

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

PAÚL ADRIAN DELGADO MALDONADO

**INFLUÊNCIA DO DIÂMETRO NA EVOLUÇÃO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO
LÍQUIDO-GÁS EM GOLFADAS EM TUBULAÇÕES VERTICAIS**

CURITIBA

2023

PAUL ADRIAN DELGADO MALDONADO

**INFLUÊNCIA DO DIÂMETRO NA EVOLUÇÃO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO
LÍQUIDO-GÁS EM GOLFADAS EM TUBULAÇÕES VERTICAIS**

**Detailed Analysis of The Influence of The Diameter And Evolution of Biphasic
Liquid-Gas Slug Flow In Vertical Pipes.**

Tese apresentada como requisito para obtenção do título de Doutor em Engenharia – Área de Concentração: Engenharia Térmica, do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR).

Orientador: Prof. Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales, Dr.

Coorientador: Prof. Moisés Alves Marcelino Neto, Dr.

CURITIBA

2023



Esta licença permite compartilhamento, remixe, adaptação e criação a partir do trabalho, mesmo para fins comerciais, desde que sejam atribuídos créditos ao(s) autor(es). Conteúdos elaborados por terceiros, citados e referenciados nesta obra não são cobertos pela licença.



**Ministério da Educação
Universidade Tecnológica Federal do Paraná
Campus Curitiba**



PAUL ADRIAN DELGADO MALDONADO

**INFLUÊNCIA DO DIÂMETRO NA EVOLUÇÃO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-GÁS EM
GOLFADAS EM TUBULAÇÕES VERTICAIS**

Trabalho de pesquisa de doutorado apresentado como requisito para obtenção do título de Doutor Em Engenharia da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR).
Área de concentração: Engenharia Térmica.

Data de aprovação: 22 de Junho de 2023

Dr. Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales, Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Dr. Henrique Stel De Azevedo, Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná (Utfpr)

Dr. Jose Antonio Andres Velasquez Alegre, Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Dr. Luis Mauro Moura, Doutorado - Pontifícia Universidade Católica do Paraná (Pucpr)

Dr. Marcelo Souza De Castro, Doutorado - Universidade Estadual de Campinas (Unicamp)

RESUMO

O escoamento em golfadas pode ser encontrado tanto na indústria como na natureza. O escoamento bifásico água-ar em golfadas é definido principalmente pela passagem intermitente de duas estruturas que se alternam: uma bolha alongada e um pistão de líquido. Esta tese tem como objetivo caracterizar estas estruturas e analisar o comportamento da velocidade da bolha ao longo de uma tubulação vertical e verificar a influência do diâmetro na evolução deste tipo de escoamento. Para alcançar este objetivo, um circuito experimental foi construído no NUEM-Núcleo de Escoamento Multifásico da UTFPR, composto por um trecho de escoamento horizontal de 10 metros, onde o escoamento se desenvolve e passa por uma curva de 90° direcionando o escoamento para a seção vertical de 14 metros de altura. Os diâmetros internos utilizados foram de 26, 40,8 e 50 milímetros. Ao longo da linha de teste vertical foram instaladas estações de medição e identificação de fase. No total, foram utilizadas cinco (5) estações de medição; quatro (4) estações com sensores condutivos do tipo dois fios e uma estação com sensor capacitivo do tipo Wire Mesh. Foram obtidas imagens do escoamento utilizando uma câmera de alta taxa de aquisição de imagens. A partir dos dados experimentais foi realizada a caracterização da evolução dos parâmetros do escoamento em golfadas tais como: velocidade da bolha alongada, comprimento da bolha alongada e do pistão de líquido, fração de vazio da célula unitária e frequência de passagem das golfadas. Uma análise da distribuição da fração de vazio ao longo da bolha de Taylor e do pistão de líquido foi realizada, identificando-se os pontos de menor fração de vazio. Ao longo da seção vertical observou-se que a velocidade da bolha de Taylor aumenta, assim como seu comprimento e o do pistão de líquido. A frequência, por sua vez, apresenta uma diminuição conforme o escoamento evolui na seção vertical de testes. À medida que o diâmetro aumenta: a) o comprimento dos pistões de líquido aumenta; b) o comprimento das bolhas de Taylor diminui e c) a frequência de passagem das golfadas diminui.

Palavras-chave: Escoamento Vertical em golfadas. Evolução do escoamento. Garantia de escoamento.

ABSTRACT

Slug flow can be found in both industry and nature. The two-phase water-air slug flow is primarily characterized by the intermittent passage of two alternating structures: an elongated bubble and a liquid slug. This thesis aims to characterize these structures and analyze the behavior of bubble velocity along a vertical pipe, investigating the influence of diameter on the evolution of this type of flow. To achieve this objective, an experimental setup was constructed at the Multiphase Flow Research Center (NUEM) of UTFPR, consisting of a 10-meter horizontal flow section where the flow develops and passes through a 90° bend, directing it to a 14-meter vertical section. Internal diameters of 26, 40.8, and 50 millimeters were used. Measurement and phase identification stations were installed along the test line, totaling five (5) measurement stations: four (4) stations with two-wire conductive sensors and one station with a Wire Mesh capacitive sensor. Flow images were captured using a high-speed camera. Based on the experimental data, the evolution of slug flow parameters, such as elongated bubble velocity, elongated bubble and liquid slug lengths, void fraction of the unit cell, and slug passage frequency, were characterized. An analysis of void fraction distribution along the Taylor bubble and liquid slug was conducted, identifying the points with the lowest void fraction. Along the vertical section, it was observed that the velocity of the Taylor bubble increases, as well as the length of both the bubble and the liquid slug. The frequency, on the other hand, decreases as the flow develops along the test section. As the diameter increases: a) the length of liquid slugs increases; b) the lengths of Taylor bubbles decrease, and c) the slug passage frequency decreases.

Key-words: Vertical Multiphase Flow. Vertical Slug Flow. Flow Assurance.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1: Padrões de escoamento em dutos verticais.....	20
Figura 2: Esquema ilustrativo da passagem de uma golfada.	21
Figura 3: Padrões de escoamento em tubulação vertical.....	26
Figura 4: Séries temporais típicas para cada padrão de escoamento e suas respectivas PDFs.	29
Figura 5: Série temporal de sinais de fração de vazio (α) típicas para identificação de padrões de escoamento em (a) Bolhas, (b) Capa esférica, (c) Golfada, (d) Agitado e (e) Anular, para escoamento vertical ascendente.	31
Figura 6: Mapa de fluxo de Griffith e Wallis (1961) para escoamento vertical. ...	33
Figura 7: Mapa de fluxo de Taitel <i>et al.</i> (1980) para escoamento vertical. $D=2,50$ cm	35
Figura 8: Ilustração do escoamento em golfadas.	37
Figura 9: Variação da velocidade de escorregamento em função do ângulo de inclinação da tubulação.....	43
Figura 10: Interferência do perfil de velocidades do líquido no nariz da bolha de Taylor.	45
Figura 11: Desenvolvimento do escoamento na região do filme e perfis de velocidade do gás na bolha de Taylor, e do líquido na região do filme.	48
Figura 12: Esquema das linhas de corrente de cada uma das fases no escoamento vertical bifásico em golfadas.....	49
Figura 13: Esquema da bancada experimental.....	56
Figura 14: Sensor de detecção de fase do tipo dois fios.....	59
Figura 15: Esquema de aquisição dos dados de fração de vazio na seção transversal do duto por meio do sensor de malha de eletrodos (WMS).	60
Figura 16: a) Esquema de divisão na direção radial para o tratamento do sinal WMS. b) distribuição axial da fração de vazio em cada espaçamento ao longo do raio.	61
Figura 17: Esquema de série temporal com fator de corte.....	63
Figura 18: Série temporal binária.....	64
Figura 19: Mapa de fluxo de Taitel <i>et al.</i> (1980) e grade experimental para diâmetro de 26 mm.....	66
Figura 20: Mapa de fluxo de Taitel <i>et al.</i> (1980) e grade experimental para diâmetro de 40,8 mm.....	66
Figura 21: Mapa de fluxo de Taitel <i>et al.</i> (1980) e grade experimental para diâmetro de 50 mm.....	66
Figura 22: Comparação entre as três baterias realizadas para o ponto experimental P06, e resultados do <i>Boxplot</i> obtido para os resultados da velocidade da bolha.	69
Figura 23: Imagens obtidas pela câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 26 mm (D1) a 7,90 m de altura com ênfase na passagem do nariz da bolha.	71
Figura 24: Imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 40,8 mm (D2) a 8 m de altura com ênfase na passagem do nariz da bolha.	73
Figura 25: Imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 50 mm (D3) a 8 m de altura com ênfase na passagem do nariz da bolha.	75

Figura 26: Imagens obtidas da câmara de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 26 mm (D1) a 7,50 m de altura com ênfase na passagem da região de esteira da bolha de Taylor.....	77
Figura 27: Imagens obtidas da câmara de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 40,8 mm (D2) a 8 m de altura com ênfase na passagem da região de esteira da bolha.....	79
Figura 28: Espessura do filme, calculada pelo modelo de Brown (1965), para as condições dos pontos experimentais.	80
Figura 29: Imagens obtidas da câmara de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 50 mm (D3) a 8 m de altura com ênfase na passagem da região de esteira da bolha.....	81
Figura 30: Imagens obtidas da câmara de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 26 mm (D1) a 7,50 m de altura com ênfase na passagem do pistão de líquido.	83
Figura 31: Imagens obtidas da câmara de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 40,8 mm (D2) a 8 m de altura com ênfase na passagem do pistão de líquido.	85
Figura 32: Imagens obtidas da câmara de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 50 mm (D3) a 8 m de altura com ênfase na passagem do pistão de líquido.	86
Figura 33: Desempenho da velocidade média da bolha de Taylor obtida nos experimentos com o modelo de Bendiksen (1984).	88
Figura 34: Coeficiente de distribuição obtido dos dados experimentais para todos os diâmetros.	89
Figura 35: Desempenho da velocidade média da bolha de Taylor calculada com o modelo proposto nesta tese.	89
Figura 36: a) Desvio-padrão da velocidade da bolha e b) comparação da correlação com dados experimentais.	90
Figura 37: Desempenho da correlação proposta por Kaji et al. (2009) comparada com os dados experimentais	91
Figura 38: Desempenho da correlação proposta por Legius et al. (1997) comparada com os dados experimentais.	92
Figura 39: Frequência de passagem da célula unitária obtida nos experimentos com o modelo proposto nesta tese.	92
Figura 40: a) Desvio-padrão da frequência de passagem da célula unitária e b) comparação da correlação com os dados experimentais.	93
Figura 41: Comprimento da bolha de Taylor obtida nos experimentos com o modelo proposto nesta tese.....	94
Figura 42: a) Desvio-padrão do comprimento de bolha de Taylor e b) comparação da correlação com o desvio-padrão dos resultados experimentais.	95
Figura 43: a) Correlação obtida para o fator de intermitência (β) e b) comparação da correlação com os dados experimentais.	97
Figura 44: Comparação do comprimento do pistão de líquido obtido nos experimentos com o modelo proposto nesta tese.....	98
Figura 45: Desvio-padrão obtido para o comprimento do pistão de líquido.	99
Figura 46: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L > 1,00$, $J_G = 1,00$ e $J_L = 0,50$ [m/s] e resultados médios para a velocidade da bolha de Taylor.	101
Figura 47: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L = 1,00$, $J_G = 0,75$ e $J_L = 0,75$ [m/s] e resultados médios para a velocidade da bolha de Taylor.	102

Figura 48: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L < 1,00$, $J_G = 0,50$ e $J_L = 1,00$ [m/s] e resultados médios para a velocidade da bolha de Taylor.	103
Figura 49: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L > 1,00$, $J_G = 1,00$ e $J_L = 0,50$ [m/s] e resultados médios para a frequência de passagem da célula unitária.	104
Figura 50: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L = 1,00$, $J_G = 0,75$ e $J_L = 0,75$ [m/s] e resultados médios para a frequência de passagem da célula unitária.	106
Figura 51: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L < 1,00$, $J_G = 0,50$ e $J_L = 1,00$ [m/s] e resultados médios para a frequência de passagem da célula unitária.	107
Figura 52: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L > 1,00$, $J_G = 1,00$ e $J_L = 0,50$ [m/s] e resultados médios do comprimento da bolha de Taylor.	109
Figura 53: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L = 1,00$, $J_G = 0,75$ e $J_L = 0,75$ [m/s] e resultados médios do comprimento da bolha de Taylor.	110
Figura 54: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L < 1,00$, $J_G = 0,50$ e $J_L = 1,00$ [m/s] e resultados médios do comprimento da bolha de Taylor.	111
Figura 55: Passagem de bolha de capa esférica, não considerada como bolha de Taylor devido à sua baixa fração de vazio e comprimento inferior a $2D$ no sinal temporal da estação S4 de P06 em D2 e imagem de possível falsa detecção de bolha de Taylor.	111
Figura 56: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L > 1,00$, $J_G = 1,00$ e $J_L = 0,50$ [m/s] e resultados médios do comprimento do pistão de líquido.	112
Figura 57: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L = 1,00$, $J_G = 0,75$ e $J_L = 0,75$ [m/s] e resultados médios do comprimento do pistão de líquido.	113
Figura 58: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L < 1$, $J_G = 0,50$ e $J_L = 1,00$ [m/s] e resultados médios do comprimento do pistão de líquido.	115
Figura 59: Fração de vazio para os pontos experimentais com $J = 1,50$ m/s na estação de referência para todos os diâmetros.	116
Figura 60: Comparação entre os três diâmetros da distribuição da fração de vazio para $J_L = 0,50$ [m/s] constante, e em destaque o aumento da velocidade superficial do gás.	117
Figura 61: Passagem do pistão de líquido que apresenta ligeiro comportamento bimodal na região do pistão de líquido, referente ao P01 de D2, e relação com as imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens mostrando a passagem do pistão.	118
Figura 62: Fração de vazio para os pontos experimentais com $J = 2,00$ m/s na estação de referência para todos os diâmetros.	119
Figura 63: Desempenho da equação para fração de vazio média na célula unitária comparada com os resultados obtidos nos experimentos.	120
Figura 64: Desempenho da equação para desvio-padrão da fração de vazio média na célula unitária comparada com os resultados experimentais.	121
Figura 65: Distribuição axial da fração de vazio ao longo da bolha de Taylor para diferentes posições radiais para D3.P08.	122
Figura 66: Distribuição radial da fração de vazio para diferentes comprimentos axiais ao longo da bolha de Taylor para D3.P08.	123
Figura 67: Desempenho da equação fração de vazio média na região da bolha de Taylor comparada com os resultados experimentais.	124

Figura 68: Desempenho da equação do desvio-padrão para a fração de vazio na região da bolha de Taylor comparada com o desvio-padrão dos resultados experimentais.	124
Figura 69: Distribuição da fração de vazio através da seção radial para diferentes comprimentos do pistão de líquido com constante $J_L=0,50$ m/s e variação de J_G	126
Figura 70: Distribuição da fração de vazio através da seção radial para diferentes comprimentos no pistão de líquido com constante $J_G\approx 0,68$ m/s e variando J_L	127
Figura 71: Distribuição da fração de vazio na direção axial para diferentes posições radiais (r/R) no pistão de líquido com constante $J_L=0,50$ m/s e variando J_G	129
Figura 72: Distribuição da fração de vazio na direção axial para diferentes localizações radiais (r/R) no pistão de líquido com $J_G\approx 0,68$ m/s constante e variando J_L	130
Figura 73: Desempenho da correlação obtida para a fração de vazio média no pistão de líquido comparada com os resultados experimentais.	131
Figura 74: Desempenho da correlação obtida para o desvio padrão da fração de vazio na região do pistão de líquido comparada com o desvio padrão dos resultados experimentais.	132
Figura 75: Localização do ponto de descolamento (L_{Dt}) adimensional em função da velocidade de mistura (J).	133
Figura 76: Comparação da localização do ponto de destacamento (L_{Dt}) obtida nos experimentos com a localização do ponto de descolamento calculada pela correlação proposta.	134
Figura 77– Fluxograma do algoritmo.	145
Figura 78– Fluxograma da binarização do sinal (principais etapas).	145
Figura 79– Fluxograma das principais etapas de definição de limites.	146
Figura 80– Comparação entre sinal e sinal filtrado.	146
Figura 81– Exemplo de uma série temporal com a respectiva derivada.	147
Figura 82– (a) Séries temporais derivadas com picos identificados, (b) Séries temporais com o limiar como uma linha e os inícios das bolhas de Taylor e golfadas líquidas identificados.	147
Figura 83– Fluxograma das principais etapas da Atualização das posições iniciais.	149
Figura 84– As posições inicial e final da bolha de Taylor (a) antes e (b) após o refinamento recursivo das posições detectadas.	150
Figura 85– Fluxograma do filtro RG para as principais etapas de detecção de falsas detecções.	151
Figura 86– Fluxograma do pareamento da Estrutura.	152
Figura 87– Quatro critérios tomados para verificar se a bolha alongada detectada no primeiro sensor corresponde à bolha detectada no segundo: (1) início da bolha, (2) distância entre inícios, (3) fim da bolha e (4) distância entre extremidades.	153
Figura 88– Fluxograma dos critérios de pareamento da bolha de Taylor.	154
Figura 89– (a) Célula unitária desconsiderada devido ao critério de paring de bolhas de Taylor, causando L_s diferentes no primeiro e no segundo sensor; (b) célula unitária desconsiderada em ambos os sinais através de critérios de pareamento de slug de líquido.	155

Figura 90: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P01 ($J_G=0,30 - J_L=0,30$ m/s) em D1 (26mm).	173
Figura 91: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P02 ($J_G=0,20 - J_L=0,40$ m/s) em D1 (26mm).	174
Figura 92: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P03 ($J_G=0,40 - J_L=0,20$ m/s) em D1 (26mm).	175
Figura 93: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P04 ($J_G=0,40 - J_L=0,40$ m/s) em D1 (26mm).	176
Figura 94: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P05 ($J_G=0,30 - J_L=0,50$ m/s) em D1 (26mm).	177
Figura 95: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P06 ($J_G=0,50 - J_L=0,30$ m/s) em D1 (26mm).	178
Figura 96: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P07 ($J_G=0,50 - J_L=0,50$ m/s) em D1 (26mm).	179
Figura 97: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P08 ($J_G=0,30 - J_L=0,70$ m/s) em D1 (26mm).	180
Figura 98: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P09 ($J_G=0,70 - J_L=0,30$ m/s) em D1 (26mm).	181
Figura 99: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P10 ($J_G=0,60 - J_L=0,60$ m/s) em D1 (26mm).	182
Figura 100: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P11 ($J_G=0,80 - J_L=0,40$ m/s) em D1 (26mm).	183
Figura 101: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P12 ($J_G=0,40 - J_L=0,80$ m/s) em D1 (26mm).	184
Figura 102: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P13 ($J_G=0,75 - J_L=0,75$ m/s) em D1 (26mm).	185
Figura 103: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P14 ($J_G=1,00 - J_L=0,50$ m/s) em D1 (26mm).	186
Figura 104: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P15 ($J_G=0,50 - J_L=1,00$ m/s) em D1 (26mm).	187
Figura 105: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P16 ($J_G=1,00 - J_L=1,00$ m/s) em D1 (26mm).	188
Figura 106: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P17 ($J_G=0,50 - J_L=1,50$ m/s) em D1 (26mm).	189
Figura 107: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P18 ($J_G=1,50 - J_L=0,50$ m/s) em D1 (26mm).	190
Figura 108: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P19 ($J_G=1,30 - J_L=0,70$ m/s) em D1 (26mm).	191
Figura 109: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P20 ($J_G=0,70 - J_L=1,30$ m/s) em D1 (26mm).	192

Figura 110: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P01 ($J_G=0,50 - J_L=0,50$ m/s) em D2 (40,8mm).....	193
Figura 111: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P02 ($J_G=0,60 - J_L=0,40$ m/s) em D2 (40,8mm).....	194
Figura 112: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P03 ($J_G=0,40 - J_L=0,60$ m/s) em D2 (40,8mm).....	195
Figura 113: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P04 ($J_G=0,75 - J_L=0,75$ m/s) em D2 (40,8mm).....	196
Figura 114: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P05 ($J_G=1,00 - J_L=0,50$ m/s) em D2 (40,8mm).....	197
Figura 115: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P06 ($J_G=0,50 - J_L=1,00$ m/s) em D2 (40,8mm).....	198
Figura 116: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P07 ($J_G=1,00 - J_L=1,00$ m/s) em D2 (40,8mm).....	199
Figura 117: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P08 ($J_G=1,30 - J_L=0,70$ m/s) em D2 (40,8mm).....	200
Figura 118: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P09 ($J_G=0,70 - J_L=1,30$ m/s) em D2 (40,8mm).....	201
Figura 119: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P10 ($J_G=1,25 - J_L=1,25$ m/s) em D2 (40,8mm).....	202
Figura 120: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P11 ($J_G=1,70 - J_L=0,80$ m/s) em D2 (40,8mm).....	203
Figura 121: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P12 ($J_G=0,80 - J_L=1,70$ m/s) em D2 (40,8mm).....	204
Figura 122: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P01 ($J_G=0,40 - J_L=0,40$ m/s) em D3 (50mm).....	205
Figura 123: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P02 ($J_G=0,30 - J_L=0,50$ m/s) em D3 (50mm).....	206
Figura 124: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P03 ($J_G=0,50 - J_L=0,30$ m/s) em D3 (50mm).....	207
Figura 125: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P04 ($J_G=0,50 - J_L=0,50$ m/s) em D3 (50mm).....	208

