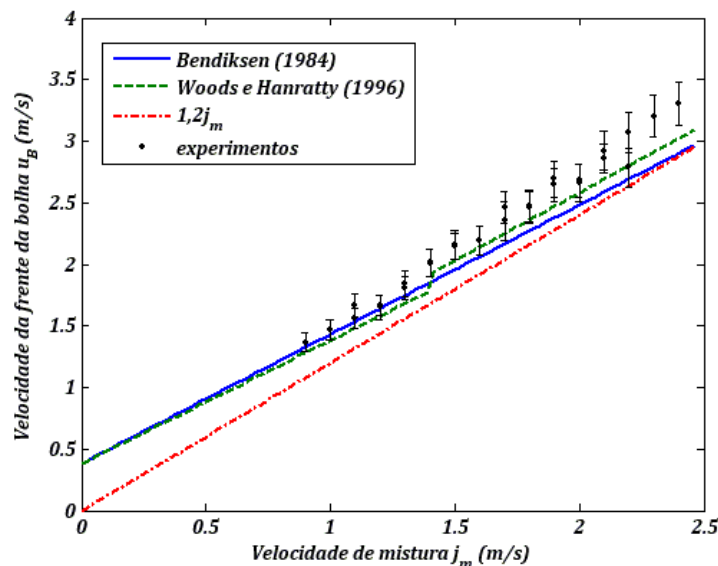


Figura 6.17 – Comportamento da velocidade média da frente da bolha com a variação da velocidade de mistura.

Os resultados da *figura 6.17* mostram que as correlações de *Bendiksen (1984)* e *Woods e Hanratty (1996)* são as que melhor se aproximam dos dados experimentais, reforçando a idéia de que a velocidade de deslizamento u_d não deve ser desprezada para baixas velocidades de mistura. A correlação de *Woods e Hanratty (1996)* se ajusta aos valores de velocidade média observados com um desvio médio absoluto (D.M.A.) de 6,7 %, enquanto a correlação de *Bendiksen (1984)* fornece um D.M.A. de aproximadamente 8 %. O melhor ajuste da correlação de *Woods e Hanratty (1996)* é devido à mudança do coeficiente C com o aumento da velocidade de mistura e, portanto, do número de *Froude* Fr_m . A seguir, ilustra-se o comportamento da velocidade com o aumento do número de *Froude*.

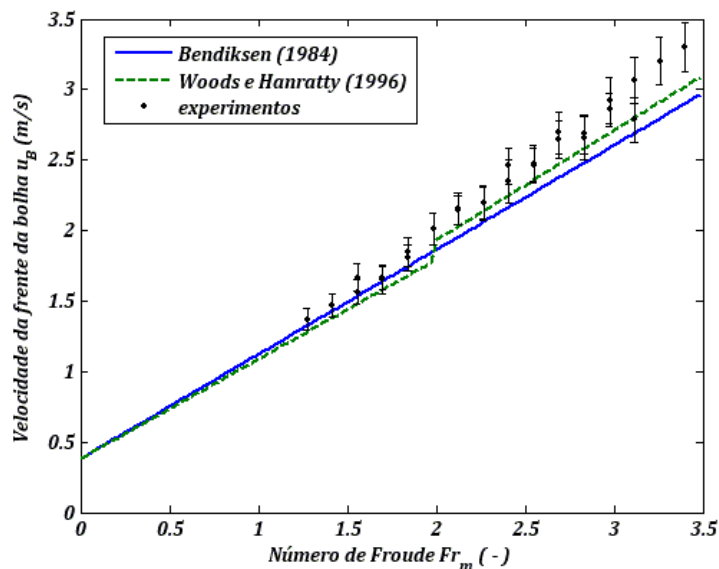


Figura 6.18 – Comportamento da velocidade média da frente da bolha com a variação do número de *Froude*.

A partir da *figura 6.18*, percebe-se que para $2 < Fr_m < 3,5$, o aumento de u_B é mais pronunciado que para $Fr_m < 2$. Este fato está de acordo com as observações de *Woods e Hanratty (1996)* e *Hurlburt e Hanratty (2002)*. Naqueles trabalhos, foi reportado que nessa faixa de números de *Froude*, os efeitos de inércia e de gravidade são, ambos, importantes, enquanto que para $Fr_m < 2$, os efeitos de gravidade predominam. A mudança na localização do nariz da bolha reflete a relevância dos efeitos de inércia, que na medida em que se tornam mais

importantes, tendem a deslocar o nariz da bolha para o centro da tubulação. Esse comportamento foi primeiramente observado de maneira qualitativa por *Bendiksen (1984)*. Os gráficos a seguir ilustram esse comportamento. Para fins de clareza, somente as velocidades da *sub-matriz* # 1 ($j_L = 0,2 \text{ m/s}$) são apresentadas com os respectivos perfis bidimensionais longitudinais do nariz da bolha média, obtidos através do processamento de imagens desenvolvido. Para o cálculo de cada perfil, foram utilizadas entre 125 e 317 imagens de bolhas, fornecendo perfis com boa representatividade do escoamento.

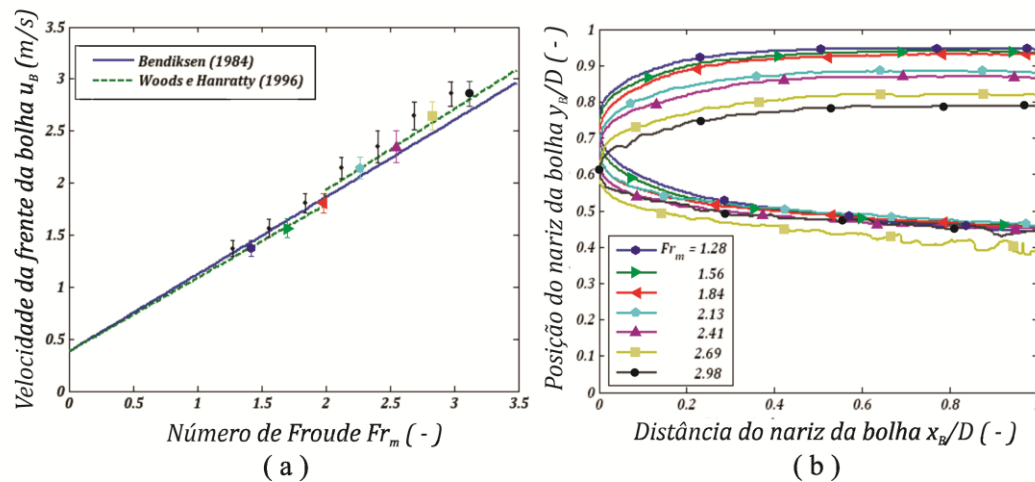


Figura 6.19 – (a) Comportamento da velocidade média da frente da bolha e (b) da localização do nariz com o aumento do número de *Froude* ($j_L = 0,2 \text{ m/s}$).

Como mostrado na *figura 6.19*, o nariz da bolha fica cada vez mais próximo do centro da tubulação com o aumento do número de *Froude*. Este fato também é observado nos regimes das demais *sub-matrizes* (ver *figura 6.25*). Para o número de *Froude* mais baixo ($Fr_m = 1,28$) a localização do nariz da bolha foi em $h \approx 0,75D$, enquanto que no caso mais elevado ($Fr_m = 2,98$), foi em $h \approx 0,60D$. Estes resultados estão plenamente de acordo com as observações *qualitativas* de *Bendiksen (1984)*. Além disso, *Bendiksen (1984)* sugeriu que a localização do nariz da bolha está diretamente relacionada com o aumento mais pronunciado da velocidade, que por sua vez, está associado à mudança no coeficiente C da correlação proposta por *Nicklin et al. (1962)* (Eq. 2.22). Nos casos onde o nariz da bolha se encontra próximo ao topo da tubulação, C fica próximo de 1,0, enquanto

que para o nariz próximo ao centro, C se aproxima de 1,2. A figura a seguir ilustra o comportamento do coeficiente C em função da localização do nariz da bolha para os 28 pontos da matriz de testes. Para o cálculo de C utilizou-se a correlação de Nicklin *et al.* (1962), escrita na forma:

$$C = (u_B - u_d) / j_m \quad (6.1)$$

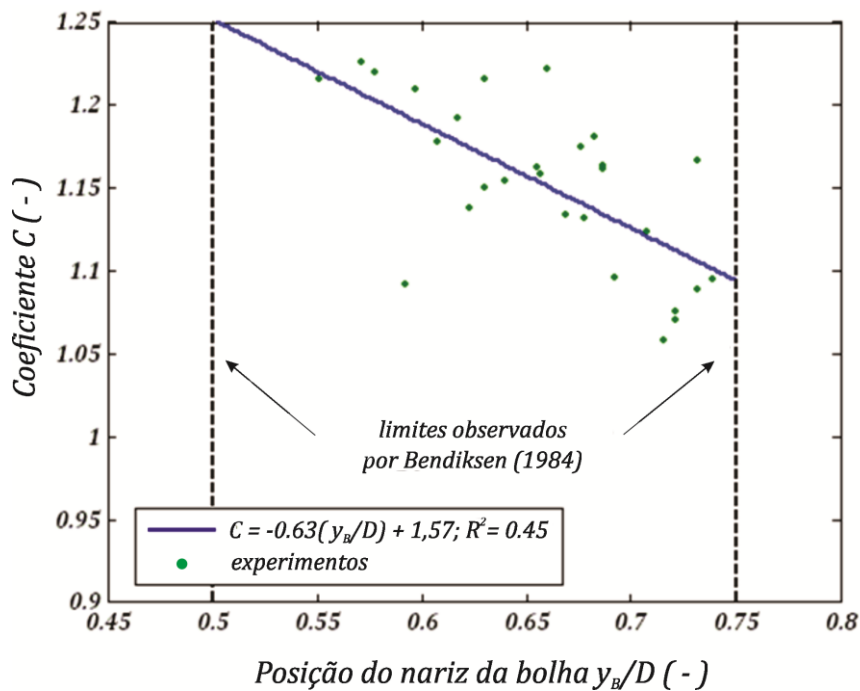


Figura 6.20 – Comportamento do coeficiente C com a variação da posição do nariz da bolha.

Os resultados mostrados na *figura 6.20* confirmam a conjectura proposta por Bendiksen em 1984: a posição do nariz da bolha varia de $0,75D$ à $0,5D$, enquanto C varia entre aproximadamente 1,0 e 1,2. O ajuste linear (linha contínua) sugere uma tendência de leve aumento do coeficiente C à medida que a bolha se aproxima do centro, quando os efeitos de inércia predominam em relação aos efeitos de gravidade. O valor do coeficiente de determinação (R^2) de 0,45, sugere uma dependência moderadamente linear do coeficiente C com a posição do nariz da bolha (uma definição formal dessa variável é encontrada em Montgomery

e Runger, 2003). A figura a seguir ilustra o comportamento da localização do nariz da bolha com o aumento do número de *Froude*.