Figura 126: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P05 ($J_G=0,60 - J_L=0,40$ m/s) em D3 (50mm).....	209
Figura 127: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P06 ($J_G=0,40 - J_L=0,60$ m/s) em D3 (50mm).....	210
Figura 128: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P07 ($J_G=0,75 - J_L=0,75$ m/s) em D3 (50mm).....	211
Figura 129: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P08 ($J_G=1,00 - J_L=0,50$ m/s) em D3 (50mm).....	212
Figura 130: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P09 ($J_G=0,50 - J_L=1,00$ m/s) em D3 (50mm).....	213
Figura 131: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P10 ($J_G=1,00 - J_L=1,00$ m/s) em D3 (50mm).....	214
Figura 132: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P11 ($J_G=1,30 - J_L=0,70$ m/s) em D3 (50mm).....	215
Figura 133: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P12 ($J_G=0,70 - J_L=1,30$ m/s) em D3 (50mm).....	216
Figura 134: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P13 ($J_G=1,25 - J_L=1,25$ m/s) em D3 (50mm).....	217
Figura 135: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P14 ($J_G=1,70 - J_L=0,80$ m/s) em D3 (50mm).....	218
Figura 136: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P15 ($J_G=0,80 - J_L=1,70$ m/s) em D3 (50mm).....	219
Figura 137: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P16 ($J_G=1,50 - J_L=1,50$ m/s) em D3 (50mm).....	220
Figura 138: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P17 ($J_G=1,00 - J_L=2,00$ m/s) em D3 (50mm).....	221
Figura 139: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P18 ($J_G=2,00 - J_L=1,00$ m/s) em D3 (50mm).....	222

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Principais estudos publicados na área de escoamento vertical em golfadas, organizados cronologicamente.....	52
Tabela 2: Distanciamento entre cada sensor para cada diâmetro interno utilizado em mm.	57
Tabela 3: Grade de testes utilizada para os diâmetros internos de 26, 40,8 e 50 mm.....	67
Tabela 4: Correlações empíricas e seus desvios padrão para o escoamento em golfadas vertical.	99
Tabela 5: Incerteza obtida pelo catálogo dos instrumentos.....	158
Tabela 6: incerteza específica de comprimento e temperatura.....	159

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CT	Curitiba
mm	Milímetro
m	Metro
NUEM	Núcleo de Escoamento Multifásico
PDF	Função densidade de probabilidade
PIV	Velocimetria por imagens de partículas
UTFPR	Universidade Tecnológica Federal do Paraná
WMS	Wire Mesh Sensor

LISTA DE SÍMBOLOS

	Descrição	Unidade
J_i	Velocidade superficial do líquido ou gás	[m/s]
J	Velocidade de mistura	[m/s]
H_L	Altura de líquido (<i>Holdup</i>)	[–]
q_i	Vazão volumétrica do líquido	[m ³ /s]
q	Vazão volumétrica total	[m ³ /s]
L_i	Comprimento da bolha de Taylor	[m]
L_U	Comprimento da célula unitária	[m]
W_i	Vazão mássica do líquido ou gás	[kg/s]
V_{LLS}	Velocidade média do líquido na região do pistão de líquido	[m]
H_{LLS}	<i>Holdup</i> de líquido na região do pistão de líquido	[–]
T_i	Tempo de passagem do pistão de líquido ou da bolha de Taylor	[s]
T_U	Tempo de passagem da célula unitária	[s]
V_{LTB}	Velocidade média do líquido na região da bolha de Taylor	[m/s]
H_{LTB}	Holdup de líquido na região da bolha alongada	[–]
D	Diâmetro da circunferência	[m]
A	Área da seção transversal da tubulação	[m ²]
f	Frequência	[Hz]
g	Aceleração gravitacional	[m/s ²]
C_0	Parâmetro de distribuição	[–]
U_L	Velocidade média do líquido	[m/s]
Re	Número de Reynolds	[–]
C_∞	Parâmetro de escorregamento	
t	Tempo	[s]
T	Período de tempo	[s]
V_i	Velocidade de cada uma das fases	[m/s]
W_i	Fluxo de Massa de cada uma das fases	[kg/s]

St	Número de Strouhal	[–]
V	Potencial elétrico	[mV]
R	Raio de uma circunferência	[m]
FC	Fator de Corte	[–]

Letras Gregas

α	Fração de vazio	[–]
δ	Espessura	[m]
β	Fator de intermitência	[–]
Δ	Variação	[–]
θ	Ângulo de inclinação	[°]
ρ	Massa específica	[kg/m^3]
μ	Viscosidade dinâmica	[$Pa \cdot s$]
Ψ	Parâmetro de pressão	[N/m^2]
ν	Viscosidade cinemática	[m^2/s]
σ	Tensão superficial	[N/m]

Subscritos

B	Bolha
F/f	Região da bolha alongada/filme
G	Fase gasosa
L	Fase líquida
n	Número de ocorrências
TB	Na região da bolha de Taylor
LS	Na região do pistão de líquido
c	Número adimensional crítico
J	Tomando como referência a velocidade de mistura
D	<i>Drift</i> - Escorregamento
cal	Valores de calibração

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	19
1.1	Objetivo Geral	22
1.1.1	Objetivos específicos	22
1.2	Justificativa	23
1.3	Estrutura do trabalho	23
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	25
2.1	Padrões de escoamento	25
2.1.1	Identificação dos padrões de escoamento	28
2.1.2	Mapa de fluxo	32
2.2	Escoamento vertical em golfadas	35
2.2.1	Caracterização do escoamento em golfadas	36
<u>2.2.1.1</u>	<u>Fração Volumétrica, Holdup de líquido (HL) e fração de vazio (α)</u>	<u>36</u>
<u>2.2.1.2</u>	<u>Balço de massa</u>	<u>36</u>
<u>2.2.1.3</u>	<u>Comprimento da bolha de Taylor (L_B) e do pistão de líquido (L_S)</u>	<u>37</u>
<u>2.2.1.4</u>	<u>Velocidades superficiais das fases e da mistura</u>	<u>39</u>
<u>2.2.1.5</u>	<u>Frequência da célula unitária (f)</u>	<u>40</u>
2.3	Estudos na literatura	40
2.3.1	Estudos experimentais	41
2.3.2	Estudos teóricos	46
2.4	Fechamento	50
3	METODOLOGIA EXPERIMENTAL	55
3.1	Descrição do circuito experimental	55
3.2	Instrumentos de detecção de fases	58
3.2.1	Sensor resistivo de dois fios	58
3.2.2	Sensor capacitivo de fios múltiplos <i>Wire Mesh</i> (WMS)	59
3.2.3	Câmera de alta taxa de aquisição de imagens	61
3.3	Processamento de dados	62
3.3.1	Sinal obtido dos sensores de detecção de fase	62
3.4	Procedimento experimental	65
3.5	Fechamento	69
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	70
4.1	Análise Fenomenológica	70
4.2	Resultados Médios	87

4.2.1	Velocidade da bolha	87
4.2.2	Frequência	90
4.2.3	Comprimentos característicos	93
<u>4.2.3.1</u>	<u>Bolhas Alongadas</u>	<u>93</u>
<u>4.2.3.2</u>	<u>Pistão de líquido</u>	<u>95</u>
4.3	Evolução do escoamento	100
4.3.1	Velocidade da bolha	100
4.3.2	Frequência	103
4.3.3	Comprimento da bolha de Taylor	107
4.3.4	Comprimento do pistão de líquido	112
4.4	Fração de vazio	115
4.4.1	Fração de vazio na célula unitária	116
4.4.2	Fração de vazio na bolha de Taylor	121
4.4.3	Fração de vazio no pistão de líquido	124
<u>4.4.3.1</u>	<u>Distribuição radial</u>	<u>125</u>
<u>4.4.3.2</u>	<u>Distribuição axial</u>	<u>128</u>
<u>4.4.3.3</u>	<u>Ponto de descolamento (Dt)</u>	<u>132</u>
5	CONCLUSÕES	135
	REFERÊNCIAS	138
	APÊNDICE A - Processamento do sinal	144
	APÊNDICE B - Análise de incertezas	157
	APÊNDICE C - Valores médios dos parâmetros característicos do escoamento em golfadas e seu desvio padrão.	160
	APÊNDICE D - Gráficos de Densidade de Probabilidade (PDF) e Valores médios dos pontos experimentais	172

1 INTRODUÇÃO

O escoamento multifásico está presente em diversos processos industriais e vários fenômenos naturais. Seja em geometrias simples como uma tubulação; sedimentos sendo transportados por rios e outros cursos de água; ou em reservatórios de hidrocarbonetos, onde podem existir várias fases interagindo entre elas apresentando diferentes padrões de escoamento (MORGADO *et al.*, 2016).

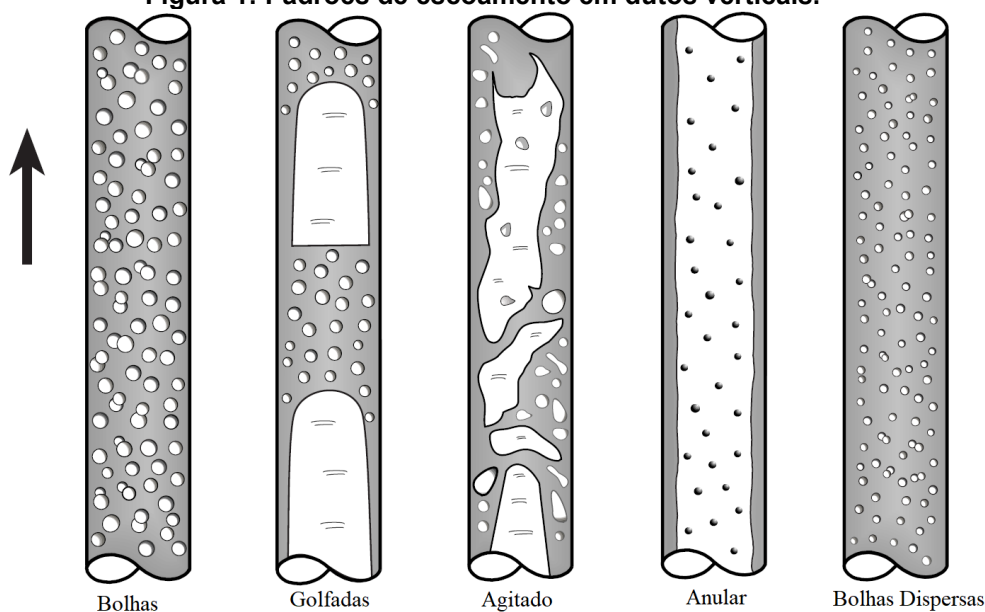
Na indústria, o escoamento multifásico líquido e gás ocorre em diversos processos, como por exemplo, no interior de equipamentos tais como trocadores de calor, sistemas de refrigeração, reatores químicos e nucleares, em separadores de fase e nas linhas de transporte de petróleo, entre outros (WALLIS, 1969).

O escoamento multifásico tubular ocorre quando duas ou mais fases (gás, líquido, sólido) escoam simultaneamente dentro de uma mesma tubulação. Ou seja, é o escoamento de várias de fases, como gás (bolhas) em líquido, líquido (gotas) em gás ou sólido (partículas) em gás (SHOHAM, 2005); ou ainda uma combinação das três fases.

No transporte de petróleo, o escoamento bifásico nas tubulações de transporte apresenta diferentes configurações geométricas em função do perfil da tubulação, propriedades e da vazão de cada fase. Em tubos horizontais, os padrões de escoamento apresentados são: estratificado, estratificado ondulado, bolha alongada, golfadas, anular, anular ondulado e bolhas dispersas (SHOHAM, 2005).

Para tubulações inclinadas e verticais, a força da gravidade se torna um fator importante a ser considerado na determinação da disposição geométrica do padrão de escoamento formado. O líquido chega a ocupar a seção transversal inteira do duto e, em consequência, o padrão de escoamento intermitente líquido-gás é recorrente nessas inclinações. Segundo Griffith e Wallis (1969), os principais padrões de escoamento são uma combinação de três padrões principais: Disperso, Estratificado e Intermitente. A combinação destes padrões de escoamento pode ser subdividida de forma mais específica nos padrões de escoamento apresentados por Taitel e Dukler (1980), quais sejam: Bolhas, Golfadas, Agitado (*Churn flow*), Anular e Bolhas Dispersas, conforme mostrado na Figura 1.

Figura 1: Padrões de escoamento em dutos verticais.

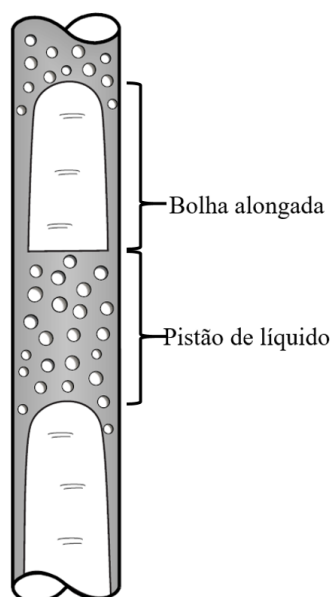


Fonte: Shoham (2005)

No escoamento vertical em dutos circulares, o escoamento da fase gás em pequenas vazões promove o escoamento em bolhas, onde elas se distribuem de forma aleatória na seção transversal da tubulação. Conforme a vazão do gás aumenta, as bolhas se aglomeram mais, forçando colisões e coalescências entre elas, e, em consequência, maiores bolhas serão formadas. Isto causa a passagem intermitente de bolhas alongadas e pistões de líquido. Quando a vazão do gás é incrementada, as fases dentro do duto se separam, forçando o líquido a escoar junto à parede interna do duto, e na região central escoo o gás. As configurações das fases dependem diretamente da vazão de cada uma, do diâmetro da tubulação e das propriedades das fases (TAITEL *et al.*, 1980).

No escoamento vertical bifásico, a intermitência mencionada anteriormente está associada a uma porção de líquido com pequenas bolhas dispersas chamada de pistão de líquido, seguida pela passagem de uma porção de gás junto com o filme de líquido alocado na região anular do duto chamada de bolha de Taylor (DUMITRESCU, 1949, DAVIES E TAYLOR, 1950) tal como mostrado na Figura 2.

Figura 2: Esquema ilustrativo da passagem de uma golfada.



Fonte: Shoham (2005).

O diâmetro interno da tubulação afeta diretamente as vazões mássicas do escoamento e a relação com as forças de campo. O diâmetro também afeta a transição dos padrões de escoamento, o formato das bolhas, a aglomeração de pequenas bolhas dispersas e o desenvolvimento do escoamento em golfadas. Taitel *et al.* (1980) afirmam que um comprimento mínimo de desenvolvimento se torna necessário para que o escoamento em golfadas se estabeleça, sendo que esta região de desenvolvimento aumenta proporcionalmente com o diâmetro da tubulação.

Chen *et al.* (2006) fizeram um estudo experimental utilizando diâmetros internos de 1,01 até 4,26 mm. Estes autores mostraram que para os casos de tubulações capilares, os efeitos da força de gravidade são de menor importância quando comparados com os efeitos de capilaridade.

Barnea e Shemer (1989) usaram uma bancada experimental com 10 metros de comprimento e com 50 mm de diâmetro interno. O objetivo desses experimentos foi identificar as condições pelas quais o escoamento em golfadas apresenta alguma estabilidade. Os resultados obtidos demonstraram que para este diâmetro o padrão de escoamento em golfadas precisa de um maior comprimento de tubulação para que os mecanismos de aglomeração e coalescência das bolhas formem uma bolha longa o suficiente para ser considerada como sendo uma bolha de Taylor, fazendo com que o escoamento demore mais para se estabilizar.

Omar *et al.* (2018) estudaram o escoamento em golfadas para diâmetros internos até 68 mm com fluidos de viscosidades diferentes. Os autores observaram

que devido ao aumento do tamanho do diâmetro interno da tubulação o tamanho das estruturas (bolha e pistão) aumenta com o aumento da velocidade de mistura do escoamento ($J = J_G + J_L$), e o perfil do nariz da bolha de Taylor não apresenta um formato simétrico ou ao menos circular, chegando a ser totalmente distorcido.

O escoamento vertical em golfadas tem sido estudado tanto de forma experimental (DAVIES E TAYLOR, 1950; WHITE E BEARDMORE, 1961; GRIFFITH E WALLIS, 1961; BENDIKSEN, 1984; TALVY *et al.*, 2000, KAJI *et al.*, 2009) como numérica (DUMITRESCU, 1943; NICKLIN *et al.*, 1962; TAITEL *et al.*, 1980; FERNANDES *et al.*, 1983) por diversos autores. Alguns pesquisadores estudaram a evolução do escoamento em golfadas (BARNEA E TAITEL, 1993; VAN HOUT *et al.*, 2002; KAJI *et al.*, 2009; AZZOPARDI *et al.*, 2015). No entanto, não foram encontrados trabalhos nos quais a evolução do escoamento seja estudada em uma bancada experimental com coleta de dados ao longo da linha de teste e comparando diferentes diâmetros.

Nesse contexto, estudos sobre a influência do diâmetro na evolução do escoamento bifásico líquido-gás em golfadas em tubulações verticais tornam-se importantes, podendo, por exemplo, auxiliar no dimensionamento de equipamentos presentes na produção de petróleo e gás. Compreender o comportamento do escoamento vertical em golfadas é essencial no desenvolvimento de equipamentos mais eficientes e permite estabelecer relações entre os fenômenos físicos que ocorrem dentro da tubulação para aprimorar os modelos matemáticos.

1.1 Objetivo Geral

O objetivo deste trabalho consiste em realizar um estudo experimental para avaliar a influência do diâmetro na ocorrência de escoamento bifásico líquido-gás em tubulações verticais, com foco na análise estatística dos parâmetros característicos do escoamento em golfadas.

1.1.1 Objetivos específicos

- Analisar a influência do diâmetro da tubulação no comportamento das estruturas do escoamento vertical em golfadas a partir das imagens obtidas com a câmera de alta taxa de aquisição de imagens;
- Caracterizar experimentalmente, a partir dos sinais adquiridos dos sensores, por meio de valores médios e distribuições estatísticas, a evolução do escoamento em golfadas na direção vertical em uma

tubulação de 14 m de altura e diâmetros internos de 26, 40,8 e 50 mm de diâmetro;

- Desenvolver correlações empíricas para estimar os valores médios e desvios-padrão dos parâmetros característicos do escoamento em golfadas tais como: velocidade da bolha alongada, comprimentos da bolha e do pistão, frequência e fração de vazio em função das velocidades superficiais das fases e do diâmetro do duto;
- Analisar os fenômenos físicos envolvidos no escoamento em golfadas em tubulações verticais, utilizando as informações obtidas com os sensores de detecção de fase e as imagens adquiridas pela câmera de alta taxa de aquisição de imagens.

1.2 Justificativa

Na literatura, há uma grande quantidade de trabalhos sobre o estudo do escoamento intermitente em golfadas. No entanto, são escassos os estudos que se concentram na evolução do escoamento e como as estruturas mudam ao longo do escoamento em função do diâmetro.

Por meio da análise das imagens obtidas, os fenômenos do escoamento vertical em golfadas são analisados de forma qualitativa, estabelecendo relações com as forças envolvidas nesse tipo de escoamento.

Será realizado um estudo com abordagem fenomenológica para analisar a variação dos parâmetros característicos do escoamento, como aceleração, quebra e coalescência de bolhas, e variação dos comprimentos das estruturas. O objetivo é obter um melhor entendimento do escoamento em tubulações verticais.

Propõem-se novas correlações empíricas para calcular os parâmetros característicos do escoamento em golfadas, tais como velocidade da bolha de Taylor, fração de vazio, comprimento da bolha de Taylor, comprimento do pistão de líquido e frequência do escoamento. Essas correlações são relações de fechamento em modelos de célula unitária.

Neste contexto, a proposta se justifica, uma vez que se trata de uma análise experimental que busca investigar e compreender a influência do diâmetro no escoamento bifásico líquido-gás em golfadas em dutos verticais.

1.3 Estrutura do trabalho

O presente trabalho está constituído de sete capítulos. No primeiro capítulo foi realizada uma introdução ao escoamento bifásico e como ele se apresenta na natureza e em aplicações industriais. É delimitado o estudo às golfadas de

escoamento bifásico de ar e água, e finalmente os objetivos do presente trabalho e sua justificativa são apresentados.

O segundo capítulo traz uma revisão bibliográfica dos conceitos fundamentais necessários para o desenvolvimento e entendimento da tese, contendo temas como a formação e desenvolvimento do escoamento em golfadas, assim como os diversos modelos e trabalhos experimentais feitos na área de escoamento vertical em golfadas.

O terceiro capítulo contém informações da metodologia experimental utilizada, assim como detalhes da bancada e do procedimento para a obtenção dos pontos experimentais indicando os cuidados que devem ser levados em consideração para cada experimento.

O quarto capítulo apresenta os resultados obtidos na bancada experimental, sendo que a primeira parte se refere a uma análise qualitativa fenomenológica do escoamento por meio das imagens obtidas nos experimentos. A partir dos dados dos sensores de detecção de fase uma análise quantitativa é mostrada, onde a evolução do escoamento é estudada considerando-se os resultados de todos os experimentos realizados nos três diâmetros. Na parte final deste capítulo, um estudo da distribuição da fração de vazio na célula unitária é apresentado.

O quinto capítulo apresenta as conclusões da tese e sugestões para trabalhos futuros.

Finalmente o sexto capítulo apresenta as referências citadas ao longo da tese e o sétimo capítulo contém os apêndices.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo serão abordados os principais conceitos e fenômenos físicos que regem o padrão intermitente em golfadas vertical, assim como os principais estudos feitos nessa área, desde os princípios de formação da golfada até os processos de transição para outro padrão de escoamento. Os parâmetros característicos que regem o padrão de escoamento em golfadas serão apresentados no final do capítulo.