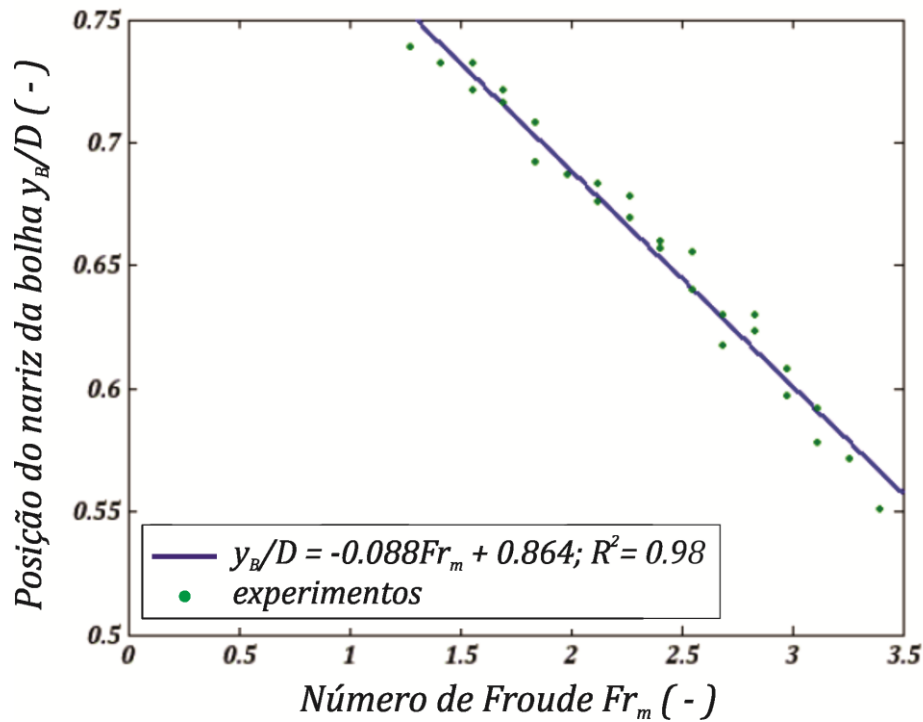


Figura 6.21 – Comportamento da localização do nariz da bolha com o aumento do número de *Froude*.

Discussões a respeito do aumento da velocidade à medida que a localização do nariz da bolha tende para o centro da tubulação, e a relação entre o número de *Froude* e essa localização, são fatos amplamente citados na literatura. (Bendiksen, 1984; Woods e Hanratty, 1996). No entanto, é a primeira vez que a relação entre essas variáveis é confrontada e confirmada de maneira *quantitativa*, demonstrando claramente um comportamento linear ($R^2 = 0.98$). Esta lacuna deve-se sobretudo à dificuldade de medição da localização do nariz da bolha, que não pode ser obtida através da utilização de sondas condutivas ou capacitivas (Fagundes Netto et al., 1999).

A seguir, apresenta-se o comportamento do coeficiente C com o aumento do número de *Reynolds* e *Froude*, como reportado por Bendiksen (1984).

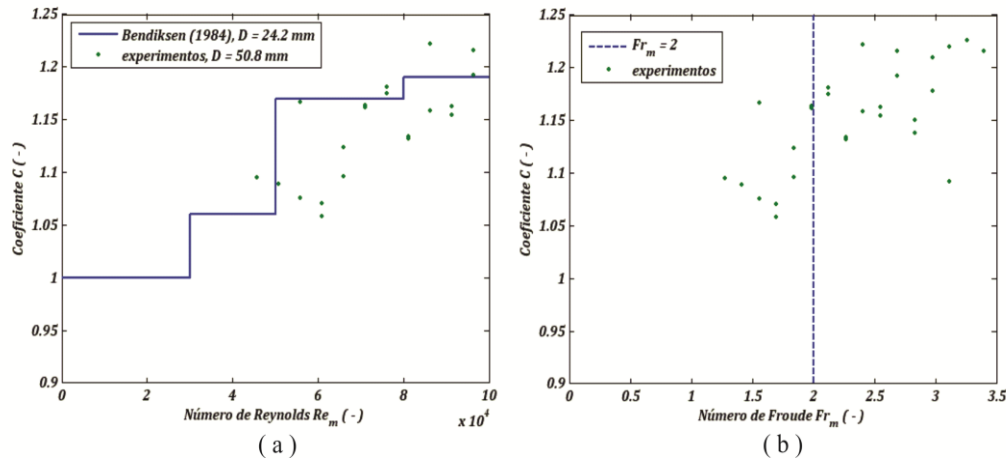


Figura 6.22 – Comportamento do coeficiente C com o aumento (a) do número de *Reynolds*; (b) e de *Froude*.

Na figura 6.22 - (a), a linha contínua ilustra as observações de Bendiksen (1984) para um diâmetro pequeno ($D = 24,2$ mm). Percebe-se que suas observações estão qualitativamente coerentes com os experimentos realizados neste trabalho ($D = 50, 8$ mm), sobretudo para números de *Reynolds* mais elevados. A tendência de aumento do coeficiente C com Re_m é confirmada. A linha vertical tracejada na figura 6.22- (b) refere-se ao número de *Froude* $Fr_m = 2$. Woods e Hanratty (1996) e Hurlburt e Hanratty (2002) sugerem que para $Fr_m < 2$ os efeitos de gravidade são predominantes em relação aos efeitos de inércia, gerando valores menores para o coeficiente C . Já para números de *Froude* entre 2 e 3,5, ambos os efeitos são considerados importantes. Nesses regimes o valor de C tende a crescer de forma mais acentuada com o aumento do número de *Froude*. Para números de *Froude* próximos a 3,5, o valor de C tende para 1,2 e nesses regimes os efeitos de inércia predominam.

Embora o comportamento do coeficiente C esteja de acordo com as observações de Woods e Hanratty (1996), os resultados do presente trabalho mostram uma leve discrepância entre os valores. Isso pode ser devido à diferença de diâmetros internos da tubulação das bancadas de teste, que no caso de Woods e

Hanratty (1996) era de 95,3 mm e no presente trabalho de 50,8 mm. Enquanto *Woods e Hanratty (1996)* utilizaram C igual a 1 para $Fr_m < 2$, os resultados deste trabalho sugerem valores de C de aproximadamente 1,05 a 1,1. Para $2 < Fr_m < 3,5$, *Woods e Hanratty (1996)* utilizaram $C = 1,1$, enquanto os resultados sugerem valores de C entre 1,15 e 1,20. Este fato motivou uma modificação do coeficiente C na correlação de *Woods e Hanratty (1996)*, a fim de prever mais precisamente os dados experimentais obtidos neste trabalho. Assim, foi proposta uma ligeira modificação na correlação de *Woods e Hanratty (1996)* para $Fr_m < 3,5$, na seguinte forma:

$$u_B = \begin{cases} 1,05 j_m + 0,542 \sqrt{gD}; Fr_m > 3,5 \\ 1,15 j_m + 0,542 \sqrt{gD}; 2 < Fr_m < 3,5 \end{cases} \quad (6.2)$$

A *figura 6.23*, compara os resultados experimentais da velocidade média da frente da bolha com as correlações de *Bendiksen (1984)*, *Woods e Hanratty (1996)* e a modificação proposta; nota-se uma diminuição no desvio médio absoluto (D.M.A.) de 6,7 % para 3,3 %.

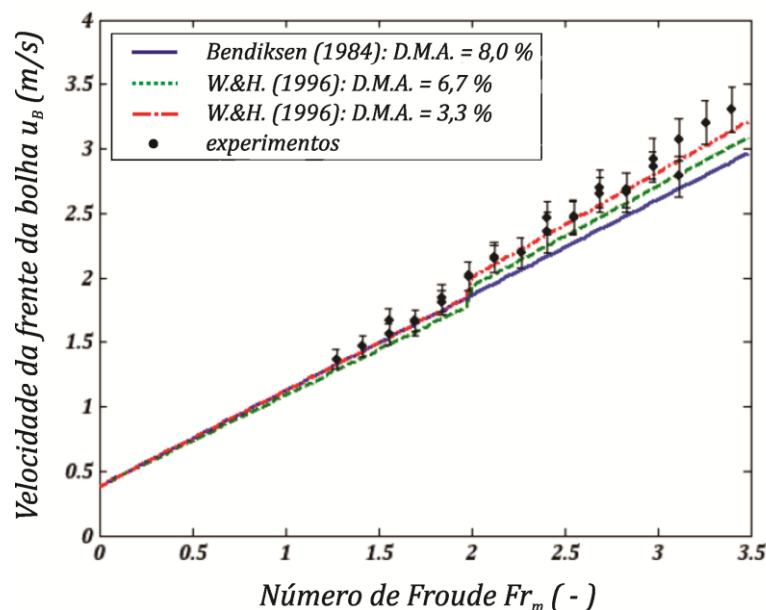


Figura 6.23 – Comportamento dos resultados experimentais obtidos para a velocidade média da frente da bolha com as previsões das correlações.

6.7.

Análise da mudança do formato do nariz e da traseira da bolha

Como discutido na revisão bibliográfica, uma análise criteriosa da mudança do formato do nariz e da traseira da bolha é de fundamental importância para o entendimento da transição entre os regimes intermitentes de “bolha alongada” e “golfada” (Ruder e Hanratty, 1990; Fagundes Netto et al., 1999). Para fins de clareza, são analisados separadamente o comportamento do formato do nariz e da traseira da bolha em função dos parâmetros onde as mudanças foram mais perceptíveis.

6.7.1.

Análise da mudança do formato do nariz da bolha

A figura a seguir ilustra o comportamento do formato do nariz da bolha alongada variando-se o número de *Froude* baseado na velocidade de mistura.

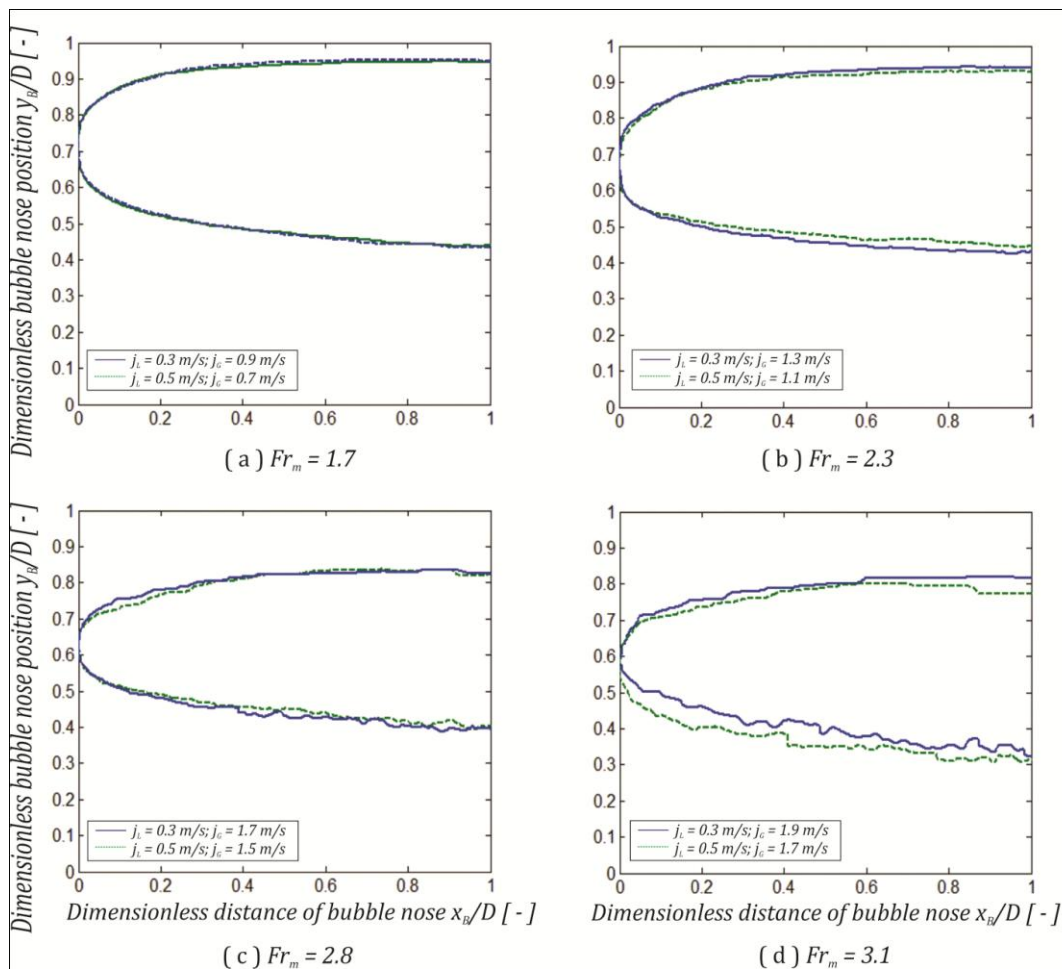


Figura 6.24 – Comportamento do formato do nariz da bolha média com a variação do número de *Froude*.