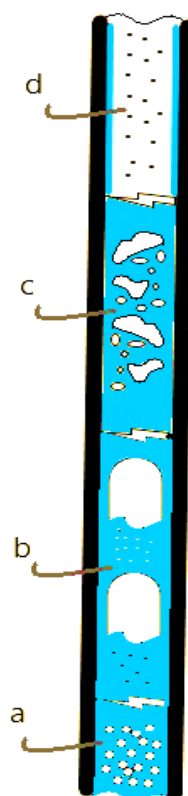
2.1 Padrões de escoamento

Em função da vazão de cada uma das fases o escoamento bifásico em dutos verticais apresenta diferentes padrões de escoamento que se relacionam com o arranjo geométrico que as fases apresentam dentro da tubulação.

Conforme o escoamento vertical se desenvolve dentro da tubulação, diferentes padrões de escoamento podem surgir (WALLIS, 1969), sendo os principais mostrados na Figura 3.

Conforme mostrado na Figura 3, o escoamento dentro de uma tubulação pode apresentar e desenvolver todos os padrões de escoamento na posição vertical. Isto se deve à expansão do gás, a uma eventual volatilização das frações mais leves do líquido, aos mecanismos de quebra e coalescência de bolhas ou a uma combinação destes fatores.

Figura 3: Padrões de escoamento em tubulação vertical.



Fonte: Adaptado de Wallis (1969)

Considerando escoamento bifásico líquido-gás, fluído de forma co-corrente na direção vertical ascendente, com vazão baixa de líquido e aumentando aos poucos a vazão de gás, o primeiro padrão de escoamento é caracterizado pela existência de uma fase líquida contínua enquanto a fase gasosa é representada por pequenas bolhas dispersas conforme mostrado na Figura 3.a. Este padrão é chamado de *escoamento em bolhas* (TAITEL *et al.*, 1980). O padrão de escoamento em bolhas é classificado como *bolhas* ou *bolhas dispersas*, conforme a quantidade de líquido escoando dentro da tubulação. Quando há menos líquido escoando dentro do duto ($J_L < 3m/s$) as bolhas trafegam com uma velocidade um pouco maior do que a do líquido e o formato das bolhas varia de esférico a elipsoidal, este é o escoamento em *bolhas*. Conforme a vazão do líquido aumenta as flutuações turbulentas fazem com que as bolhas se quebrem, diminuindo cada vez mais o seu tamanho, e dessa maneira elas escoam na mesma velocidade da fase líquida e o formato das pequenas bolhas é esférico, este é o escoamento em *bolhas dispersas*.

Devido à expansão do gás e o surgimento de bolhas de ar maiores, a transição do padrão de escoamento em bolhas para golfadas acontece. A aglomeração das pequenas bolhas e eventuais colisões e coalescência das mesmas, forma bolhas

maiores. O ponto de transição no qual ocorre a maior aglomeração de bolhas e, em consequência, a coalescência das mesmas, é determinado por uma fração de vazio em torno de 0,30 (MOISSIS E GRIFFITH, 1962. MISHIMA E ISHII, 1984). A máxima aglomeração de bolhas possível considerando-as como esferas que não se deformam e que fiquem empacotadas em um cubo tetraédrico ocorre para uma fração de vazio de 0,52 (TAITEL *et al.*, 1980).

Devido à coalescência das bolhas menores, uma bolha maior se forma e ocupa quase todo o diâmetro do duto, mas o seu comprimento é insuficiente para que possa ser considerada uma bolha de Taylor. Estas bolhas são chamadas de capa esférica. Segundo o modelo de Sylvester (1987), o comprimento de uma bolha de Taylor é diferente do comprimento das bolhas menores com formato de capa esférica, o qual é inferior a dois (2) diâmetros. O escoamento das bolhas em forma de capa esférica é uma transição para o padrão de escoamento em golfadas.

A bolha de Taylor é simétrica ao longo do eixo longitudinal do duto e tem a forma de um projétil alongado, com comprimento longo o suficiente para que o movimento da bolha seja controlado pelo diâmetro interno da tubulação (FABRE, 2003). Na região da bolha alongada existe um filme líquido escoando de forma descendente, entre a tubulação e a bolha. Após a passagem da bolha de Taylor, escoam o pistão de líquido com pequenas bolhas dispersas. A passagem intermitente destas duas estruturas é chamado de *escoamento em golfadas* (Figura 3.b) (DAVIES E TAYLOR, 1950).

Circunstancialmente, aumentando a velocidade superficial do gás, as bolhas de Taylor podem sofrer deformações devido às forças turbulentas que aumentam conforme a vazão de gás aumenta, apresentando bolsões de gás desordenados que não são mais uniformes e bolhas dispersas de diferentes tamanhos (Taitel *et al.*, 1980); as porções de líquido em forma de filme, ou mesmo em forma de pistão de líquido escoam para cima e para baixo de forma caótica (Hewitt *et al.*, 1985); este padrão é chamado *escoamento agitado* ou "*Churn Flow*" (Figura 3.c).

Quando a vazão da fase gasosa é maior que 15 m/s (TAITEL *et al.*, 1980) para escoamento de ar e água, o escoamento apresenta uma fase gasosa contínua concentrada na parte central do duto com pequenas gotículas escoando na região central do duto (gotículas entranhadas), ou difusas na fase gasosa (WALLIS, 1961) e um filme fino de líquido escoando para cima na parede do duto (JAYANTI E HEWITT, 1992). Este padrão é denominado *escoamento anular* (Figura 3.d).

2.1.1 Identificação dos padrões de escoamento

Os padrões de escoamento podem ser identificados através de sensores de detecção de fase. Costigan e Whalley (1997) afirmam que as informações obtidas das séries temporais da fração de vazio observadas em cada um dos sensores de detecção de fase podem ser transformadas em uma Função de Densidade de Probabilidade (PDF).

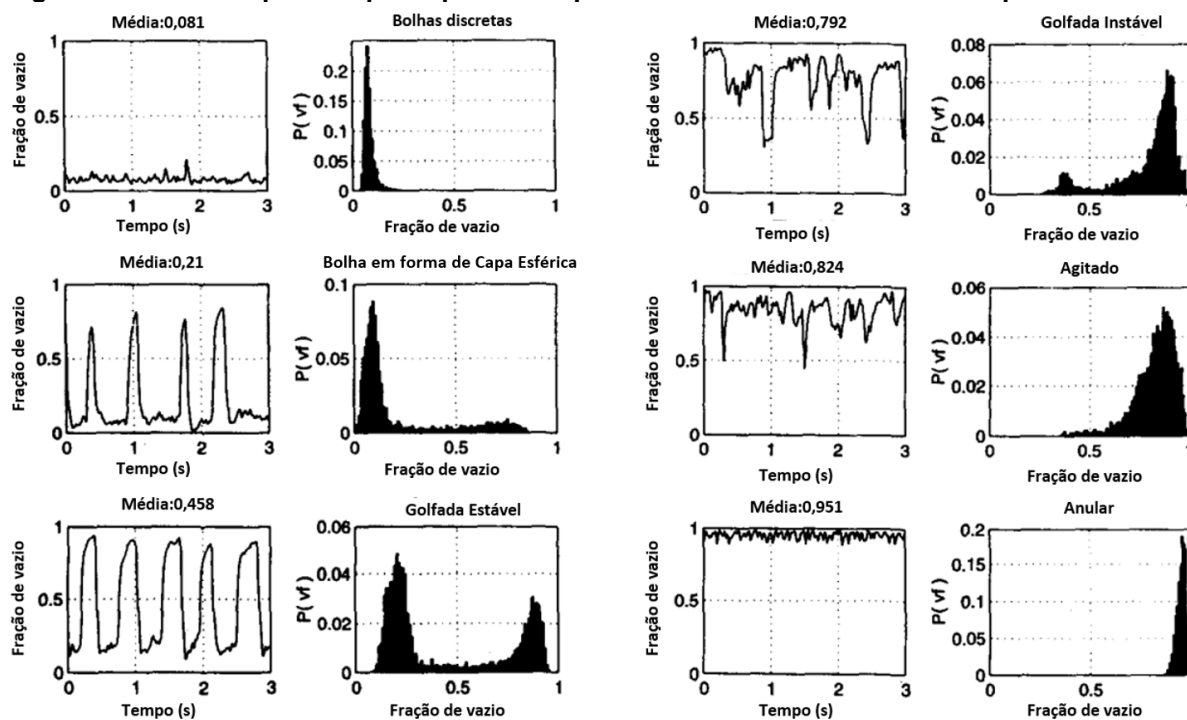
Estes gráficos (PDF) descrevem a probabilidade de uma variável aleatória, neste caso da fração de vazio, apresentar um valor determinado. Sendo assim, é possível conhecer a tendência do arranjo geométrico do escoamento em função da quantidade de ar e água contida na tubulação, e com isso identificar o padrão de escoamento dentro do duto. Cabe salientar, que para complementar a identificação do padrão de escoamento, é importante conhecer as velocidades superficiais de cada fase, e desta maneira o resultado apresentado se baseia nessas informações para identificar o padrão de escoamento.

O sinal de resposta dos sensores é determinado pela variação da tensão à medida que uma bolha atravessa o sensor. Ao analisarmos esses dados, é possível obter um gráfico da fração de vazio em relação ao tempo. No entanto, devido à possível variabilidade dos dados, é recomendado utilizar um gráfico adicional da Função Densidade de Probabilidade (PDF) da fração de vazio, conforme ilustrado na Figura 4. Essa abordagem permite identificar os valores de fração de vazio com maior ocorrência.

De acordo com Devore (2010) o gráfico da Função Densidade de Probabilidade representa a probabilidade de uma variável ter um valor menor ou igual a um valor específico selecionado. Desta maneira, os picos mais altos deste gráfico indicarão o maior número de ocorrências do valor da fração de vazio. Não somente a fração de vazio pode ser analisada por este tipo de gráfico, como também os parâmetros de velocidade, comprimento das estruturas e frequência. Comparando as PDFs destas variáveis em cada uma das estações é possível observar a evolução do escoamento.

Os gráficos típicos obtidos para cada padrão de escoamento publicado por Costigan e Whalley (1997) são mostrados na Figura 4.

Figura 4: Séries temporais típicas para cada padrão de escoamento e suas respectivas PDFs.



Fonte: Costigan e Whaley (1997).

Segundo Costigan e Whaley (1997) os padrões de escoamento que podem ser identificados a partir desta técnica são de bolhas discretas, bolhas em forma de capa esférica, golfada estável, golfada instável, escoamento agitado e escoamento anular.

Bolhas Discretas: Pequenas bolhas que escoam dentro da tubulação sem coalescência e de forma ordenada e bem dispersa. Este padrão de escoamento é denominado como *bolhas* segundo Taitel *et al.* (1980).

O valor médio da fração de vazio varia entre 0,06 e 0,40 dependendo das velocidades superficiais de cada uma das fases, podendo chegar até 0,45 nas velocidades mais altas do líquido.

Bolhas em forma de capa esférica: Este padrão de escoamento pode ser considerado como uma região de transição entre bolhas e golfadas e é categorizado como um escoamento em *bolhas* segundo Taitel *et al.* (1980). Os resultados obtidos dos histogramas são diferentes daqueles dos padrões em bolhas e em golfadas. O aspecto que faz com que se diferencie principalmente do padrão em bolhas são os picos que apresenta na série temporal, os quais podem representar a passagem da bolha de capa esférica. Estes picos se elevam bem acima de uma fração de vazio de 0,40, mas não excedem 0,80. No histograma, um pico pronunciado para valores de

fração de vazio baixas é identificado; porém, uma certa frequência de passagem de frações de vazio maiores ocorre com menor intensidade.

Golfada Estável: Nos resultados esperados para uma golfada estável é possível identificar a passagem de cada uma das estruturas nas séries temporais. Analisando o gráfico da PDF da fração de vazio para o mesmo padrão de escoamento percebe-se que existem dois picos de alta ocorrência de fração de vazio, sendo o primeiro pico ligeiramente maior do que o segundo. Cada um deles está localizado em cada uma das metades do histograma. Os dois picos são bastante pronunciados, ou seja, têm alta ocorrência de fração de vazio de aproximadamente 0,45 e 0,70.

Estes dois picos da PDF são referentes à passagem dos pistões de líquido e das bolhas alongadas. A fração de vazio média está entre 0,30 e 0,42, mas não ultrapassa 0,45 (COSTIGAN E WHALLEY, 1997). Os resultados experimentais indicam que quando a fração de vazio é maior que 0,40 a estabilidade da golfada é afetada.

Golfada instável: A fração de vazio média chega até 0,80, mas com poucas ocorrências abaixo de 0,40. Ao se inspecionar o histograma deste padrão de escoamento observam-se dois picos: um de menor intensidade no lado esquerdo e outro de maior intensidade no lado direito do histograma, cada um deles em uma das metades do histograma.

Escoamento Agitado: A fração de vazio se encontra sempre acima de 0,80, e a irregularidade na série temporal pode ser considerada uma característica do padrão de escoamento, mas pode até apresentar algum ponto abaixo de 0,50, o qual representa um caráter caótico do escoamento. No histograma é possível ver um pico pronunciado do lado direito com algumas ocorrências de menor intensidade para frações de vazio menores, e praticamente nenhuma abaixo de 0,50.

Escoamento anular: pode ser considerado o caso oposto do padrão de escoamento em bolhas, apresentando frações de vazio altas, acima de 0,90 e de maneira constante, tendendo a um patamar bem estabelecido. No histograma o pico apresentado é solitário e voltado para o lado direito.

Na Figura 5 tem-se a resposta de sensores de detecção de fase em função do tempo. No eixo das ordenadas está o valor encontrado para a fração de vazio, ou seja, pode ser interpretado como a passagem das bolhas dentro da tubulação.

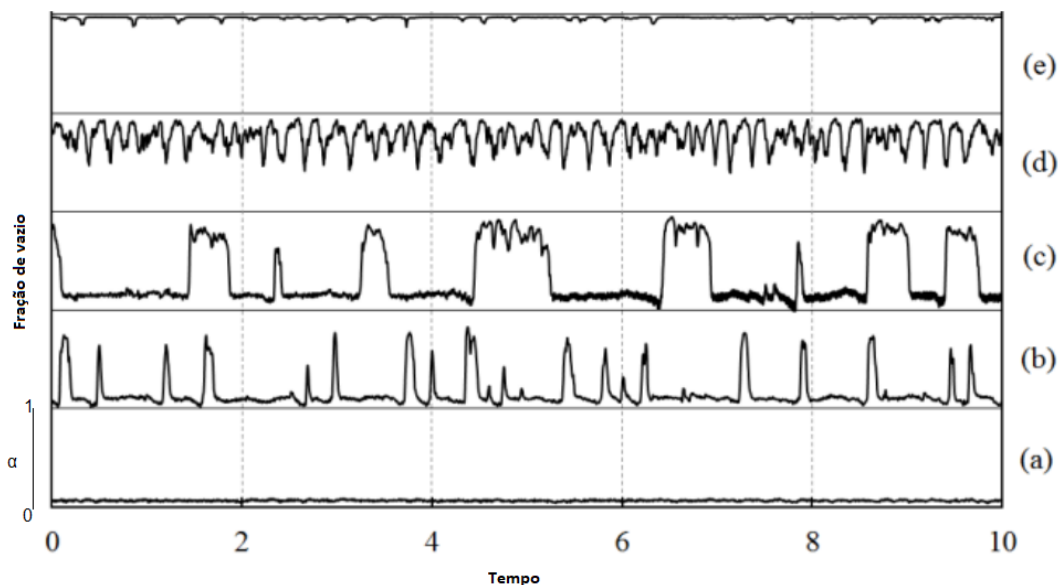
Quando o valor na abscissa for igual à unidade, somente gás está escoando dentro da tubulação. Ao contrário, quando esse valor é nulo a fase líquida ocupa a

seção do sensor em sua totalidade. Deve-se observar que estas duas situações são meras idealizações, e por isto sempre se deve calibrar o sensor com a resposta e o evento real que se quer identificar.

Nem sempre um sinal de unidade vai se referir à passagem de uma bolha, podendo circunstancialmente ser um valor de 70%. Da mesma forma, um valor nulo nem sempre é relacionado com líquido total, podendo ser um valor de 30%. Tudo depende da calibração do instrumento de medição.

A partir de sinais de potencial elétrico obtidos por sensores de detecção de fase, mostrados na Figura 5, pode se analisar a passagem das fases na tubulação. Quando a resposta do sensor para a fração de vazio é baixa e quase constante o padrão de escoamento presente na tubulação é *bolhas* (Figura 5.a). Se o patamar aumentar um pouco, mas não ultrapassar 0,30 da fração de vazio, o padrão de escoamento é de *bolhas dispersas*.

Figura 5: Série temporal de sinais de fração de vazio (α) típicas para identificação de padrões de escoamento em (a) Bolhas, (b) Capa esférica, (c) Golfada, (d) Agitado e (e) Anular, para escoamento vertical ascendente.



Fonte: Costigan e Whalley (1997).

A compreensão dos sinais de fração de vazio pode ser uma tarefa complexa. Portanto, em diversas ocasiões, esses dois padrões de escoamento são classificados de forma geral como escoamento em *bolhas* quando detectados por instrumentos de identificação de fases. A distinção adequada entre *bolhas* e *bolhas dispersas* é alcançada somente por meio da análise de imagens capturadas por câmeras ou da avaliação da velocidade superficial das fases.

Se aumentar a vazão de gás, o padrão de golfadas começa a se formar (Figura 5.b) apresentando bolhas com o nariz em forma de capa esférica, mas com comprimento inferior ao do diâmetro da tubulação. Conforme aumenta a vazão de gás, o comprimento da bolha aumenta, formando a bolha de Taylor, característica marcante do escoamento em golfadas (Figura 5.c).

Na medida em que as vazões de gás aumentam, a bolha de Taylor passa cada vez mais por alterações no seu formato, e o escoamento agitado (Figura 5.d) se desenvolve na tubulação. Finalmente, com vazões ainda maiores de gás, esta fase predominará no escoamento, mas com o filme de líquido ainda escoando na parede, ou entranhado na região central em forma de pequenas gotículas. Este padrão de escoamento é chamado de *anular* (Figura 5.e).

Como mencionado anteriormente, os sensores de detecção de fase monitoram a passagem das fases em função da resposta a um sinal de potencial elétrico. A principal diferença entre um escoamento monofásico e o bifásico é a caracterização dos padrões de escoamento quando fases imiscíveis coexistem no interior de um duto, a partir do qual diversos modelos podem ser aplicados em função da distribuição de cada uma das fases no tempo e no espaço. Apesar dos grandes avanços nesta área, um grande número de desafios persiste, por exemplo a identificação e caracterização de um escoamento transiente, assim como algoritmos de tratamento de sinais mais eficazes e rápidos.

2.1.2 Mapa de fluxo

As primeiras pesquisas feitas para a obtenção dos mapas de fluxo foram realizadas com o objetivo de maximizar a produção de líquido. Os resultados apresentados eram baseados em experimentos, e por isso, eram de uma certa forma específicos para as condições nas quais foi feito o experimento.

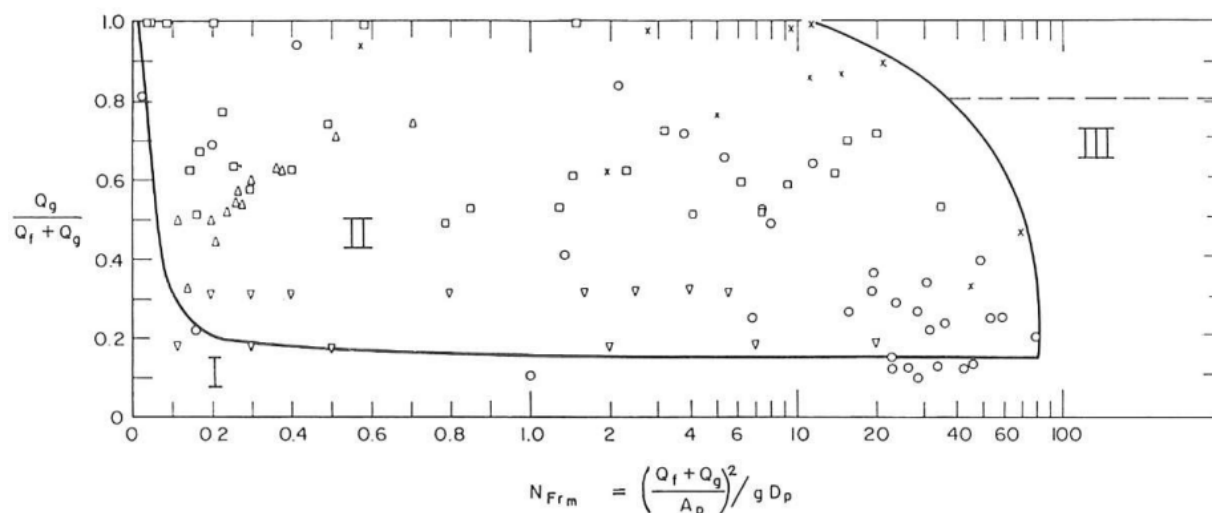
Gosline (1936) apresenta equações de transição dos padrões de escoamento que partem da análise da hidrodinâmica do movimento relativo entre as fases além da perda de energia decorrente da turbulência utilizando ar e dois óleos. Os experimentos foram realizados em tubulações de 30, 57 e 152 mm com altura de 8 m, apresentando resultados para a velocidade de ascensão da bolha em função da vazão de ar injetado na tubulação.

Cromer (1940) propõe técnicas de visualização do escoamento em um aparato experimental, com o objetivo de esclarecer alguns pontos ainda obscuros na

época. O experimento é bem detalhado, utilizando água e ar como fluidos, um *riser* de 30 m de altura e 50 mm de diâmetro. As seções de visualização eram feitas de Pyrex e separadas a cada 4,20 m.

Griffith e Wallis (1961) utilizaram um aparato experimental de 5,40 m de altura, com tubulações de 12,70, 19 e 25,40 mm de diâmetro e uma mistura ar-água. O rastreamento dos padrões de escoamento formados dentro da tubulação foi feito pelas seis (6) janelas de visualização ao longo da tubulação. Como o estudo era focado no escoamento em golfadas (II), os resultados foram apresentados para as regiões onde existe este padrão de escoamento, conforme mostrado na Figura 6. Já os resultados relativos aos outros padrões de escoamento não se mostraram conclusivos, devido à falta de pontos experimentais para as regiões de escoamento em bolhas (I) e anular (III).