A partir da *figura 6.24*, observa-se que a mudança no formato do nariz da bolha é claramente dependente da variação do número de *Froude*. Diferentes regimes caracterizados por distintas combinações de velocidades superficiais de líquido e de gás, mas que resultam nas mesmas velocidades de mistura e portanto nos mesmos números de *Froude*, apresentam formatos semelhantes do nariz da bolha, enquanto que quando o número de *Froude* varia, as mudanças no formato são evidentes. Para baixos números de *Froude* o nariz da bolha apresenta um formato simétrico e um decaimento suave da espessura do filme de líquido. Já para números de *Froude* mais elevados há uma perda de simetria e um decaimento acentuado da espessura de filme de líquido na região adjacente ao nariz. Esses resultados sugerem que o número de *Froude* é um parâmetro fundamental não só em sua influência sobre o comportamento da velocidade de translação da bolha alongada e da localização do nariz como observaram *Bendiksen (1984)* e *Woods e Hanratty (1996)*, mas como sobretudo na mudança do formato do nariz da bolha alongada.

Ruder e Hanratty (1990) e *Woods e Hanratty (1996)* observaram uma boa concordância entre o formato previsto pela teoria potencial de *Benjamin (1968)* e os seus experimentos no regime “bolha alongada”, realizados numa tubulação com diâmetro interno de 95,3 mm. Os autores fundamentaram seus argumentos na medida da espessura do filme de líquido média através de sondas condutivas e na observação visual da localização do nariz próxima ao topo. A *figura 6.25* ilustra comparações do perfil da teoria potencial de *Benjamin (1968)* com alguns perfis experimentais obtidos nesse trabalho. Na *figura 6.25 - (a)* foram utilizadas imagens de 102 bolhas alongadas, com velocidade superficial de gás de $j_G \approx 0,18 \text{ m/s}$. Esse valor foi estimado através da correlação de *Bendiksen (1984)*, fixando-se a velocidade superficial de líquido em $j_L = 0,2 \text{ m/s}$ e medindo-se a velocidade de translação do nariz da bolha alongada ($u_B \approx 0,79 \text{ m/s}$). Esse procedimento foi necessário devido ao fato da velocidade superficial de gás ter excedido o limite inferior da turbina utilizada para as medições das vazões de gás. Já na *figura 6.25 - (b)*, foram utilizadas imagens de 326 bolhas alongadas.

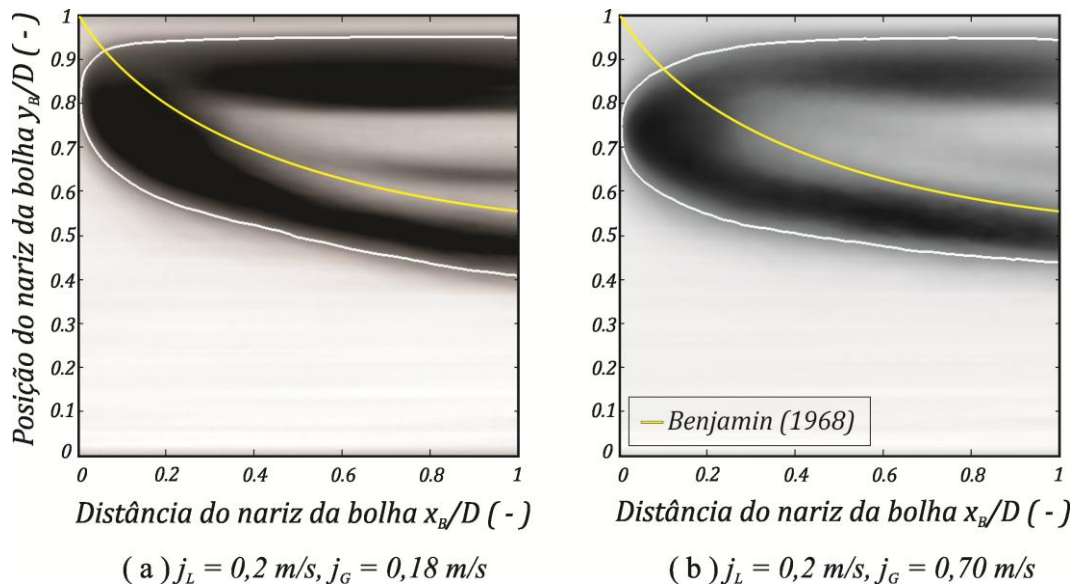


Figura 6.25 – Comparação do formato da bolha média com a teoria potencial de *Benjamin (1968)*: (a) $j_L = 0,2 \text{ m/s}$, $j_G = 0,18 \text{ m/s}$ (estimado); (b) $j_L = 0,2 \text{ m/s}$, $j_G = 0,70 \text{ m/s}$.

A partir da *figura 6.25*, fica claro que a teoria potencial de *Benjamin (1968)* não descreve fielmente o formato do nariz da bolha média. A solução teórica tende a apresentar melhores resultados com a diminuição da velocidade superficial de gás, fato que também foi observado nos experimentos de *Woods e Hanratty (1996)*. Nas proximidades do nariz da bolha, a teoria de *Benjamin (1968)* apresenta as maiores divergências. Distante cerca de *um* diâmetro do nariz, a teoria de *Benjamin (1968)* fornece uma estimativa mais satisfatória do decaimento da espessura do filme de líquido. Os resultados sugerem que na faixa de parâmetros utilizados ao longo deste trabalho, as tensões viscosas e os efeitos da tensão superficial não devem ser desprezados, como assumido na teoria simplificada de *Benjamin (1968)*.

Outro fato notável presente na *figura 6.25*, foi a existência de um pequeno filme de líquido entre o nariz da bolha e o topo da tubulação. Este fato foi cuidadosamente analisado em cada imagem, de modo que foi comprovada a existência de um pequeno filme, na maioria das vezes acompanhado por pequenas bolhas dispersas de ar. A figura a seguir mostra algumas imagens obtidas no regime com $j_L = 0,2 \text{ m/s}$ e $j_G = 0,7 \text{ m/s}$, cuja bolha média dá origem à imagem ilustrada na *figura 6.25 – (b)*.