Figura 6: Mapa de fluxo de Griffith e Wallis (1961) para escoamento vertical.



Fonte: Griffith e Wallis (1961)

O uso do número de Froude da mistura no eixo das abscissas e a fração de vazio no eixo das ordenadas, tal como proposto pelos autores, revelou-se uma ótima ideia, pois dessa maneira diferentes configurações de outros experimentos podem ser consideradas, variando-se as velocidades de cada uma das fases líquida e gasosa e ainda considerando diferentes diâmetros.

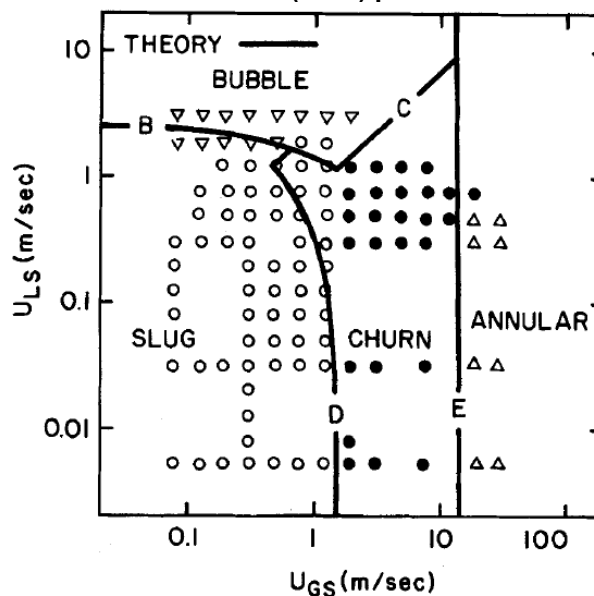
Hewitt e Roberts (1969) utilizaram um aparato experimental de 23,10 m utilizando ar e água como fluidos de trabalho. Para o monitoramento do experimento foram utilizados sensores de pressão e janelas de visualização. Para registro das imagens foram utilizadas câmeras de raios-X, e nas seções para o registro exclusivo

das imagens foi utilizada uma tubulação de titânio. Um mapa de fluxo é proposto em função das velocidades superficiais do líquido e do gás, considerando-se também as propriedades de cada fluido. Este mapa é válido para quase todos os sistemas de ar e água escoando em diâmetros reduzidos. Vale lembrar que as fronteiras entre os padrões de escoamento indicadas em cada mapa de fluxo não são exatas, pois entre cada padrão de escoamento há uma região de transição que não é delimitada exatamente pelas linhas indicadas nos gráficos, podendo assim aparecer alguns pontos de padrões de escoamento fora de suas respectivas regiões.

Taitel *et al.* (1980), apresentaram um mapa de fluxo no qual são propostos mecanismos de transição para cada um dos padrões de escoamento baseados na hidrodinâmica de cada uma das fases envolvidas. Os resultados apresentados são comparados com dados experimentais obtidos pelos próprios autores, e as curvas teóricas comparadas com as de outros mapas de fluxo. A diferenciação dos padrões de escoamento em vazões altas é um grande desafio, dificultando a diferenciação entre o escoamento agitado e o escoamento em golfadas. A Figura 7 mostra o mapa de fluxo apresentado por Taitel *et al.* (1980) para escoamento vertical de água e ar em tubulação de 25,40 mm de diâmetro.

Os mecanismos de transição propostos pelos autores se baseiam na teoria da hidrodinâmica do escoamento, deixando de lado qualquer interferência promovida pela bancada, seja pelo formato da tubulação ou por condições de entrada e saída do escoamento. Ainda se percebe que os pontos experimentais apresentados ultrapassam as fronteiras para cada transição de padrão de escoamento, reforçando o conceito de que a transição não é instantânea, e sim um processo de mudança do escoamento.

Figura 7: Mapa de fluxo de Taitel et al. (1980) para escoamento vertical. $D=2,50$ cm



Fonte: Taitel et al. (1980).

2.2 Escoamento vertical em golfadas

O padrão de escoamento em golfadas é considerado intermitente, uma vez que as fases, líquido e gás, escoam de modo alternado. O gás escoam pela tubulação de forma ascendente encapsulado na forma de um projétil, ocupando praticamente toda a seção do duto (SHOHAM, 2005). O corpo alongado da bolha está envolto pela fase líquida chamada de filme, para finalmente ser delimitada pela região de esteira na sua parte traseira, a qual tem um comportamento bastante irregular conforme a bolha se movimenta dentro do duto. Este bolsão de gás é comumente chamado de bolha de Taylor (1950) ou bolha de Dumitrescu (1943). A porção subsequente que escoam pela tubulação é a porção líquida, logo após o final da bolha de Taylor. Esta região pode apresentar pequenas bolhas no corpo líquido, e quanto mais distante da bolha de Taylor maior a probabilidade de o líquido apresentar pouca ou quase nenhuma bolha de gás escoando de forma dispersa no líquido. Esta porção é chamada de pistão de líquido. Estas duas porções, de gás e de líquido, escoam dentro da tubulação de forma alternada.

Existe uma porção de líquido que está localizada entre a bolha de Taylor e a parede. Ela é chamada de filme de líquido e pode conter pequenas bolhas de gás dispersas na região do filme (BRAUNNER E ULLMANN, 2004).

2.2.1 Caracterização do escoamento em golfadas

As diferentes características e conceitos apresentados são necessários para um melhor entendimento do escoamento bifásico em golfadas. As definições mostradas neste capítulo estão ilustrados na Figura 8, e são referentes ao modelo proposto por Taitel e Dukler (1990) e Sylvester (1987).

2.2.1.1 Fração Volumétrica, Holdup de líquido (H_L) e fração de vazio (α)

O termo *holdup* (H_L) refere-se à fração de volume do líquido na seção transversal da tubulação ocupado pela fase líquida. De forma análoga, a fração de vazio (α) é a fração volumétrica de ar na seção da tubulação.

$$\alpha + H_L = 1 \quad (1)$$

2.2.1.2 Balço de massa.

Para o escoamento bifásico, é necessário discriminar as vazões das fases; q_L é a vazão volumétrica da fase líquida e q_G é a vazão volumétrica de ar escoando dentro da tubulação. A soma das duas é a vazão volumétrica total (q) dentro da tubulação.

O padrão de escoamento em golfadas é caracterizado pela passagem de duas estruturas bem definidas, a bolha alongada de Taylor com comprimento L_B e o pistão de líquido com comprimento L_S . O conjunto formado pelas duas estruturas é denominado como célula unitária, e tem comprimento L_U , como mostrado na Figura 8.

Segundo Taitel e Dukler (1990) o balanço de massa de um escoamento bifásico pode ser definido como a quantidade de cada fase em uma seção transversal do duto (A) conhecida em um determinado tempo (t).

$$W_L = \left(V_{LLS} \rho_L A_P H_{LLS} T_S + \int_0^{T_f} V_{LTB} \rho_L A H_{LTB} dt \right) \frac{1}{T_U} \quad (2)$$

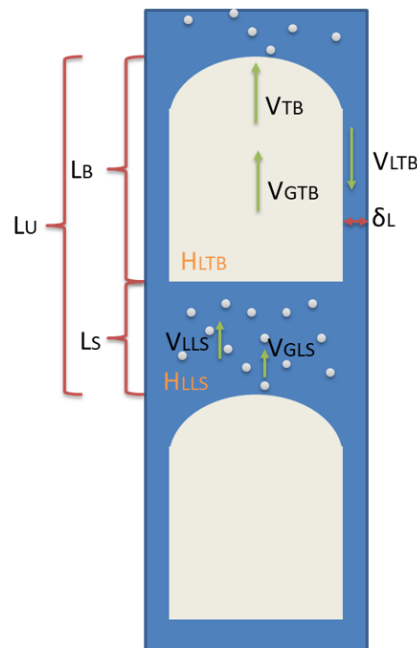
Onde W_L é a vazão mássica do líquido, V_{LLS} é a velocidade média da bolha alongada, H_{LLS} é o *holdup* na região do pistão de líquido; T_S , T_f , T_U são os tempos de passagem das regiões de pistão de líquido, do filme e da célula unitária respectivamente e V_{LTB} é a velocidade do líquido na região da bolha de Taylor.

Finalmente H_{LTB} é o *holdup* na região da bolha alongada, ou bolha de Taylor, como mostrado na Figura 8.

Algumas considerações podem ser feitas: $T_S = L_F/V_{TB}$, $T_f = L_f/V_{TB}$, $d_t = dL/V_{TB}$, de modo que a equação 2 pode ser reescrita como:

$$W_L = V_{LLS}\rho_L A_P H_{LLS} \frac{L_S}{L_U} + \frac{1}{L_U} \int_0^{L_f} V_{LTB}\rho_L A_P H_{LTB} dL \quad (3)$$

Figura 8: Ilustração do escoamento em golfadas.



Fonte: Autoria própria (2023)

2.2.1.3 Comprimento da bolha de Taylor (L_B) e do pistão de líquido (L_S)

A bolha de Taylor, ou bolha alongada, tem o comprimento suficiente para que os pistões de líquido não coalesçam entre si, desenvolvendo desta maneira o comprimento mínimo do nariz da bolha até o ponto no qual a espessura do filme de líquido se mantém constante. Este comprimento é considerado como o dobro do diâmetro por Barnea e Shemer (1989), indicando que a partir deste comprimento a flutuação estatística dos comprimentos da bolha de Taylor é menor.

A bolha de Taylor ocupa o diâmetro do duto em sua quase totalidade, nas suas extremidades estão o nariz da bolha na sua parte superior e delimitada pela região da esteira na parte inferior (MORGADO *et al.*, 2016). O nariz da bolha

apresenta um formato quase circular devido à simetria das forças que atuam nesta região do escoamento (gravidade, flutuação, sustentação). Contudo, conforme a velocidade de mistura do escoamento aumenta, o perfil do nariz da bolha se torna cada vez mais irregular (NOGUEIRA *et al.*, 2006a). Isto mostra que conforme aumenta a intensidade das forças de inércia, o formato do nariz da bolha é afetado de forma mais significativa. Quanto maior o diâmetro da tubulação, maior é o comprimento necessário para que a espessura do filme se torne constante. Ou seja, para que o mecanismo de drenagem atinja o tamanho suficiente para manter o equilíbrio e alcançar a espessura de filme constante. Devido a isso, o perfil do nariz da bolha não é mais de formato circular, e sim mais alongado e irregular.

Ao longo do corpo da bolha de Taylor na região entre o gás e o duto, escoam um filme líquido descendente. O espaço pelo qual o filme líquido escoam para baixo varia a partir do nariz da bolha e é constante a partir do ponto no qual o líquido tem espaço suficiente para escoar de forma descendente (BROWN, 1965). O escoamento do líquido na região do filme com espessura (δ_L) pode apresentar algumas bolhas pequenas que são arrastadas para baixo pelo escoamento. Algumas destas bolhas coalescem com a bolha de Taylor, sendo que as bolhas menores podem ser arrastadas até a parte inferior da bolha de Taylor, juntando-se à esteira.

Na parte inferior da bolha de Taylor localiza-se a região de esteira, onde existe alta recirculação e mistura de líquido (VAN HOUT, 1992). Na região de esteira ocorre o encontro do líquido que é ejetado pelo filme a alta velocidade descendente, e que vai se juntar ao pistão de líquido ascendente que escoam em velocidade inferior quando comparada com a velocidade do filme de líquido (Fernandes, 1983).

O comprimento do pistão de líquido é longo o suficiente para que o perfil de desenvolvimento do líquido não interfira no escoamento do nariz da bolha. Este comprimento oscila entre 12 e 40 vezes o diâmetro do duto (TAITEL E BARNEA, 1990, FERNANDES, 1981). SCOTT *et al.* (1989) desenvolveram uma correlação para o comprimento médio do pistão de líquido. A correlação mostrada deve ser utilizada com L_S em pés e D em polegadas.

$$\ln(L_S) = -25,40 + 28,50(\ln(D))^{-0,10} \quad (4)$$

Existe o mecanismo de expansão do líquido saindo do filme, o gradiente de pressão na direção radial da tubulação e o encontro do líquido saindo do filme e sendo

absorvido em alta velocidade pelo pistão de líquido (BRAUNER E ULLMAN, 2004). Esses três mecanismos combinados fazem com que na região de esteira o líquido e as pequenas bolhas ali presentes se misturem formando uma região de recirculação em formato de toroide.

2.2.1.4 Velocidades superficiais das fases e da mistura.

A velocidade superficial de uma fase é a razão entre a vazão volumétrica e a área transversal da tubulação. Esse valor pode ser interpretado como a velocidade de uma fase se somente essa estiver escoando no duto.

$$J_L = q_L/A \quad (5)$$

$$J_G = q_G/A$$

A velocidade de mistura é a soma das duas vazões volumétricas das fases divididas pela área da seção transversal.

$$J = \frac{q_L + q_G}{A} = J_L + J_G \quad (6)$$

Partindo do balanço de massa na célula unitária:

$$J_G = \beta V_{GTB}(1 - H_{LTB}) + (1 - \beta)V_{GLS}(1 - H_{LLS}) \quad (7)$$

onde V_{GTB} e V_{GLS} são as velocidades do ar na região da bolha alongada de Taylor e na região do pistão de líquido respectivamente, como mostrado na Figura 8. O fator de intermitência, β , é a razão dos comprimentos da bolha alongada e da célula unitária.

$$\beta = L_B/L_U \quad (8)$$

Uma análise similar para o líquido leva à seguinte equação

$$J_L = (1 - \beta)V_{LLS}H_{LLS} - \beta V_{LTB}H_{LTB} \quad (9)$$

Onde V_{LLS} e V_{LTB} são as velocidades do líquido na região do pistão de líquido e na região da bolha alongada respectivamente.

2.2.1.5 Frequência da célula unitária (f).

O fator de intermitência (β) também pode ser expresso em termos da velocidade da bolha alongada e da frequência da célula unitária.

$$\beta = \frac{L_B}{L_B + L_S} = \frac{L_B}{V_{TB}/f} \quad (10)$$

A frequência quantifica a repetição da célula unitária no escoamento, sendo assim o inverso do tempo que uma célula unitária leva para passar por uma seção da tubulação.

$$f = 1/T_U \quad (11)$$

Por definição, o tempo total de passagem da célula unitária é a razão entre a velocidade da bolha alongada pelo comprimento da célula unitária.

$$f = \frac{V_{TB}}{L_B + L_S} \quad (12)$$

Existem alguns modelos que se baseiam em dados experimentais para definir a frequência em função de valores de entrada do experimento e das propriedades do fluido. As correlações apresentadas por Kaji *et al.* e por Legius (1997) para escoamento vertical adaptada de Heywood e Richardson (1979) para escoamento horizontal apresentam boas estimativas para a frequência.

$$f = \frac{J_G^{-0,75} J (0,74 J_L + 0,53)}{D \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,75}} \quad (13)$$

$$f = 0,0543 \frac{J_L}{J} \left(\frac{2,02}{D} + \frac{J^2}{gD}\right)^{1,02} \quad (14)$$

2.3 Estudos na literatura

Os estudos referentes ao escoamento vertical em golfadas podem ser analisados em função do método utilizado, sendo estes experimentais e numéricos.

2.3.1 Estudos experimentais

Davies e Taylor (1950) realizaram uma investigação experimental sobre a velocidade de ascensão da bolha em líquido estagnado. O estudo objetivou controlar a observação e aquisição de imagens de bolhas alongadas de mesmo tamanho. Desta maneira o perfil do nariz da bolha assim como a parte traseira dela, são estudados e medidos. Por meio das imagens capturadas a velocidade de ascensão da bolha em meio estagnado é obtida de forma experimental. Os autores propõem uma correlação para o cálculo da velocidade terminal da bolha (U_{∞}) em líquido estagnado e que é mostrada na equação 15, onde g é a força da gravidade e D é o diâmetro interno do duto.

$$U_{\infty} = 0,346\sqrt{gD} \quad (15)$$

Para determinar a velocidade terminal da bolha quando o líquido não está estagnado, Nicklin *et al.* (1962) desenvolveram um estudo acompanhando o movimento da bolha com uma câmera. A partir da inclinação da curva do gráfico posição *versus* tempo, a velocidade média da bolha foi determinada como a soma de duas parcelas, a da velocidade terminal da bolha em fluido estagnado mais o aporte da velocidade média do líquido U_L .

Segundo Nicklin *et al.* (1962), o parâmetro de distribuição (C_0) é definido como a razão entre a velocidade máxima do líquido e a média na tubulação. Os valores da constante de distribuição C_0 variam em função do número de Reynolds do líquido.

Segundo Bendixsen (1982), para número de Reynolds entre 5000 e 11000, ou seja, no regime turbulento, o valor da constante é 1,20; e para escoamento laminar com transição em 2100 o valor da constante é 2.

Vários autores têm se dedicado ao estudo experimental da velocidade terminal da bolha. Segundo Polonski *et al.* (1998) o valor da constante de distribuição varia não somente em função da inércia do escoamento, mas também está correlacionado com a viscosidade.

Segundo Gomez (2010) a constante de distribuição C_0 varia com o número de Reynolds entre os regimes turbulento e laminar. Para Frechou (1986), o número de Reynolds crítico foi encontrado no valor de $Re_c = 1000$. O autor propõe a seguinte correlação para C_0 para toda a faixa do número de Reynolds médio, onde o subscrito J se refere ao cálculo em função da velocidade de mistura.

$$C_0 = \frac{2,27}{1 + \left(\frac{Re_J}{Re_C}\right)^2} + \frac{1,20}{1 + \left(\frac{Re_C}{Re_J}\right)^2} \quad (16)$$

Bendiksen (1984) utilizou um aparato experimental de 10 m de comprimento, onde fez experimentos com diferentes ângulos de inclinação e com dutos de 19,2 e 50 mm de diâmetro interno. A tubulação era transparente ao longo da seção de teste. A aquisição de dados foi feita com instrumentação de detecção de fase do tipo eletrodo simples em uma estação e os dados de fração de vazio eram calculados por meio das imagens obtidas durante o experimento. Os resultados mostram que existe uma diferença significativa da velocidade terminal da bolha em líquido estagnado comparado com os resultados obtidos quando a fase líquida tem uma vazão preestabelecida.

Segundo Shoham (2005), a equação de Bendiksen (1984) para a velocidade de escorregamento combinada com a velocidade de ascensão da bolha de Nicklin *et al.* (1962) é uma boa aproximação para a velocidade terminal da bolha em escoamento ascendente vertical co-corrente, considerando-se a velocidade terminal da bolha em meio estagnado somando com a parcela da velocidade da mistura.

$$V_{TB} = C_0 J + 0,54\sqrt{gD}\cos\theta + 0,35\sqrt{gD}\sin\theta \quad (17)$$

Percebe-se que na equação anterior o primeiro termo é referente à velocidade da mistura relacionado com a constante de distribuição, e os outros termos são referentes à velocidade de escorregamento da bolha considerando os aportes para escoamento horizontal (BENJAMIN, 1968) e a parcela do escoamento vertical (DUMITRESCU, 1943). É interessante perceber que para escoamentos horizontais o último termo da Equação 17 se anula. De forma equivalente, quando o escoamento é vertical o segundo termo dessa equação é nulo.

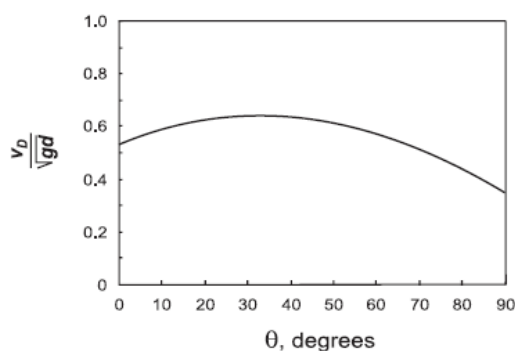
A velocidade terminal da bolha alongada é afetada por dois fatores: a velocidade do líquido à frente do nariz da bolha, e a velocidade induzida pela flutuação da bolha em líquido estagnado, ou seja, pela velocidade de escorregamento da bolha.

O parâmetro de escorregamento chamado de C_∞ está relacionado à velocidade terminal da bolha em líquido estagnado. Diversos autores têm encontrado valores muito próximos para a constante de escorregamento quando os fluidos

utilizados são ar e água (DAVIES E TAYLOR (1950) 0,346, GOLDSMITH E MASON (1962) 0,33-0,38, CLIFT *et al.* (1978) 0,33-0,36, POLONSKY *et al.* (1999) 0,351).

O comportamento da velocidade de escorregamento é apresentado na Figura 9 (BENDIKSEN, 1984) para diferentes inclinações da tubulação.

Figura 9: Variação da velocidade de escorregamento em função do ângulo de inclinação da tubulação.



Fonte: Shoham (2005)

Na Figura 9 percebe-se que o máximo valor ocorre entre a inclinação de 30 e 40 graus. Isso porque o espaço criado pelo filme nestas inclinações não é simétrico, deixando um espaço maior na parte superior do duto para drenar o líquido pelo espaço anular – ao contrário do que ocorre na posição vertical do duto, onde o espaço do filme é pequeno e simétrico, deixando uma espessura menor para a drenagem do líquido, e em consequência a vazão de líquido é menor (SHOHAM, 2005). O escorregamento no escoamento vertical depende principalmente do formato do nariz da bolha e do desenvolvimento do raio da curvatura deste até chegar na espessura de filme constante.

Talvy *et al.* (2000), realizaram experimentos em uma bancada de 4 m de comprimento com diâmetro interno de 25 mm. Os autores afirmam que o perfil de curvatura do nariz da bolha é afetado pelo pistão de líquido à frente. Da mesma maneira, o perfil geométrico da parte traseira da bolha de Taylor está relacionado com a intensidade das vazões de cada uma das fases.

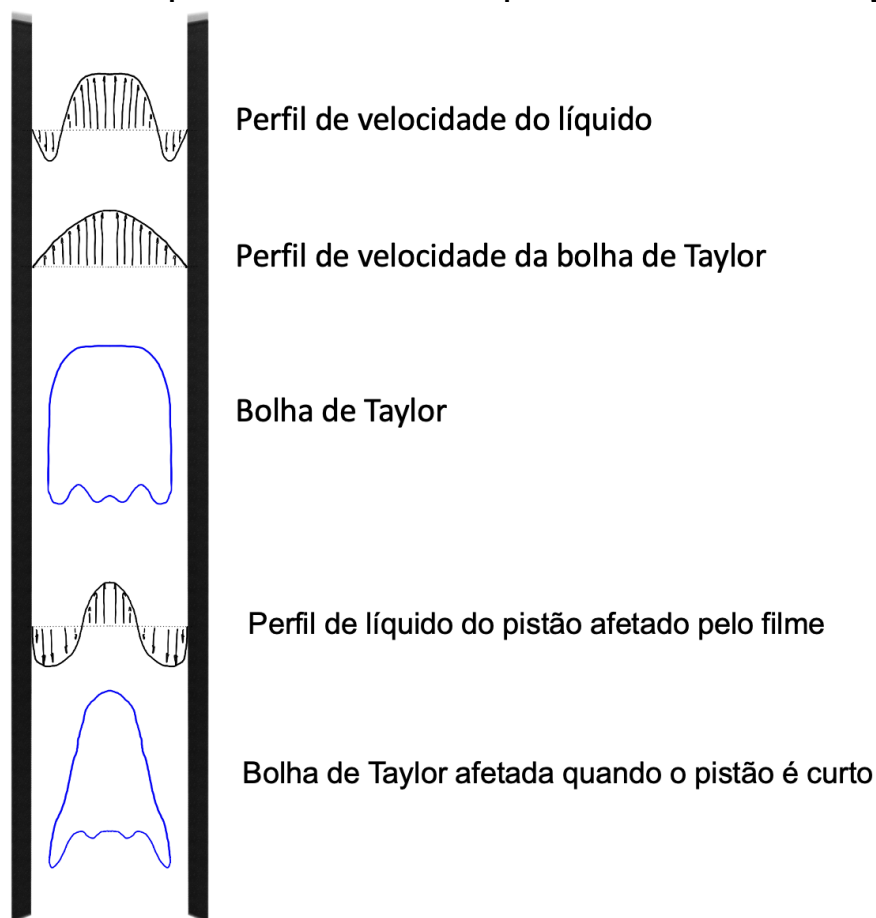
White e Beardmore (1962) fizeram numerosos experimentos, nos quais a inclusão de alguns parâmetros termo-físicos são de grande relevância. De forma empírica, fazem uma análise dos números adimensionais que regem ou não o escoamento. Os autores afirmam que os diversos parâmetros que regem o escoamento são: a aceleração da gravidade, o diâmetro interno da tubulação, as propriedades termo-físicas dos fluidos como peso específico, viscosidade e tensão

superficial, e as propriedades geométricas da bolha tais como a relação de aspecto. Esses são alguns dos parâmetros com os quais é possível caracterizar a hidrodinâmica do escoamento.

Existe uma relação entre cada uma das bolhas alongadas e o perfil de velocidade de líquido no pistão e como este vai determinar a transição e forma de uma bolha de Taylor. Quando as bolhas de Taylor estão espaçadas de forma significativa, o perfil turbulento da velocidade do líquido no pistão tem tempo suficiente para se restabelecer completamente antes que a próxima bolha de Taylor apareça.

Segundo Talvy *et al.* (2000), conforme a distância entre duas bolhas adjacentes diminui, ou seja, quando há o encurtamento do comprimento do pistão, a distribuição do perfil de velocidade no líquido pode ser severamente alterada pelo jato do filme em queda próximo à parede, desta forma deformando o nariz da bolha de Taylor, a princípio deixando-a com um raio de curvatura do nariz da bolha menor. Mas conforme a distância entre cada uma das bolhas vai se encurtando cada vez mais, o perfil bem definido do nariz da bolha alongada começa a ser afetado, podendo ocorrer bolhas cada vez mais distorcidas e não simétricas, conforme mostrado na Figura 10.

Figura 10: Interferência do perfil de velocidades do líquido no nariz da bolha de Taylor.



Fonte: Autoria própria (2023)

Há poucos dados no que diz respeito ao comprimento de estabilização dos pistões no escoamento em golfadas. Van Hout (2002) afirma que os pistões podem variar entre 5 e 50 vezes o diâmetro para chegar a um perfil de velocidade de líquido no pistão que não interfira no perfil geométrico do nariz da segunda bolha. Segundo Taitel *et al.* (1980) o comprimento mínimo para um pistão estável é de 16 vezes o diâmetro. Costigan e Whalley (1997) afirmam que os pistões ficam em torno de 20 vezes o diâmetro, podendo chegar até 40 vezes o diâmetro quando as velocidades de mistura são muito altas ($J > 3$ m/s).

A evolução do escoamento em golfadas tem sido estudada por vários autores. Van Hout (2002) estudou a evolução da velocidade da bolha no escoamento vertical em golfadas utilizando uma bancada experimental de 10 m de comprimento e diâmetros de 24 e 54 mm. Os autores observaram que conforme o escoamento avança dentro do duto o comprimento da bolha alongada e do pistão de líquido aumentam. Os resultados são apresentados com gráficos do tipo PDF (Função de Densidade de Probabilidade). Com estes gráficos é possível identificar a dispersão

dos valores obtidos no experimento, identificar possíveis *outliers* e localizar em que intervalo de valores estão concentrados os resultados obtidos das aquisições.

Kaji *et al.* (2009) mostram resultados da evolução do escoamento vertical em golfadas para os parâmetros de frequência, comprimento das estruturas e da fração de vazio do escoamento. Os resultados foram obtidos em duas bancadas experimentais, uma de 7 m de comprimento com 52,30 mm de diâmetro interno e em outra bancada de 3,50 m de comprimento com 51,20 mm de diâmetro interno. Os dados da evolução da fração de vazio foram obtidos por meio de sensores do tipo malha de eletrodos (WMS – *Wire Mesh Sensor*). Os autores propõem correlações para a frequência de passagem das estruturas em função do número de Strouhal ($St_G = fD/J_G$). Este número, segundo Abdulkadir (2020), ajuda na interpretação da estabilidade do escoamento em função da variação da frequência de passagem das estruturas do escoamento.

Saidj *et al.* (2014) utilizaram uma bancada com região de entrada de 5 m de comprimento, onde o escoamento passa por uma curva para ser direcionado para a seção de teste vertical com mais 5 m de comprimento. Ainda foi observado que o modelo de Nicklin *et al.* (1962) tem um bom comportamento para as velocidades da bolha de Taylor nas regiões do escoamento horizontal e vertical. Os autores observaram que o comprimento do pistão de líquido aumenta de forma significativa quando o escoamento passa da seção de testes horizontal para a vertical.

Azzopardi *et al.* (2015) utilizaram uma bancada experimental de 6 m de comprimento em tubulação de aço com 67 mm de diâmetro interno. Dados de fração de vazio, comprimento do pistão de líquido, frequência do escoamento e velocidade da bolha foram obtidos por meio de um sensor do tipo capacitivo que pode ser instalado internamente ou externamente à tubulação.

2.3.2 Estudos teóricos

Dumitrescu (1943) estudou teoricamente o problema de ascensão da bolha que foi mais tarde abordado por Davies e Taylor (1950) de forma experimental. Uma correlação para a velocidade de ascensão da bolha em líquido estagnado é proposta, assim como para o raio de curvatura do nariz da bolha.

Taitel *et al.* (1980) e Mishima e Ishii (1984) apresentaram correlações com as quais é possível determinar as condições nas quais cada padrão de escoamento entra na sua transição, propondo o mapa de fluxo. Mishima e Ishii diferem um pouco dos

resultados apresentados por Taitel *et al.* Estes indicam que o padrão de escoamento agitado é uma região de entrada ou desenvolvimento para o padrão de escoamento em golfadas. Mishima e Ishii propõem que o padrão de escoamento agitado é semelhante ao escoamento em golfadas com a região do pistão de líquido com fração de vazio maior e com velocidades de escoamento muito maiores.

Fernandes *et al.* (1983), Orell e Rembrand (1986), Sylvester (1987), Taitel e Barnea (1990) e Shoham *et al.* (2000) propõem modelos de célula unitária os quais são de ampla utilização para o cálculo de perda de carga em escoamento vertical em golfadas.

Orell e Rembrand (1986) propõem um modelo de cálculo de perda de carga para escoamento vertical em golfadas. A inclusão de uma modelagem mais detalhada na seção do pistão de líquido com alta fração de vazio resulta em resultados mais precisos em relação a estudos anteriores. Especificamente, observa-se uma redução no erro ao determinar a perda de carga, velocidade da bolha, comprimento das estruturas e frações de vazio quando comparados com os resultados experimentais.

Barnea e Taitel (1993) apresentaram um modelo para quantificar a estabilidade do escoamento vertical em golfadas a partir dos comprimentos do pistão de líquido. Os autores sugerem que o comprimento mínimo do pistão de líquido é de 1,50 vezes o comprimento do pistão de líquido estável e no máximo 4 vezes o comprimento máximo do pistão estável. Fernandes *et al.* (1983), Costigan e Whalley (1997) e Van Hout *et al.* (2003) afirmam que o comprimento do pistão de líquido varia entre 10D e 40D.

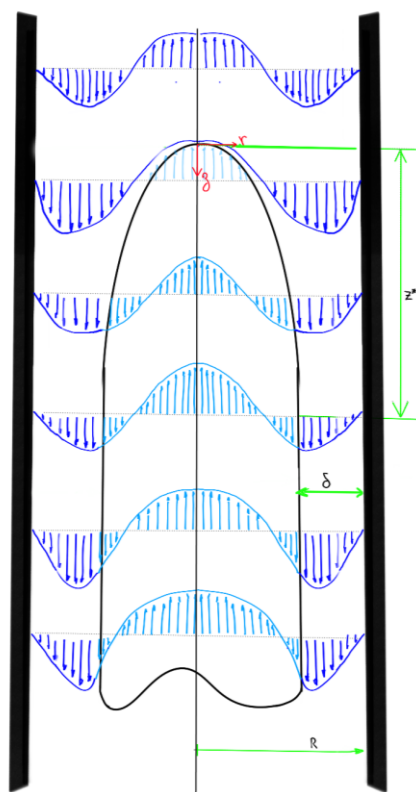
Barnea e Taitel (1993) indicam que no desenvolvimento do escoamento em golfadas a velocidade de ascensão da bolha de Taylor é afetada pelo pistão de líquido à frente de cada uma das bolhas. O escoamento de líquido em pistões curtos ainda não atinge o perfil de velocidade totalmente desenvolvido e faz com que as bolhas que seguem cada um destes pistões tenham velocidades maiores. Para isso eles propõem uma nova correlação para cálculo da velocidade da bolha, onde o comprimento dos pistões à frente da bolha de Taylor é considerado para calcular a velocidade de cada bolha alongada.

$$V_{TB} = (C_0 J + U_\infty) (1 + B e^{-\beta(L_{ls,f}/L_{ls})}) \quad (18)$$

Nesta equação, L_{ls} é o tamanho mínimo para um pistão de líquido estável, $L_{ls,f}$ é o tamanho do pistão à frente da bolha alongada, e as constantes B e β são iguais a 5,5 e 0,6, respectivamente, para um duto de 50 mm de diâmetro.

O perfil de velocidade do gás e do líquido é mostrado na Figura 11, onde é possível ver que o perfil de líquido é afetado pelo nariz da bolha que se avizinha. Ele sofre uma mudança gradativa de direção, mudando de ascendente para descendente. Percebe-se também que o líquido é alocado na parte anular entre a bolha de Taylor e a parede do duto. Espera-se que a velocidade do filme aumente devido à diminuição da seção.

Figura 11: Desenvolvimento do escoamento na região do filme e perfis de velocidade do gás na bolha de Taylor, e do líquido na região do filme.

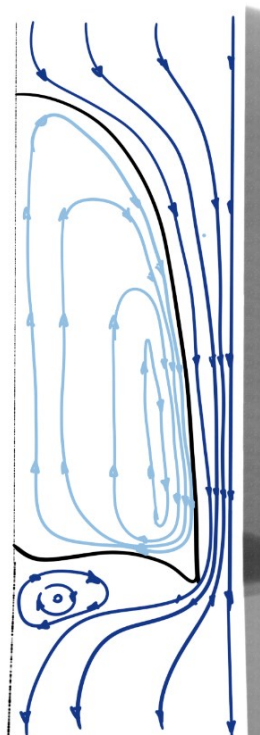


Fonte: Adaptado de Morgado et al. (2016).

Conforme o escoamento do filme líquido vai se afastando do nariz da bolha a espessura da camada limite da parede aumenta até um ponto no qual ele ocupa toda a região do filme, fazendo com que a contribuição da força gravitacional seja menor se comparada com aquela das forças viscosas (MORGADO et al., 2016).

Nogueira *et al.* (2006a) utilizam uma técnica híbrida entre a parte experimental utilizando PIV e modelos matemáticos para verificar como é o comportamento das linhas de corrente do escoamento em golfadas. O comportamento ou tendência das linhas de corrente de cada uma das fases é mostrado na Figura 12. O perfil de velocidades já foi mostrado na Figura 11.

Figura 12: Esquema das linhas de corrente de cada uma das fases no escoamento vertical bifásico em golfadas.



Fonte: Adaptado de Shemer (2003), Nogueira (2006b), Abdulkadir *et al.* (2015).

O perfil de velocidades do líquido na frente do nariz da bolha chega totalmente desenvolvido, e devido ao perfil do nariz da bolha, o líquido é forçado a se acomodar no espaço entre a bolha de Taylor e a parede, chamada de região de filme de líquido.

Após o final da bolha, isto é, na região de esteira, o líquido preenche mais uma vez a seção do duto, mas devido à mudança de seção entre a saída do setor de bolha e o pistão de líquido, a região mais voltada para o núcleo da tubulação cria recirculação. O filme líquido expande na região de esteira e cai como um jato na região do pistão de líquido. Esta região torna-se muito aerada logo após a passagem da golfada, com pequenas bolhas dispersas escoando de forma desordenada na parte traseira da bolha, que é a região da esteira. Polonsky *et al.* (1999) afirmam que esta região de mistura tem um formato de vórtex toroidal, e aos poucos o perfil de líquido se reestabelece na região do pistão. Finalmente o líquido escoar pela região de esteira,

e o perfil de velocidade do líquido se desenvolve ao longo do pistão de líquido, criando o padrão intermitente das golfadas (VAN HOUT *et al.*, 1992).

Na parte das linhas de corrente dentro da bolha, percebe-se uma tendência de formação de uma recirculação a qual gira no sentido das linhas de corrente do líquido mais próximas à parede do duto. É o sentido das linhas de corrente do líquido no filme que vai determinar o sentido da recirculação das linhas de corrente do gás dentro da bolha de Taylor.

Nogueira *et al.* (2006b) mostram por meio da técnica de velocimetria por imagem de partículas (PIV) que com números de Reynolds da mistura ($Re_j = \rho J D / \mu$) até 7000, o raio do nariz da bolha de Taylor diminui com o aumento da velocidade superficial do líquido, mas a variação é pequena, da ordem de 0,02 – 0,04 r/D

Os modelos teóricos utilizados para descrever o escoamento em golfadas requerem cuidadosas considerações e dados iniciais para calcular cada um dos parâmetros envolvidos. Além disso, é necessário estabelecer relações de fechamento adequadas a fim de obter o cálculo completo do modelo. Essas relações de fechamento podem ser embasadas em considerações físicas fundamentais, simplificações teóricas pertinentes ou correlações obtidas de forma empírica.

2.4 Fechamento

Neste capítulo foi apresentada uma breve revisão bibliográfica abordando os tópicos que estão relacionados com a caracterização do escoamento vertical em golfadas, desde os aspectos pelos quais o padrão de escoamento se estabelece (Dumitrescu, 1943, e Davies e Taylor, 1950) até as condições pelas quais o padrão deixa de existir após uma eventual transição de padrão (TAITEL *et al.*, 1980, MISHIMA E ISHII, 1984 e COSTIGAN E WHALLEY, 1997).

A maior parte dos estudos realizados baseia-se na análise dos números adimensionais apresentada por White e Beardmore (1962), e como ponto de partida os estudos subsequentes ainda fazem o estudo da hidrodinâmica da bolha com o líquido estagnado, dentre eles Brown (1965), Wallis (1969), Viana *et al.* (2003), Hayashi *et al.* (2010) e Kurimoto *et al.* (2013).

Outros autores abordaram o problema de escoamento co-corrente como Nicklin *et al.* (1962), indicando que a velocidade terminal da bolha é afetada pela velocidade do líquido. A partir deste ponto outros autores conseguiram validar o

modelo experimentalmente (BENDIKSEN, 1984; PINTO *et al.*, 2001; VAN HOUT *et al.*, 2002; NOGUEIRA *et al.*, 2006a) e numericamente (COLLINS *et al.*, 1978; MAO E DUKLER, 1991 e LU E PROSPERETTI, 2008).

Diferentes aspectos são abordados, tais como o comportamento dos perfis de velocidade em cada porção da célula unitária e o acompanhamento das linhas de corrente, que são pontos relevantes no estudo do escoamento em golfadas pois a interação das fases é de grande importância quando características mais específicas do escoamento devem ser estudadas tal como demonstrado por Fernandes *et al.* (1983) e Nogueira *et al.* (2006a).

O padrão de escoamento em golfadas apresenta uma grande perda de pressão devido à diminuição da coluna de água conforme o escoamento se desenvolve dentro do duto, fator relevante que afeta a evolução do escoamento diretamente na expansão das estruturas do escoamento. Conseqüentemente, a velocidade do escoamento assim como a frequência de passagem das estruturas é afetada. Espera-se que a conservação da massa associada à expansão das estruturas do escoamento aumente a velocidade do escoamento e mude de forma direta sua frequência, conforme mostrado por Barnea e Taitel (1993), Van Hout *et al.* (2002), Shemer (2003), Kaji *et al.* (2009), Saidj (2009) e Azzopardi *et al.* (2015); entre outros.

O padrão de escoamento em golfadas pode ser descrito como a combinação de dois padrões de escoamento que ocorrem de forma intermitente, o padrão de escoamento em bolhas (pistão de líquido) e o anular (bolha alongada) (Wallis, 1969). O estudo específico destas duas estruturas é de grande importância pois os fenômenos específicos podem estar relacionados com a interação entre a bolha de Taylor e o pistão de líquido. A bolha de Taylor é constituída pela existência de líquido na sua região anular e da fase gasosa concentrada na sua parte central, podendo ser considerada como padrão anular. Por outro lado, a passagem do pistão de líquido, constituída pelo líquido com pequenas bolhas dispersas, é considerada como o regime de bolhas dispersas.

Diversos autores estudaram de forma separada os fenômenos específicos do escoamento vertical em golfadas. Bendiksen (1984), Polonski *et al.* (1999) e Sousa *et al.* (2006) fizeram estudos analisando a região da bolha de Taylor, desta maneira apresentando resultados de perfis de nariz de bolha, perfis de velocidade e comportamento das linhas de corrente e distribuição de fração de vazão.

Outros autores realizaram estudos da região do pistão de líquido. Campos e Carvalho (1988), Van Hout *et al.* (1992) e Rosa e Sousa (2015) apresentaram resultados de distribuição de fração de vazio, estudo do comportamento da esteira e perfis de velocidade e comportamento de linhas de corrente na seção do líquido.

A evolução do escoamento foi estudada por alguns autores. Barnea e Taitel (1993) apresentam um seguimento da evolução do comprimento do pistão de líquido, indicando que existe um aumento deste comprimento conforme o escoamento se desenvolve dentro do duto. Van Hout *et al.* (2002) apresentam histogramas dos comprimentos da bolha alongada e do pistão de líquido, mostrando que existe expansão considerável das estruturas conforme o escoamento avança dentro da tubulação. Por meio dos histogramas os autores mostram como a distribuição dos dados obtidos se organiza conforme o escoamento se afasta da região de entrada. Por meio de histogramas, Shemer (2003) identificou que o escoamento em golfadas depende muito do comprimento bem estabelecido do pistão de líquido, indicando a aceleração das bolhas alongadas quando estas são afetadas por pistões curtos. Kaji *et al.* (2009), Saidj *et al.* (2014) e Azzopardi *et al.* (2015) indicam que existe aumento das velocidades da bolha, e fizeram estudos da mudança da frequência de passagem da célula unitária ao longo do escoamento. É importante verificar que, nestes estudos citados, os parâmetros característicos foram analisados de forma isolada. Ainda, como estes podem interferir um com o outro conforme o escoamento se desenvolve no duto e como a mudança do diâmetro interfere nos parâmetros característicos do escoamento em golfadas.

A Tabela 1 exibe um resumo com algumas das principais pesquisas elaboradas sobre o escoamento vertical em golfadas.

Tabela 1: Principais estudos publicados na área de escoamento vertical em golfadas, organizados cronologicamente

Autor	Ano	Descrição
Dumitrescu	1943	Estudo da caracterização de uma bolha alongada.
Davies e Taylor	1950	Estudo da velocidade de ascensão da bolha.
Wallis e Griffith	1961	Mapa de fluxo do escoamento vertical em golfadas em escoamento co-corrente.
Moïssis e Griffith	1962	Cinemática de uma bolha alongada em diferentes fluidos de estagnação.