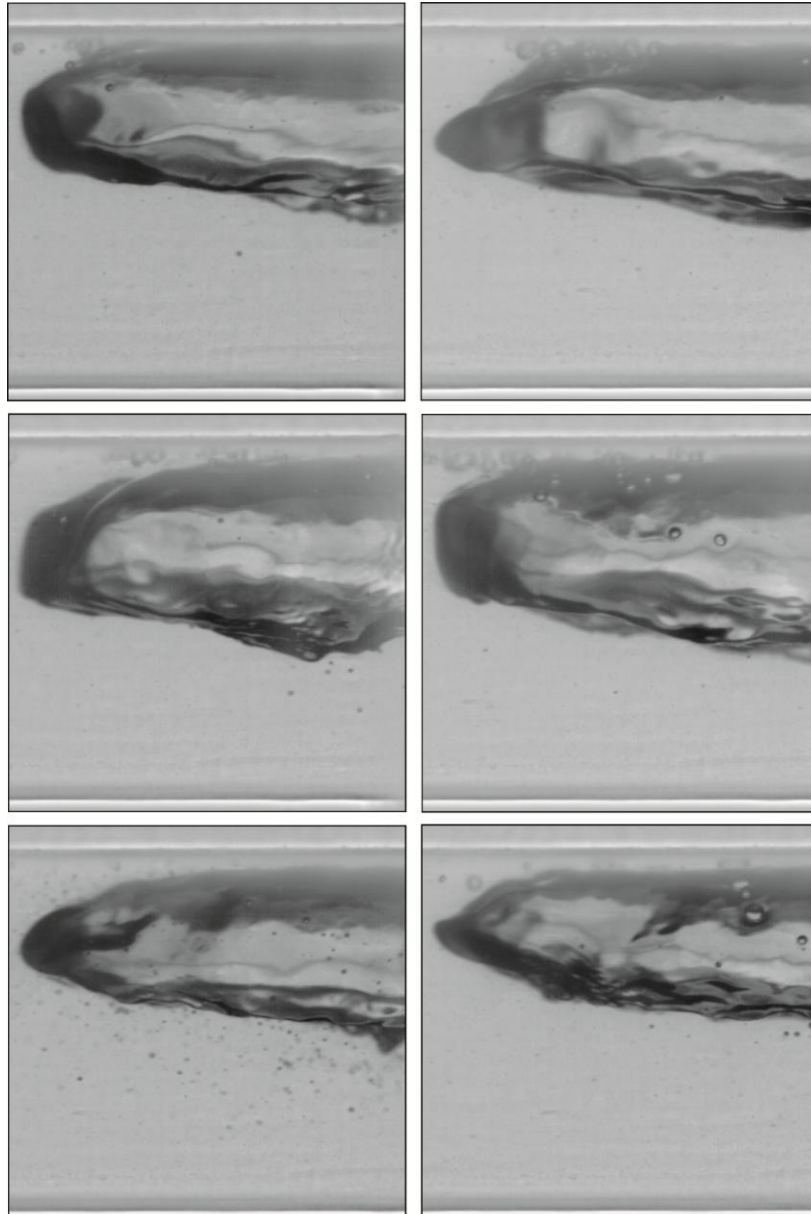


Figura 6.26 – Fotografias do nariz de várias bolhas obtidas no regime com $j_L = 0,2 \text{ m/s}$ e $j_G = 0,7 \text{ m/s}$.

6.7.2.**Análise da mudança do formato da traseira da bolha**

Para a análise da mudança do formato da traseira da bolha, imagens contendo parte do filme de líquido e do início do salto hidráulico foram capturadas. Seguindo discussões prévias de *Fagundes Netto et al. (1999)*, que observaram um salto hidráulico com comprimento entre $0,7D$ e $1,3D$, escolheu-se um comprimento de $1,4D$ para a análise das imagens. A figura a seguir ilustra o comportamento do formato da traseira média com a variação da velocidade superficial de líquido.

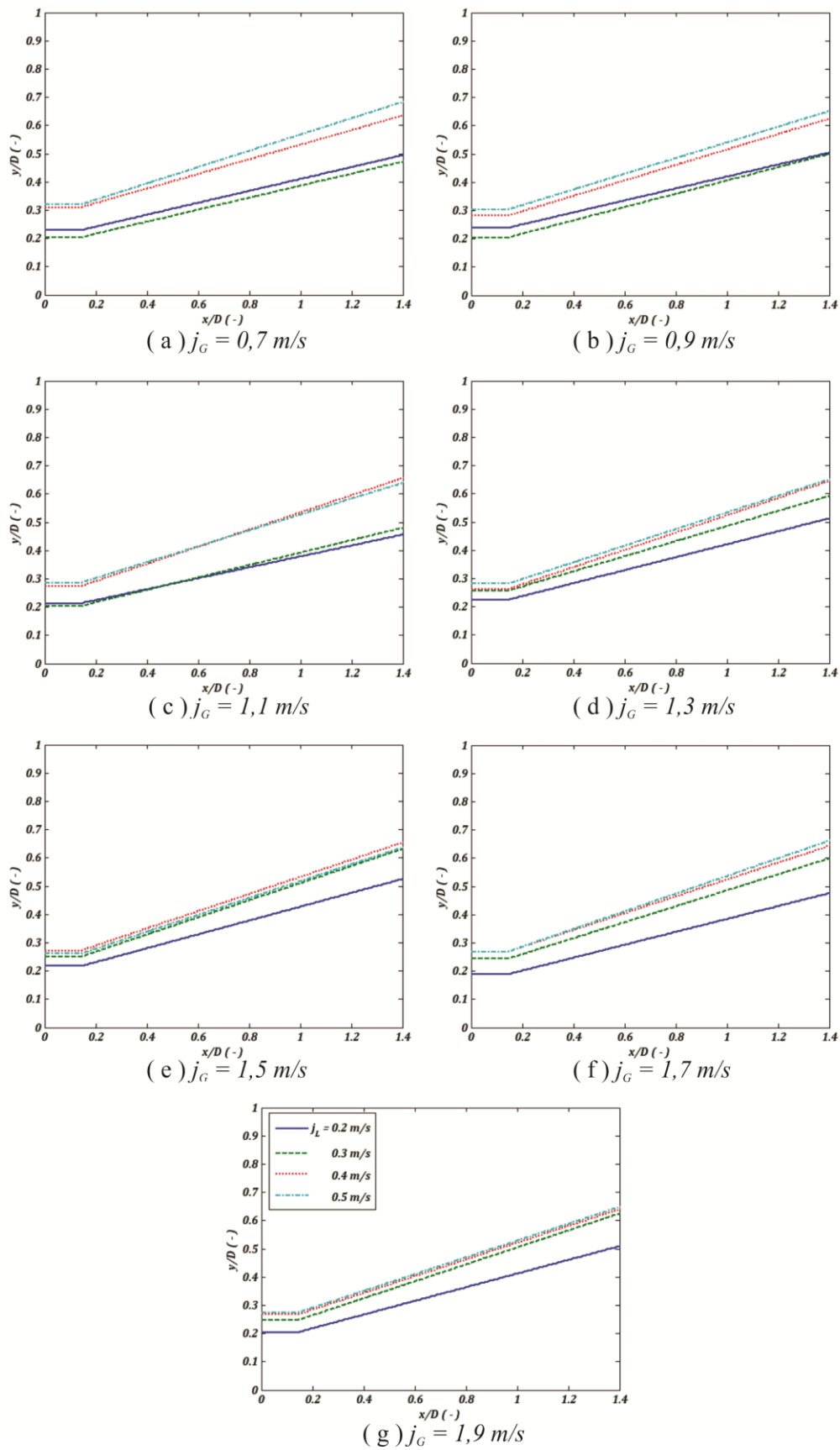


Figura 6.27 - Comportamento do formato da traseira média da bolha com a variação da velocidade superficial de líquido.

Observa-se na *figura 6.28*, uma leve mudança tanto no ângulo do salto hidráulico quanto na espessura do filme de líquido. A figura a seguir ilustra o comportamento desses dois parâmetros.

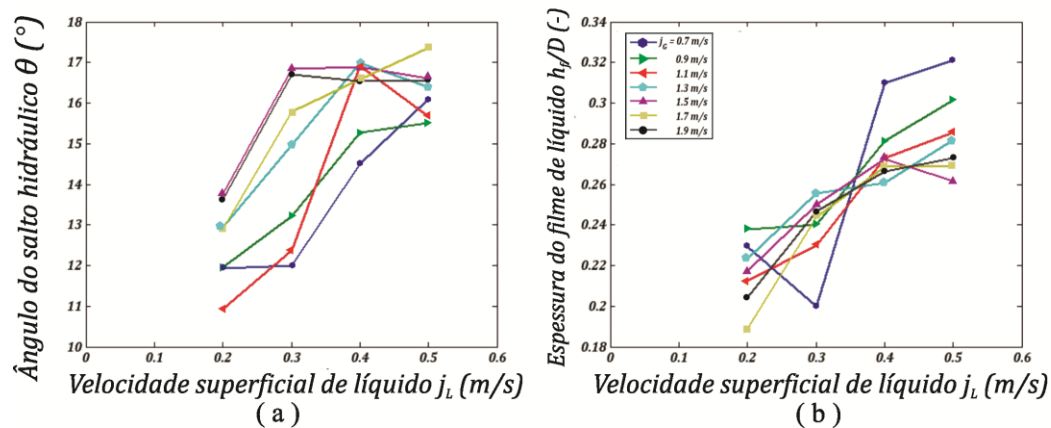


Figura 6.28 – Comportamento do (a) ângulo do salto hidráulico e da (b) espessura do filme de líquido com o aumento da velocidade superficial de líquido.

Nota-se na *figura 6.28* um comportamento crescente à medida que se eleva a velocidade superficial de líquido. Os casos com velocidades superficiais de líquido mais baixas são aqueles onde, na média, os valores do ângulo do salto hidráulico e da espessura do filme de líquido assumem os menores valores. Já para $j_L = 0,5$ m/s, os maiores valores são observados.

A figura a seguir ilustra o comportamento do formato da traseira média com a variação da velocidade superficial de gás.