Nicklin, Wilkes, Davidson	1962	Estudo hidrodinâmico de uma bolha alongada em escoamento co-corrente
White e Beardmore	1962	Estudo da hidrodinâmica de uma bolha em vários fluidos de estagnação
Wallis	1969	Estudo do escoamento vertical bifásico, modelo de <i>Drift Flux</i>
Taitel, Barnea e Dukler	1980	Estudo dos mecanismos de transição do escoamento vertical bifásico, mapa de fluxo
Bendiksen	1982	Modelo hidrodinâmico do escoamento de bolhas alongadas
Fernandes <i>et al.</i>	1983	Modelo hidrodinâmico do escoamento
Bendiksen	1984	Caracterização do escoamento em golfadas
Mishima, Ishii	1984	Descrição do escoamento, transições e mapa de fluxo de escoamento vertical
Orel e Rembrand	1984	Modelo de perda de pressão da célula unitária
Sylvester	1987	Modelo para escoamento em golfadas
Taitel e Barnea	1990	Modelo unificado do escoamento em golfadas
Barnea e Taitel	1993	Evolução do escoamento e distribuição dos resultados em escoamento em golfadas
Costigan e Whalley	1997	Identificação dos padrões de escoamento por meio de análise estatística da fração de vazio
Polonsky <i>et al.</i>	1999	Estudo do perfil da bolha de Taylor
Talvy <i>et al.</i>	2000	Interação entre duas bolhas de Taylor consecutivas
Van Hout <i>et al.</i>	2002	Estudos relacionados à evolução do escoamento
Shemer	2003	Distribuição dos parâmetros característicos estatísticos
Shoham	2005	Estudo de diversos modelos para escoamento multifásico
Nogueira <i>et al.</i>	2006	Estudo da região de esteira e nariz da bolha de Taylor

Da Silva	2007	Estudo em golfadas com instrumento WMS
Kaji <i>et al.</i>	2009	Evolução do escoamento e distribuição dos resultados
Saidj <i>et al.</i>	2014	Análise da distribuição e evolução da fração de vazio
Azzopardi <i>et al.</i>	2015	Estudo da distribuição dos parâmetros característicos
Rosa e Souza	2015	Distribuição da fração de vazio na região do pistão
Morgado <i>et al.</i>	2016	Revisão detalhada do escoamento vertical em golfadas
Abdulkadir <i>et al.</i>	2020	Características da transição do escoamento em golfadas

Fonte: A autoria própria (2023)

3 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

Este capítulo apresenta a metodologia experimental desenvolvida para investigar a influência do diâmetro na evolução do escoamento líquido-gás vertical em golfadas. Na seção 3.1, é fornecida uma descrição detalhada do circuito experimental. A seção 3.2 abrange uma visão geral da instrumentação utilizada. Em seguida, são discutidos o processamento dos dados experimentais, o procedimento experimental e a grade de testes utilizada.

3.1 Descrição do circuito experimental

A bancada experimental, mostrada esquematicamente na Figura 13, encontra-se no Núcleo de Escoamento Multifásico (NUEM) da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR-CT) em Curitiba. Ela se constitui de um trecho horizontal de 10,70 m e um trecho de teste vertical com 14,30 m de altura. Os dois trechos, horizontal e vertical, estão construídos em tubulação de acrílico transparente, para facilitar a observação da evolução e desenvolvimento do escoamento.

Os diâmetros internos utilizados nos dois trechos, horizontal e vertical são de 26, 40,8 e 50 mm. Essa tubulação é alimentada por duas linhas distintas, uma de líquido (água) e outra de gás (ar comprimido). Essas linhas convergem no misturador, que consiste em um tubo com um orifício posicionado na parte superior, por onde o gás é injetado.

A bomba utilizada para o escoamento líquido é da marca *Thebe*® com vazão máxima de 60 m³/h e altura máxima de 56 m.c.a.

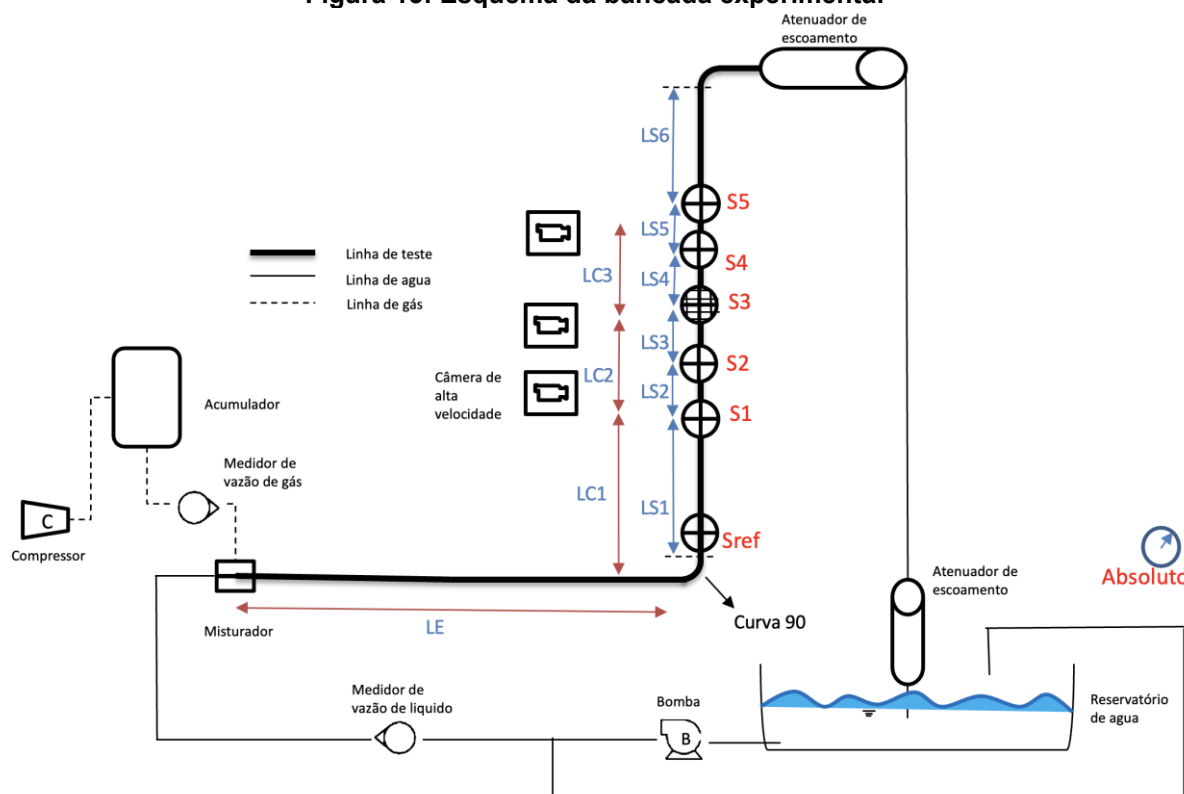
O ar comprimido é suprido por um compressor de marca *Kaeser*® do tipo parafuso com potência de 18,50 kW que atinge uma vazão máxima de 2,50 m³/min a uma pressão máxima de 15 bar. O ar comprimido é armazenado em um vaso acumulador a partir do qual a bancada experimental é alimentada.

No início das linhas de líquido e gás foram instalados medidores de vazão por efeito Coriolis para monitoramento e controle da vazão mássica de cada uma das fases, assim também como a temperatura e massa específica. No total foram utilizados quatro (4) medidores de vazão por efeito Coriolis, separados em medidores de alta e de baixa vazão para cada uma das fases. As maiores incertezas percentuais

nas medições das vazões mássicas de gás e de líquido são de $\pm 1,59\%$ e $\pm 0,72\%$ respectivamente.

No início de cada experimento é ajustada uma vazão de água vinda do reservatório. Um inversor de frequência controla a vazão de água em função da rotação da bomba. Essa vazão é corrigida por retroalimentação com a informação obtida dos medidores de vazão.

Figura 13: Esquema da bancada experimental



Fonte: Autoria própria (2023)

Logo em seguida, a vazão de ar comprimido é ajustada por meio de uma válvula agulha, instalada na entrada da linha de ar e antes do medidor de vazão do tipo Coriolis. A vazão de ar comprimido é corrigida pela leitura de pressão obtida no início da seção de teste vertical (S_{ref} , mostrado na Figura 13), considerando o ar como gás ideal.

Na seção do misturador, a montante, estão instaladas válvulas de retenção de líquido e de ar comprimido, desta forma o escoamento é mantido em uma direção somente.

Os instrumentos utilizados para monitorar a detecção de fase são sensores condutivos de dois fios (DOS SANTOS *et al.*, 2018) S1, S2, S4, S5; e um sensor capacitivo do tipo *Wire Mesh* (DA SILVA, 2007) S3, mostrados na Figura 13. Os

sensores estão localizados na seção de teste vertical e as distâncias entre cada um deles estão indicadas na Tabela 2 onde D1, D2 e D3 se referem aos diâmetros internos de 26, 40,8 e 50 mm respectivamente. As siglas LS1 até LS6 se referem às distâncias entre o início do trecho vertical e S1, entre S1 e S2, S2 e S3, S3 e S4, S4 e S5 e entre S5 e o fim do trecho vertical, direcionando o escoamento para a curva de saída do escoamento onde este é direcionado para o atenuador de escoamento e separador de fases na parte superior da bancada.

O trecho vertical está localizado entre duas curvas de 90 graus, sendo o final da curva de 90 graus do trecho horizontal e o início da curva de 90 graus que direciona o escoamento para o separador. É importante ressaltar que, ao mencionar as distâncias (exceto LE), elas se referem especificamente ao trecho vertical, sem considerar as curvas de 90 graus adjacentes.

Tabela 2: Distanciamento entre cada sensor para cada diâmetro interno utilizado em mm.

	D1	D2	D3
LS1	3909	4039	4040
LS2	1800	1888	1887
LS3	2123	2302	2302
LS4	1799	1882	1882
LS5	1616	1531	1531
LS6	3010	2615	2615
LC1	544	3739	3740
LC2	6988	4190	4189
LC3	2571	3113	3113
LE	10637	10637	10637

Fonte: Autoria própria (2023)

Uma câmera de alta taxa de aquisição de imagens, modelo IDT X-Series Motion Pro X3, foi utilizada para monitoramento do experimento visando o estudo e visualização de fenômenos locais. A câmera possui uma taxa máxima de aquisição de imagens de 1040 imagens por segundo com resolução de 1280x1024. O comprimento de entrada e desenvolvimento do escoamento da seção horizontal (LE), assim como, as distâncias entre o início do escoamento vertical e as posições de instalação da câmera (LC1, LC2 e LC3), estão mostrados na Figura 13. Nos experimentos a taxa de aquisição foi delimitada pela capacidade de armazenamento da câmera em valores entre 100 e 200 imagens por segundo, podendo fazer aquisições dos experimentos entre 10 e 30 segundos.

O escoamento bifásico teve sua saída realizada em condições de pressão e temperatura ambiente. O escoamento é direcionado para o primeiro atenuador de escoamento, localizado na parte superior da bancada. Posteriormente, por meio da linha de retorno, o escoamento passa pelo segundo atenuador, localizado na parte inferior da bancada, antes de retornar ao reservatório.

O monitoramento de cada um dos experimentos foi feito através de protocolo de comunicação *Fieldbus* para os medidores de vazão mássica por efeito Coriolis e através do sinal de corrente 4 a 20 mA para os sensores de pressão. Todos os dados foram adquiridos e controlados através de uma rotina implementada no software LabView®.

Os sensores de detecção de fase têm o seu próprio software de aquisição e acompanhamento de dados (NEXUS), os quais são armazenados e posteriormente processados no programa Matlab® para criação de estruturas de dados e análise dos resultados experimentais.

3.2 Instrumentos de detecção de fases

Sensores de pressão, temperatura e vazão são amplamente utilizados para identificar o padrão de escoamento em um trecho da tubulação. Com o avanço das técnicas de aquisição de dados, o monitoramento do escoamento se tornou possível mesmo quando a visualização direta não é viável, impulsionando o desenvolvimento de instrumentos de detecção de fases.

Um sensor de detecção de fase permite identificar e armazenar os dados de passagem das estruturas da golfada por meio do sinal de potencial elétrico.

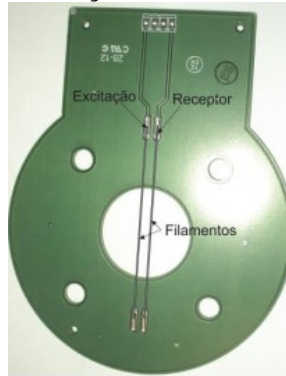
Com mais um sensor de detecção de fase similar, à jusante, é possível se obter informação temporal e de evolução dos diversos fenômenos dentro da tubulação.

3.2.1 Sensor resistivo de dois fios

O princípio de funcionamento se baseia no conceito de condução de corrente em fluidos não-isolantes sendo medida a impedância dos fluidos que estão escoando dentro da tubulação.

Em um sensor de dois fios, um deles emitirá o sinal (fio de excitação), e o outro receberá este sinal (fio de recepção) como mostrado na Figura 14.

Figura 14: Sensor de detecção de fase do tipo dois fios



Fonte: Alves (2015)

Dependendo da quantidade de líquido, que é o meio condutor do sinal elétrico, o fio receptor lê um sinal correspondente à quantidade deste fluido que está escoando na tubulação, o qual pode ser avaliado posteriormente para calcular o *holdup* de líquido (H_L). O sinal obtido é diretamente proporcional à quantidade de líquido que passa na tubulação numa seção transversal do duto. Usando-se outra placa com outro par de fios, de excitação e de recepção, a uma distância conhecida à jusante, além de obter informação do desenvolvimento do escoamento, através dos dois sinais, é possível determinar a velocidade de cada uma das fases.

As séries temporais obtidas pelos sensores de detecção de fase do tipo de dois fios trazem informação de potencial elétrico. A relação utilizada para normalizar a série temporal e obter a fração de vazio (α) é:

$$\alpha = \frac{(V_{cal} - V)^2}{V_{cal}^2} \quad (19)$$

Esta relação está ligada ao sinal de potencial obtido pela passagem de líquido dentro do duto. Sendo assim, ela é a razão entre a área de gás e a área total, onde V_{cal} é o potencial obtido na calibração de tubo cheio e V é o potencial obtido na medição.

3.2.2 Sensor capacitivo de fios múltiplos *Wire Mesh* (WMS)

O sensor de malha de eletrodos (*Wire Mesh*) utilizado neste estudo é constituído por dois planos de eletrodos com espessura de 0,12 mm de diâmetro ocupando toda a região transversal do duto. Cada um desses planos é montado com

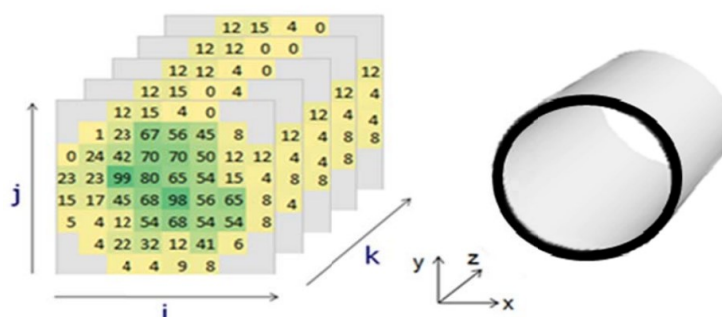
um ângulo de 90° e estão separados na direção axial por uma distância de 1,50 mm, formando assim uma grade de eletrodos.

Os sensores tipo *Wire Mesh* pertencem às técnicas de reconstrução de imagem de escoamentos multifásicos com boa resolução espacial e alta taxa de aquisição. Os fios são posicionados de tal maneira a formar uma rede que mede ponto a ponto a passagem ou não do escoamento. Quando duas placas de *Wire Mesh* estão separadas na direção axial por uma distância conhecida, de maneira similar aos sensores de dois fios, informações de velocidade podem ser obtidas. Essas medidas podem ser analisadas para obter informações do escoamento bifásico como fração de vazio e velocidade de cada uma das fases (DA SILVA, 2007).

O sensor do tipo WMS capacitivo utilizado na bancada experimental utiliza o princípio de medição da permissividade elétrica para distinguir as fases envolvidas. Utilizando dois planos de redes, o primeiro de emissores e o segundo de receptores, pode-se fazer a reconstrução do escoamento, após fazer a calibração do sistema, bem como calcular a capacitância da substância sendo medida (DIAS *et al.*, 2021).

A eletrônica do sistema mede a distribuição de permissividade na seção transversal do duto utilizando um mecanismo de multiplexação de canais. Esse mecanismo permite a excitação de um fio do sensor, enquanto todos os demais fios receptores são lidos. Esse ciclo se repete até realizar uma medição completa de todos os pontos de cruzamento do sensor. O resultado obtido é uma matriz contendo valores de fração de vazio ao longo da seção transversal do duto, como mostrado na Figura 15.

Figura 15: Esquema de aquisição dos dados de fração de vazio na seção transversal do duto por meio do sensor de malha de eletrodos (WMS).



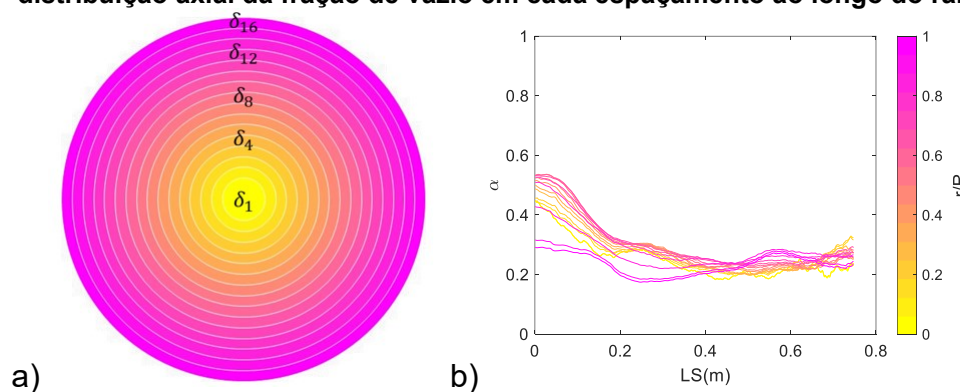
Fonte: Dos Santos *et al.* (2015)

Assim, é possível reconstruir o escoamento com alta resolução espacial e temporal. O resultado é uma matriz de dados em três dimensões contendo a fração

de fase. Através do processamento, é possível extrair diversos parâmetros da estrutura, como a identificação espacial das bolhas, que por sua vez permitem calcular seu tamanho, quantidade e forma.

A Figura 16.a mostra o esquema de divisão na direção radial para o processamento dos dados do WMS. Foram realizadas dezesseis (16) divisões radiais (δ_i) a partir das quais é possível conduzir uma análise da distribuição da fração de vazio ao longo das estruturas. A Figura 16.b mostra a distribuição da fração de vazio na direção axial do escoamento, sendo que cada curva representa um espaçamento na direção radial do duto.

Figura 16: a) Esquema de divisão na direção radial para o tratamento do sinal WMS. b) distribuição axial da fração de vazio em cada espaçamento ao longo do raio.



Fonte: Autoria própria (2023)

A fração de vazio perto da parede é nula, com total ausência de bolhas. Nos resultados apresentados a fração de vazio não atinge o valor nulo nas posições perto da parede ($r/R=1$), porque os dados obtidos do WMS são divididos em sub-regiões ao longo da direção radial devido à limitação da quantidade de fios nas placas. O processamento foi feito para dezesseis (16) regiões para todos os diâmetros, sendo assim a resolução dos espaçamentos ficaram em 0,8125, 1,275 e 1,5625 mm para os diâmetros internos de 26, 40,8 e 50 mm respectivamente.

3.2.3 Câmera de alta taxa de aquisição de imagens

A câmera utilizada para obter as imagens em alta qualidade com uma taxa alta de aquisição é do modelo *IDT X-Series MotionPro X3*. A máxima resolução das imagens obtidas é de 1280x1024 pixels com uma taxa de 1040 imagens por segundo. As configurações das imagens obtidas tais como tempo de exposição de luz e o número de frames obtidos é manipulado por meio do *software* da mesma câmera. O

foco da lente ao objetivo é manipulado manualmente. Com a câmera de alta taxa de aquisição de imagens é possível observar as diversas estruturas dentro do duto, possíveis fenômenos antes não percebidos e a evolução do escoamento ao longo da tubulação.

O lugar de instalação da câmera é sempre antes dos sensores de detecção de fase (sensor de dois fios e WMS), evitando desta maneira que as imagens obtidas estejam alteradas pela passagem através do sensor.

A aquisição das imagens para os pontos experimentais variou entre 100 e 200 frames por segundo, em função da velocidade de mistura de cada experimento, e limitada pela capacidade de armazenamento da câmera.

3.3 Processamento de dados

Os dados estatísticos obtidos de cada um dos experimentos contêm informações do escoamento como velocidade das bolhas que estão escoando dentro da tubulação, assim como também como informações de frações de vazio ao longo dos experimentos.

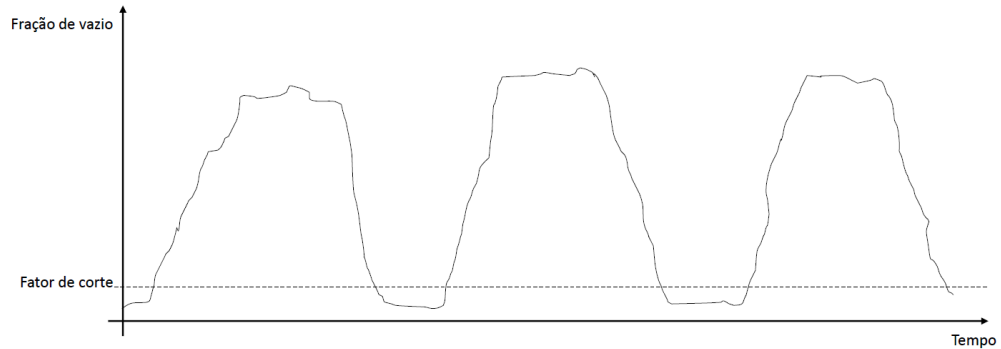
3.3.1 Sinal obtido dos sensores de detecção de fase

O sinal captado pelos sensores de detecção de fase (WMS e dois fios) representa a impedância do escoamento na seção transversal em um determinado momento. Esse sinal de potencial elétrico é então calibrado para fornecer informações sobre a quantidade de ar e água presentes na tubulação, ou seja, ele indica a fração de vazio do fluxo.

Segundo Barros (2019) quando se tem um sinal de escoamento monofásico de água dentro da tubulação é possível calibrar o sinal obtido como sendo de passagem de líquido na sua totalidade. Da mesma maneira, quando o escoamento monofásico de ar está presente dentro da tubulação a calibração do sinal obtido é referente à passagem de somente ar dentro da tubulação.

Na Figura 17 apresenta-se o resultado esquemático de uma série temporal do potencial elétrico do padrão de escoamento em golfadas.

Figura 17: Esquema de série temporal com fator de corte



Fonte: Autoria própria (2023)

Percebe-se que existe uma linha tracejada a qual é chamada de fator de corte, com a qual é discriminada a passagem de bolha alongada ou de pistão de líquido, assim como apresentado por Bertola (2003).

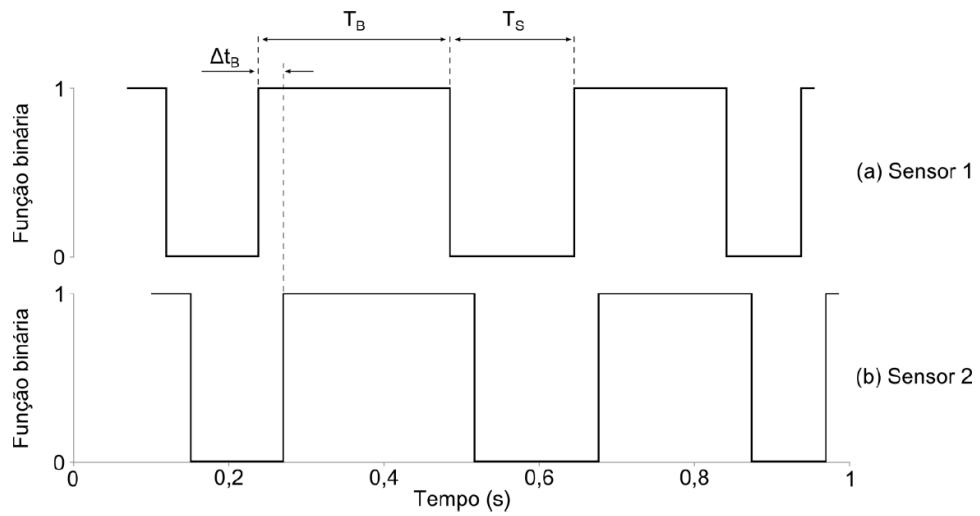
O fator de corte é escolhido a partir da mesma série temporal e considerando-se as velocidades superficiais de cada uma das fases, com o objetivo de se transformar a série temporal em um sinal binário de passagem de bolhas alongadas e pistão líquido. Se os valores da série temporal forem menores que o fator de corte, é considerado que o pistão de líquido está passando no sensor, e se os valores da série forem maiores que o fator de corte, isto indica que a estrutura de bolha alongada está passando no sensor de detecção de fase (DOS SANTOS *et al.*, 2018). A seguinte equação simplifica a transformação da série temporal em um sinal binário.

$$u(\alpha, t) = \begin{cases} 0; & \text{se } \alpha < FC \\ 1; & \text{se } \alpha > FC \end{cases} \quad (20)$$

onde u é o potencial elétrico, α é a fração de vazio, t o tempo e FC o valor do fator de corte.

Segundo Nydal (1991) o sinal obtido do par de sensores de dois fios afastados por uma distância conhecida é necessário para a obtenção da velocidade da bolha de Taylor, assim como da cauda da mesma. Nesse contexto, as informações obtidas de um gráfico binário da série temporal são as defasagens da detecção da bolha (Δt_B) e do pistão de líquido (Δt_S) entre os sensores 1 e 2, como mostrado na Figura 18.

Figura 18: Série temporal binária.



Fonte: Alves (2015)

Cada estação de medição é composta de um par de sensores de dois fios afastados por uma distância conhecida (d_S), pela qual informações da passagem das estruturas são obtidas em função do tempo.

$$V_B = \frac{d_S}{\Delta t_B} \quad (21)$$

Com a hipótese de Fabre (2003) a qual considera que as estruturas das golfadas escoam dentro do duto à mesma velocidade (V_B), é possível encontrar os comprimentos de bolha alongada (L_B) e do pistão de líquido (L_S) a partir do tempo de passagem da bolha (T_B) e do pistão de líquido (T_S).

$$L_B = V_B T_B \quad (22)$$

$$L_S = V_B T_S$$

Determinam-se a fração de vazio e o *holdup* dentro da tubulação pela média aritmética dos valores dos sinais nas respectivas regiões.

$$\alpha = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \alpha_i$$

$$H_L = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m H_{L_i}$$
(23)

Onde n refere-se à quantidade de ocorrências da passagem da bolha alongada, enquanto m refere-se à quantidade de ocorrências da passagem do pistão de líquido.

A frequência foi encontrada por meio do cálculo da média harmônica da razão entre a velocidade da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária ($L_U = L_S + L_B$).

$$f = \frac{n}{\sum_{i=1}^n \frac{L_{U_i}}{V_{B_i}}}$$
(24)

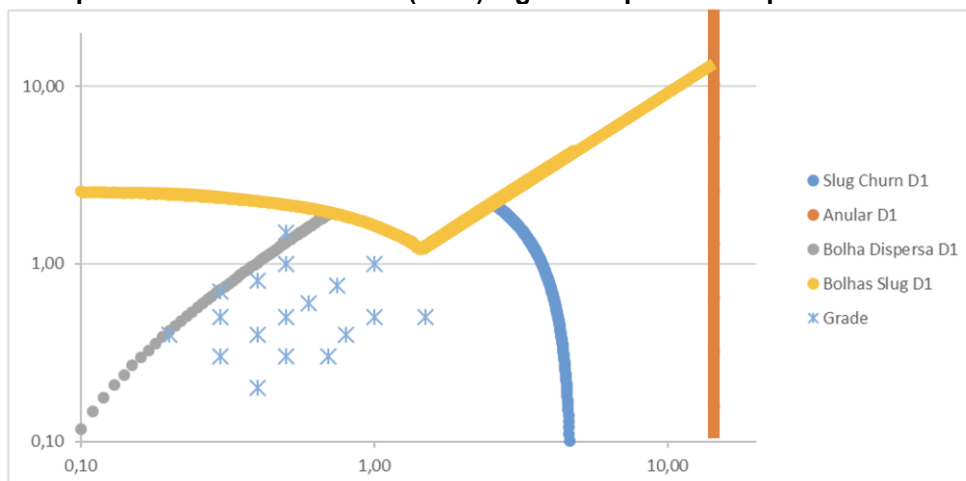
Para obter informações mais detalhadas sobre o processamento do sinal, recomenda-se consultar o Apêndice A (pag. 144), onde são apresentados os procedimentos e as técnicas utilizadas.

3.4 Procedimento experimental

A grade de teste utilizada para os experimentos foi escolhida considerando-se o mapa de fluxo apresentado por Taitel *et al.* (1980), procurando combinações de velocidades superficiais das fases que estejam dentro do envelope determinado para as golfadas.

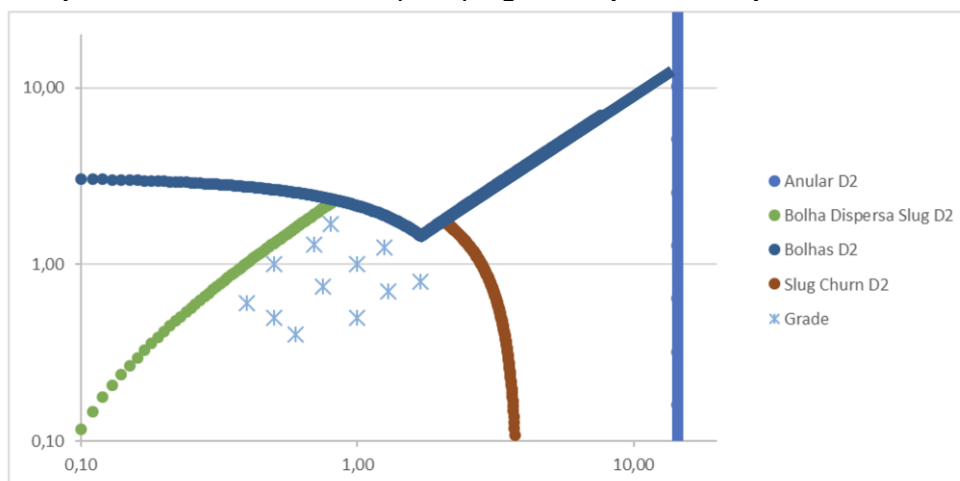
As curvas de transição apresentadas por Taitel *et al.* (1980) indicam que o escoamento depende fortemente das velocidades superficiais do gás e do líquido, assim como do diâmetro da tubulação. Os pontos experimentais são mostrados nas Figura 19, Figura 20 e Figura 21.

Figura 19: Mapa de fluxo de Taitel *et al.* (1980) e grade experimental para diâmetro de 26 mm.



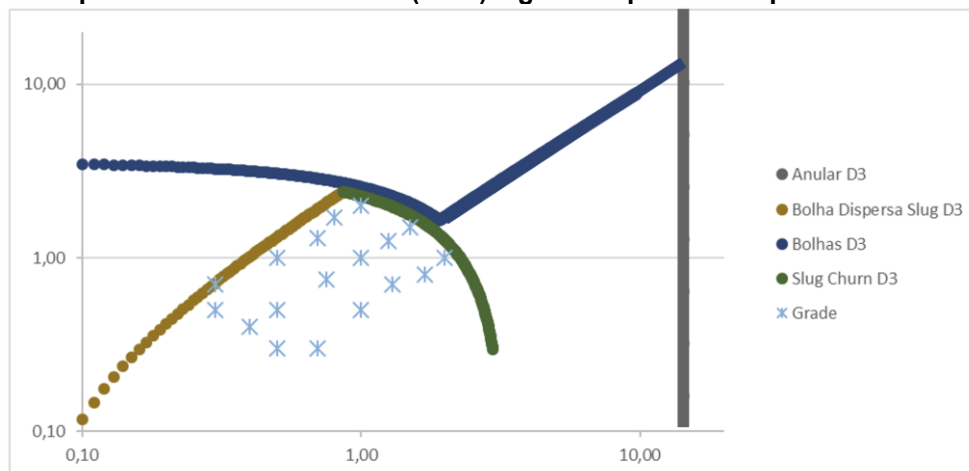
Fonte: autoria própria (2023)

Figura 20: Mapa de fluxo de Taitel *et al.* (1980) e grade experimental para diâmetro de 40,8 mm.



Fonte: autoria própria (2023)

Figura 21: Mapa de fluxo de Taitel *et al.* (1980) e grade experimental para diâmetro de 50 mm.



Fonte: autoria própria (2023)

No total foram feitas 50 combinações de velocidade superficial de gás e de líquido, sendo elas 20 para 26 mm, 12 para 40,8 mm e 18 para 50 mm de diâmetro interno. A grade de testes para cada diâmetro é mostrada na Tabela 3.

Tabela 3: Grade de testes utilizada para os diâmetros internos de 26, 40,8 e 50 mm.

	D1=26 mm		D2=40,8 mm		D3=50 mm	
	J_G[m/s]	J_L[m/s]	J_G[m/s]	J_L[m/s]	J_G[m/s]	J_L[m/s]
P01	0,30	0,30	0,50	0,50	0,40	0,40
P02	0,20	0,40	0,60	0,40	0,30	0,50
P03	0,40	0,20	0,40	0,60	0,50	0,30
P04	0,40	0,40	0,75	0,75	0,50	0,50
P05	0,30	0,50	1,00	0,50	0,60	0,40
P06	0,50	0,30	0,50	1,00	0,40	0,60
P07	0,50	0,50	1,00	1,00	0,75	0,75
P08	0,30	0,70	1,30	0,70	1,00	0,50
P09	0,70	0,30	0,70	1,30	0,50	1,00
P10	0,60	0,60	1,25	1,25	1,00	1,00
P11	0,80	0,40	1,70	0,80	1,30	0,70
P12	0,40	0,80	0,80	1,70	0,70	1,30
P13	0,75	0,75			1,25	1,25
P14	1,00	0,50			1,70	0,80
P15	0,50	1,00			0,80	1,70
P16	1,00	1,00			1,50	1,50
P17	0,50	1,50			1,00	2,00
P18	1,50	0,50			2,00	1,00
P19	1,30	0,70				
P20	0,70	1,30				

Fonte: Autoria própria (2023)

Os testes para cada ponto experimental precisam de uma referência quanto à resposta dos sensores para escoamento de líquido ou de gás. Para isso uma calibração prévia deve ser feita, através de uma medição monofásica de líquido a qual vai se relacionar a um determinado potencial. Esta medição é necessária para calibrar os sensores de dois fios e WMS; e uma medição de somente gás é necessária para a calibração do WMS.

A vazão de líquido é ajustada por meio da leitura do medidor de vazão o qual, por meio de retroalimentação, controla a rotação da bomba.

Em seguida a vazão de gás é controlada de maneira manual por uma válvula do tipo agulha.

A vazão de ar comprimido é ajustada em função da pressão monitorada no primeiro sensor da seção vertical, ilustrado no esquema do experimento (S_{ref} da Figura 13).

Para o monitoramento das pressões ao longo da linha de teste, assim como o controle das vazões de água e de ar, o programa *LabView*® é utilizado com uma rotina de atualização de dados de pressão do escoamento e ajuste da vazão das fases.

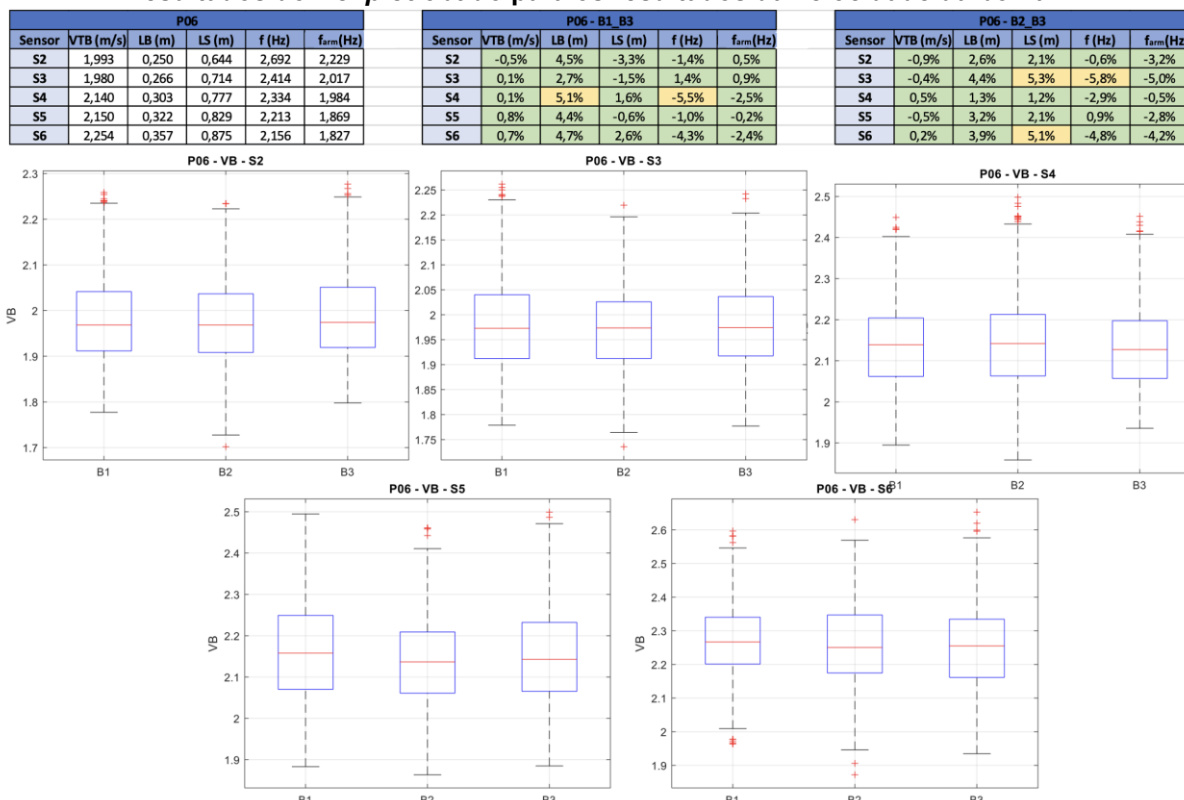
Para a aquisição das séries temporais do potencial dos sensores de detecção de fase, um *software* elaborado no próprio NUEM foi implementado chamado NEXUS. Posteriormente, essas séries temporais são processadas no *software* comercial *Matlab*® onde as estruturas da golfada são identificadas.

O processo de calibração para cada ponto experimental se torna necessário pois a impedância do líquido muda de acordo com a temperatura. Sendo assim, a variação de temperatura deve ser menor que 0,5 K para que a resposta dos sensores de detecção de fase não fique saturada.

Cada ponto experimental foi repetido três vezes, obtendo três baterias de teste, na expectativa que o erro relativo dos resultados obtidos entre cada uma das baterias seja inferior a 5%. Na Figura 22 é mostrada a comparação dos resultados obtidos para o ponto experimental P06 do diâmetro interno de 40,8 mm. Os resultados mostrados na primeira tabela são referentes à média obtida em cada parâmetro característico do escoamento em golfadas (velocidade da bolha, comprimento da bolha alongada e pistão de líquido e frequência do escoamento), e as outras duas tabelas mostram o erro relativo entre cada bateria, comparando assim os resultados das três baterias.

Foi realizada a comparação para cada parâmetro característico utilizando-se gráficos de caixa (*Boxplot*) mostrados na Figura 22. Com estes gráficos é possível identificar se houve dispersão dos dados obtidos e possíveis flutuações nos resultados. Após a comparação entre as baterias, foi escolhida a bateria de teste que representa estatisticamente o resultado com menor variação e menor erro relativo entre cada uma das baterias.

Figura 22: Comparação entre as três baterias realizadas para o ponto experimental P06, e resultados do *Boxplot* obtido para os resultados da velocidade da bolha.



Fonte: Autoria própria (2023)

O cálculo das incertezas é apresentado no Apêndice B

3.5 Fechamento

Neste capítulo, foram apresentadas a configuração da bancada experimental, a metodologia de processamento dos dados experimentais e os instrumentos utilizados. Além disso, foi detalhado o procedimento adotado para estabelecer cada ponto experimental.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

As análises dos resultados obtidos são divididas em quatro partes. A primeira parte aborda as imagens capturadas pela câmera de alta velocidade, proporcionando uma análise fenomenológica com base nessas imagens. Essa análise revela tendências de comportamento do escoamento de acordo com as condições especificadas. Na segunda parte são apresentados os resultados médios obtidos em todos os sensores ao longo da seção de teste. A terceira parte dos resultados apresentados é referente à evolução do escoamento e à distribuição estatística dos resultados obtidos. Finalmente, pontos específicos onde diversos fenômenos encontrados são analisados (esteira, fração de vazio) são abordados na quarta e última parte, visando estudar cada um desses acontecimentos de uma forma mais específica.

4.1 Análise Fenomenológica

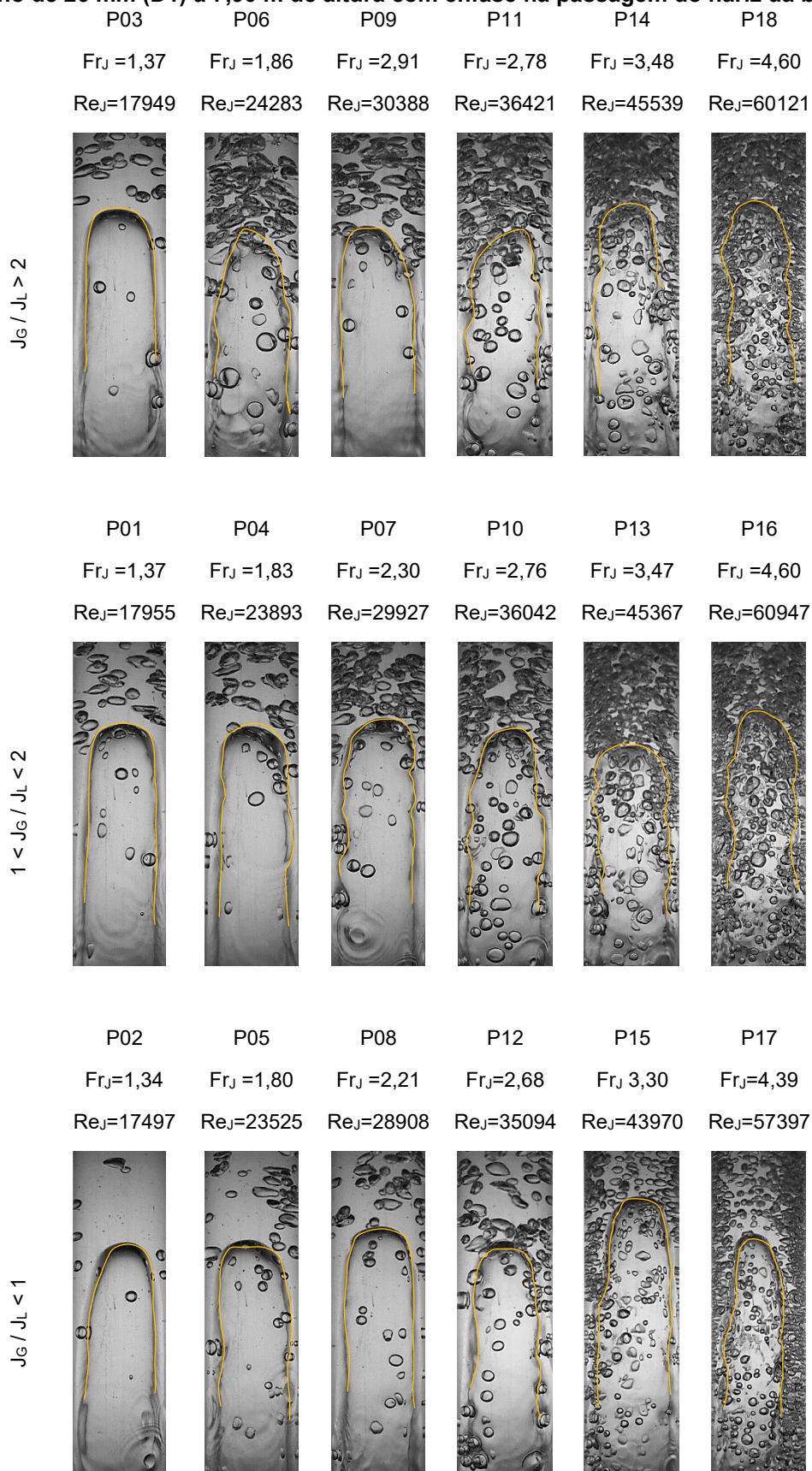
Nesta seção será realizada uma análise fenomenológica do escoamento vertical em golfadas a partir das imagens obtidas pela câmera de alta taxa de aquisição de imagens, avaliando o formato do nariz e da traseira da bolha de Taylor assim como a aeração do pistão de líquido.