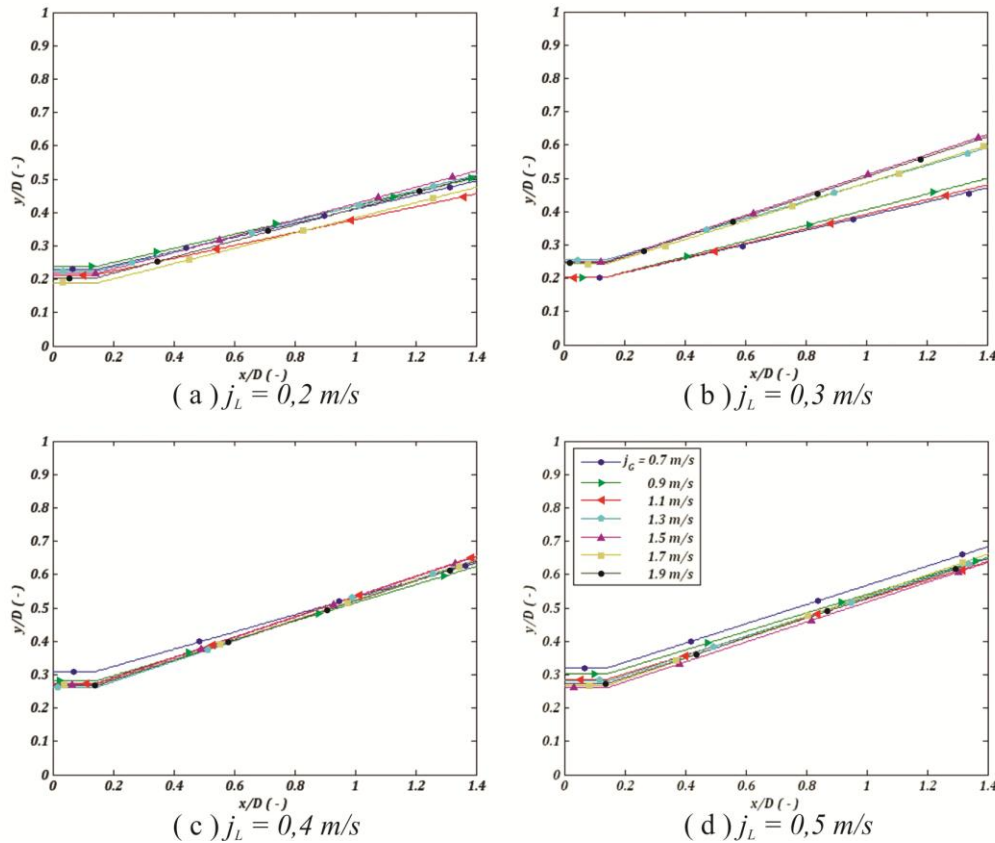


Figura 6.29 - Comportamento do formato da traseira média da bolha com a variação da velocidade superficial de gás.

A partir da *figura 6.29*, nota-se que a mudança no formato da traseira é muito menos sensível à variação da velocidade superficial de gás do que de líquido. Os dados mostram um comportamento de transição para $j_L = 0,3 \text{ m/s}$ (*figura 6.29 – b*). Nesta faixa de velocidade superficial de líquido se concentram os pontos que mais claramente cruzam a faixa de transição entre os regimes de bolha alongada e golfada segundo o mapa de *Mandhane et al. (1974)* (ver *figura 6.1*). Os três primeiros pontos ($j_G = 0,7; 0,9; 1,1 \text{ m/s}$) dessa sub-matriz possuem praticamente o mesmo formato do salto hidráulico e estão localizados no regime de bolha alongada. Para as velocidades superficiais de gás mais elevadas, tanto a espessura do filme de líquido quanto o ângulo do salto hidráulico mudam levemente em relação aos três primeiros pontos, se aproximando dos valores observados no regime de golfada (ver *figura 6.29*). Para $j_L = 0,2 \text{ m/s}$, o mapa de *Mandhane et al. (1974)* prevê um comportamento semelhante. No entanto, possivelmente por esses pontos se encontrarem próximos de duas faixas de

transição, um comportamento claro do formato do salto hidráulico não foi observado.

Fagundes Netto et al. (1999) propuseram um modelo unidimensional onde a localização e o formato do salto hidráulico podem ser estimados. O modelo é limitado a escoamento horizontal, assumindo que o pistão e o filme de líquido estão completamente livres de bolhas dispersas de gás (*não aerado*). Comprimentos experimentais da região do salto hidráulico foram encontrados entre $0,7D$ e $1,3D$, sendo o comprimento de $1D$ assumido para a solução do modelo. A figura a seguir ilustra o formato do salto hidráulico para os dois primeiros casos da *sub-matriz # 4* ($j_L = 0,5$ m/s), com o modelo de *Fagundes Netto et al. (1999)*. Esses pontos foram escolhidos porque estão dentro da faixa de validade do modelo ($j_L = 0,5 - 1,8$ m/s) e porque a velocidade superficial de gás é pequena, o que permite considerar o escoamento como não aerado.

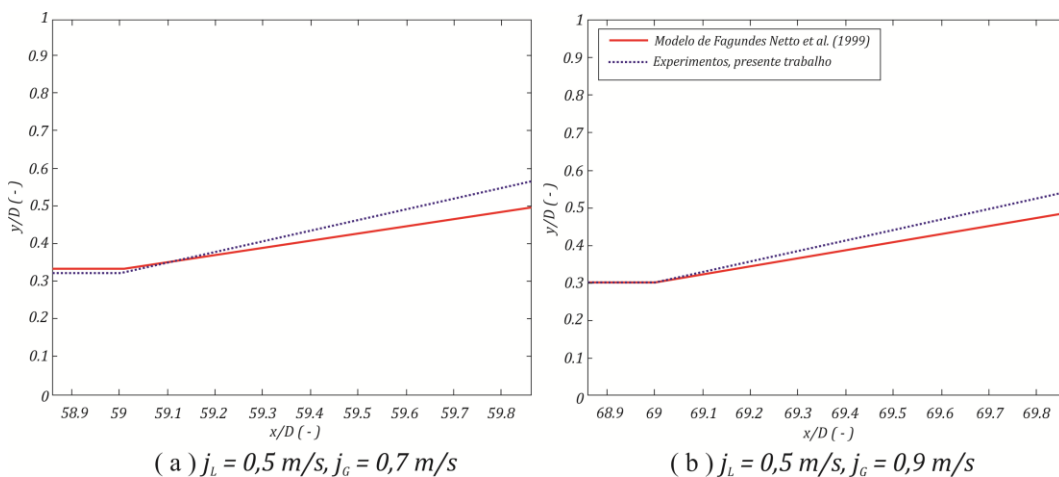


Figura 6.30 – Comparação entre o formato do salto hidráulico experimental e a previsão do modelo de *Fagundes Netto et al. (1999)*: (a) $j_L = 0,5$ m/s, $j_G = 0,7$ m/s e (b) $j_L = 0,5$ m/s, $j_G = 0,9$ m/s.

Nota-se na *figura 6.30* que o modelo de *Fagundes Netto et al. (1999)* aproxima adequadamente o formato do salto hidráulico, em especial a localização do início do salto e a espessura do filme de líquido. A espessura do filme de líquido experimental foi, respectivamente, de $h/D \approx 0,32$ e $h/D \approx 0,30$, para os casos (a) e (b), enquanto o ângulo de inclinação, de $\theta \approx 11,91^\circ$ e $\theta \approx 11,95^\circ$. Já com o modelo de *Fagundes Netto et al. (1999)*, a previsão foi de $h/D \approx 0,33$ e $h/D \approx 0,30$, $\theta \approx 8^\circ$ e $\theta \approx 9^\circ$, respectivamente.