O formato do nariz da bolha de Taylor depende do balanço das forças de empuxo, de inércia e as de sustentação. Na Figura 23, são mostradas imagens da passagem do nariz da bolha a uma altura de 7,90 metros aproximadamente no trecho vertical (LC1+LC2), nos experimentos realizados com a tubulação de 26 mm diâmetro.

As imagens são organizadas de modo que o aumento do número de Froude e do número de Reynolds da mistura no eixo x possa ser observado e comparado com a variação da relação J_G/J_L no eixo y .

Ao analisar o formato do nariz da bolha de Taylor em cada uma das imagens, é possível notar que conforme aumenta o número de Reynolds da mistura o nariz perde o seu formato simétrico e diminui o raio de curvatura. Já o corpo da bolha é perturbado pelo aumento da quantidade de pequenas bolhas.

Figura 23: Imagens obtidas pela câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 26 mm (D1) a 7,90 m de altura com ênfase na passagem do nariz da bolha.



Fonte: Autoria própria (2023)

Conforme a relação J_G/J_L aumenta, é possível notar que a quantidade de bolhas dispersas vindas do pistão até a região do filme da bolha de Taylor aumenta. Este aumento se torna mais evidente para números de Froude da mistura maiores que 2,50, para todas as combinações de J_G/J_L analisadas, afetando o desenvolvimento do perfil do nariz da bolha. Devido a isso, os perfis de nariz da bolha são mais assimétricos, pontudos e descentralizados.

O tamanho das bolhas dispersas que entram na região do filme também é afetado pela velocidade de mistura do escoamento. Conforme o número de Froude aumenta, percebe-se um aumento do número de bolhas, as quais ficam cada vez menores e com formato mais esférico. Para números de Froude acima de 3,50 percebe-se que a quebra de bolhas maiores em menores acontece com mais frequência e estas se aloca na região do filme.

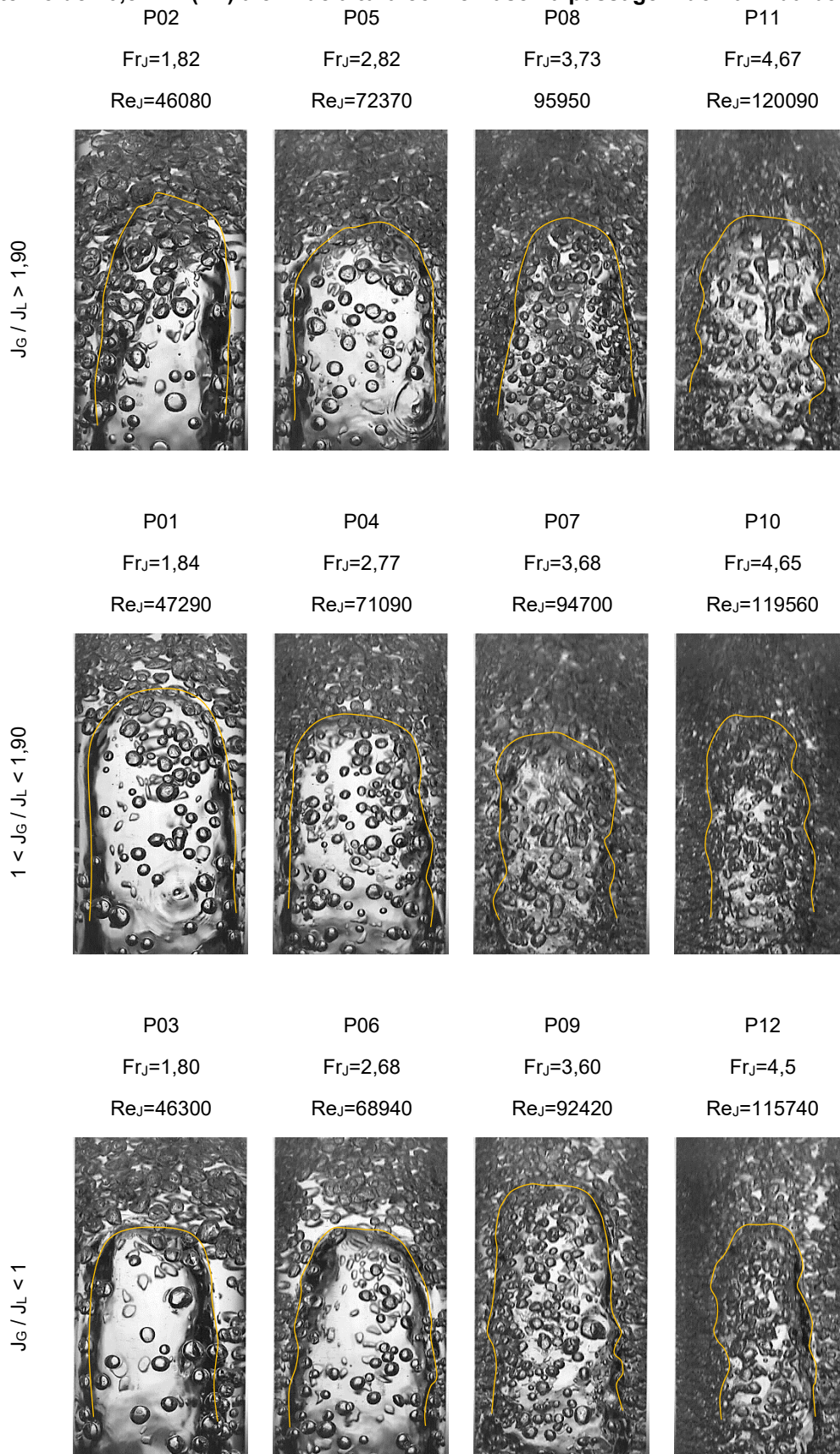
A quantidade de pequenas bolhas à frente do nariz da bolha de Taylor é maior para números de Reynolds acima de 40000, apresentando formatos mais esféricos e com tamanho menor. Conforme o número de Reynolds aumenta, a espessura do filme aumenta, facilitando a passagem das pequenas bolhas pela região do filme.

Na Figura 24, são mostradas as imagens obtidas pela câmera de alta velocidade para o diâmetro interno de 40,8 mm na altura de 8 m aproximadamente.

A quantidade de pequenas bolhas aumenta consideravelmente com o aumento do número de Froude da mistura. Da mesma forma, a aeração aumenta com a razão J_G/J_L .

O número de Reynolds aumenta significativamente com o aumento do diâmetro. Dessa forma, as pequenas bolhas dispersas mostradas apresentam formatos esféricos e de menor tamanho. Para números de Froude acima de 3,50 percebe-se que as pequenas bolhas escoam na região do filme, dificultando a identificação do perfil do nariz da bolha de Taylor devido à maior poluição da imagem em função do aumento da quantidade de bolhas.

Figura 24: Imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 40,8 mm (D2) a 8 m de altura com ênfase na passagem do nariz da bolha.



Fonte: Autoria própria (2023)

Da Figura 24, é possível notar que pela quantidade de pequenas bolhas presentes na região à frente do nariz da bolha de Taylor, o pistão de líquido apresenta uma grande quantidade de bolhas dispersas quando o diâmetro do duto aumenta. Isso sugere a presença de um pistão mais aerado, uma vez que as bolhas dispersas que fluem nessa região são provenientes do arrasto na esteira. Essa hipótese será devidamente demonstrada nos capítulos subsequentes.

O formato do nariz da bolha de Taylor apresenta formatos mais assimétricos e com uma leve tendência a formar raios de curvatura cada vez menores conforme aumenta o número de Reynolds da mistura. A maior quantidade de pequenas bolhas presentes nessa região afeta o desenvolvimento do raio de curvatura da bolha de Taylor.

Na Figura 25, são mostradas as imagens obtidas do nariz da bolha para o diâmetro interno de 50 mm a uma altura de 8 m aproximadamente.

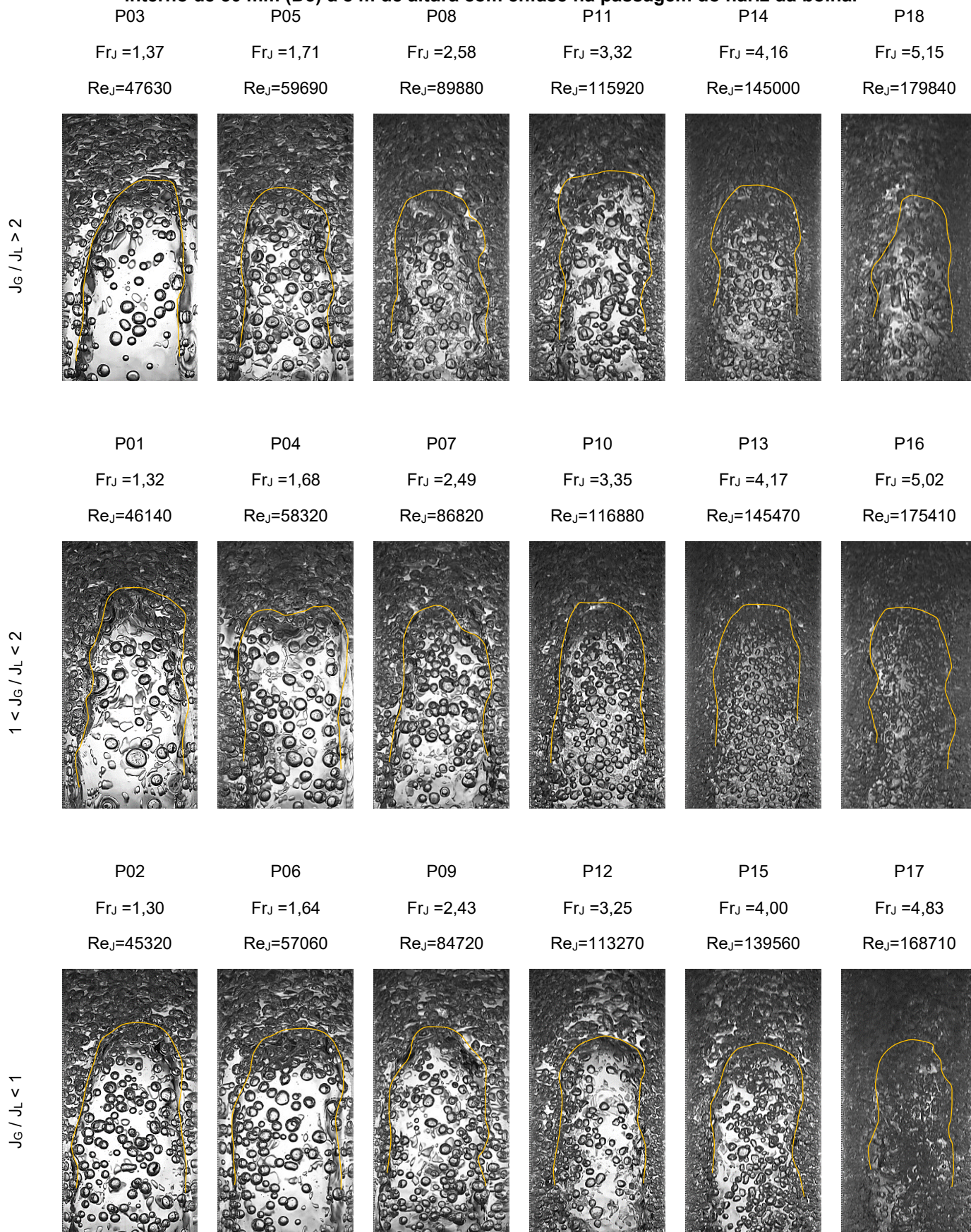
As observações feitas para os tubos de 26 e 40,8 mm de diâmetro interno são mais evidentes para o de diâmetro de 50 mm. Por causa do aumento do diâmetro interno, considerando que as condições de velocidade superficial das fases são similares, o número de Reynolds aumenta.

As pequenas bolhas na região à frente do nariz são arrastadas pela fase líquida para a região do filme de líquido. Existe o mecanismo de coalescência das pequenas bolhas na região do filme com a bolha de Taylor, começando pelas bolhas de maior tamanho. A coalescência das pequenas bolhas com a bolha de Taylor é menor quando o raio das pequenas bolhas é menor. Com isso, as bolhas de maior tamanho têm mais dificuldade em manter o formato esférico e coalescem com mais facilidade com a bolha de Taylor. Quando a velocidade de mistura aumenta, as bolhas de maior tamanho quebram, dificultando cada vez mais a sua coalescência com outras bolhas. As bolhas de menor tamanho apresentam formato esférico e podem ser arrastadas ao longo de todo o filme da bolha de Taylor.

Conforme a relação J_G/J_L aumenta, a análise do escoamento por meio de imagens torna-se cada vez mais difícil, devido à poluição das imagens gerada pela quantidade de pequenas bolhas.

Com o aumento do diâmetro, é possível notar que existe um aumento da quantidade de pequenas bolhas na região do nariz da bolha de Taylor. Isto ocasiona um desenvolvimento mais irregular do raio de curvatura do nariz da bolha de Taylor, apresentando perfis mais assimétricos.

Figura 25: Imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 50 mm (D3) a 8 m de altura com ênfase na passagem do nariz da bolha.



Fonte: Autoria própria (2023)

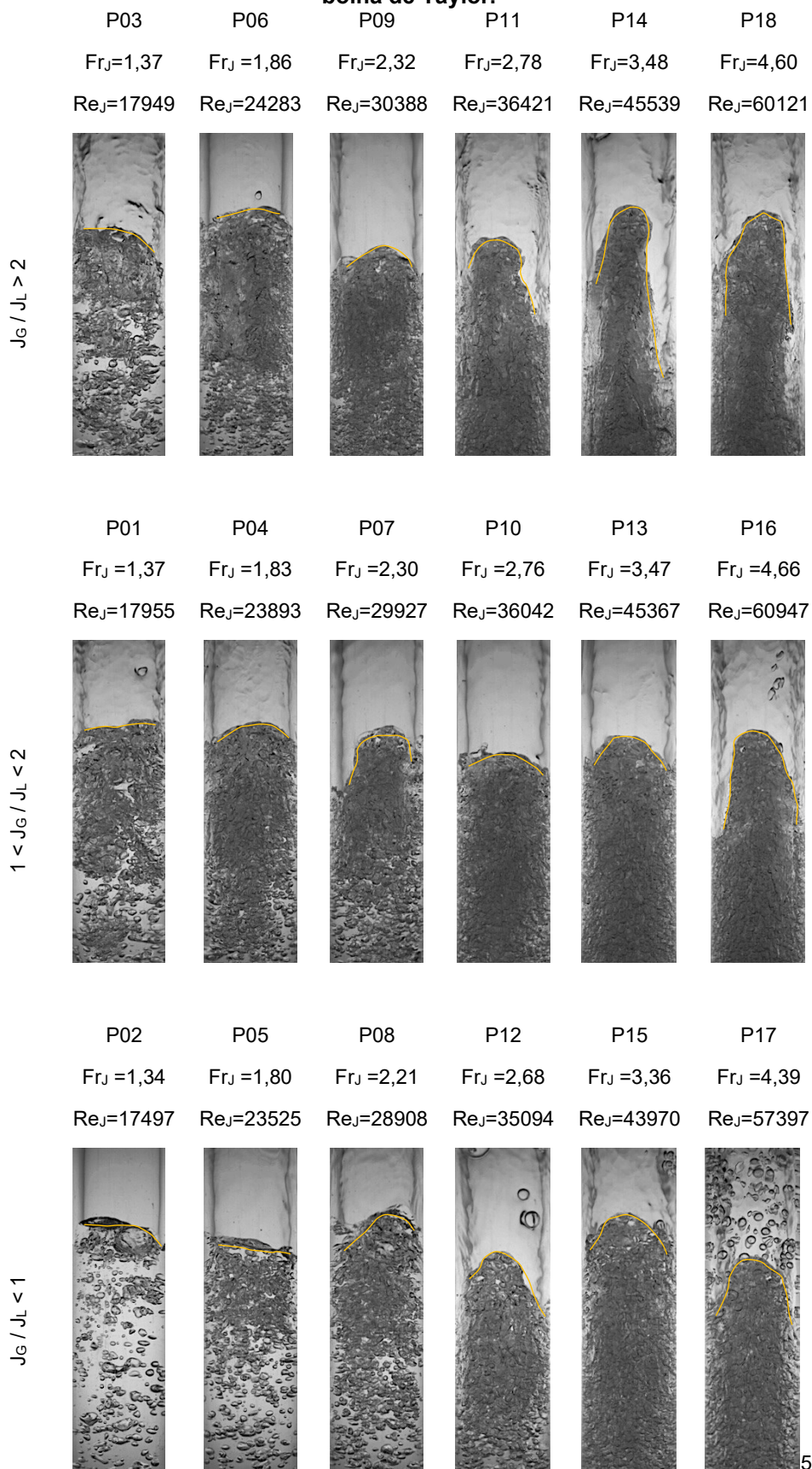
Quando comparadas as Figura 23, Figura 24 e Figura 25, percebe-se que com o aumento do diâmetro interno do duto, a quantidade de pequenas bolhas na região do nariz da bolha de Taylor é cada vez maior. Isto está relacionado ao aumento do arrasto gerado na parte traseira da bolha de Taylor devido ao aumento da velocidade do filme, fazendo com que o mecanismo de entranhamento de bolhas arrastadas da traseira da bolha pelo líquido em expansão aumente, assim como a quantidade de pequenas bolhas dispersas que escoam junto com o pistão de líquido.

Na Figura 26, são mostradas as imagens obtidas da passagem da traseira da bolha de Taylor, junto com a região de esteira. Nota-se que conforme o número de Reynolds e a razão de J_G/J_L aumentam, a região da traseira da bolha de Taylor apresenta uma transição, partindo do formato mais plano com poucas bolhas dispersas, para um formato mais desordenado e irregular, com a presença de uma maior quantidade de bolhas dispersas. Esse fenômeno está relacionado com o aumento do arrasto gerado pelo líquido na região do filme conforme a inércia do escoamento aumenta, assim também como o aumento da proporção de gás em relação ao líquido.

Conforme o número de Reynolds da mistura aumenta, é possível notar que a quantidade de bolhas dispersas é cada vez maior, e o formato da traseira da bolha de Taylor apresenta duas cúspides com formato em saia (*skirt bubbles*), alocando uma porção de gás mais perto da parede do duto. Este formato em saia é promovido pelo arrasto na interface gerado pelo escoamento descendente do líquido no filme.

Conforme aumenta a relação J_G/J_L , assim também como o número de Reynolds da mistura, também aumenta a quantidade de pequenas bolhas que ficam em recirculação na região da esteira. Devido a diminuição da seção, a velocidade do filme de líquido que escoam no sentido descendente pelo espaço entre a bolha de Taylor e a parede do duto é maior às outras velocidades características da célula unitária (velocidade da bolha de Taylor, velocidade do gás e do líquido etc.). Por conta da expansão do líquido no pistão e do gradiente de pressão na direção radial, ocorre uma recirculação na traseira da bolha de Taylor. Outro fator que contribui para a ocorrência dessa recirculação é o encontro do filme de líquido escoando de forma descendente com o líquido do pistão que escoam de forma ascendente. Considerando os dois mecanismos, expansão e gradiente de pressão na direção radial, todo o líquido que sai da região do filme se direciona para o centro do duto, gerando uma região de alta mistura.

Figura 26: Imagens obtidas da câmara de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 26 mm (D1) a 7,50 m de altura com ênfase na passagem da região de esteira da bolha de Taylor.



Fonte: Autoria própria (2023)

De forma geral, a aeração presente no escoamento em golfadas está diretamente relacionada com a velocidade superficial do gás, e percebe-se que conforme aumenta a relação J_G/J_L a quantidade de pequenas bolhas aumenta.

Quando analisado pelo aumento do número de Reynolds da mistura, é possível observar que existe um maior arrasto da traseira da bolha de Taylor gerado pela alta velocidade do filme conforme aumenta a velocidade da mistura. Grande parte das pequenas bolhas que são desprendidas da parte traseira da bolha de Taylor ficam presas na região da esteira. Algumas delas coalescem com a bolha de Taylor, e outras conseguem sair da região de recirculação em direção ao corpo do pistão de líquido.

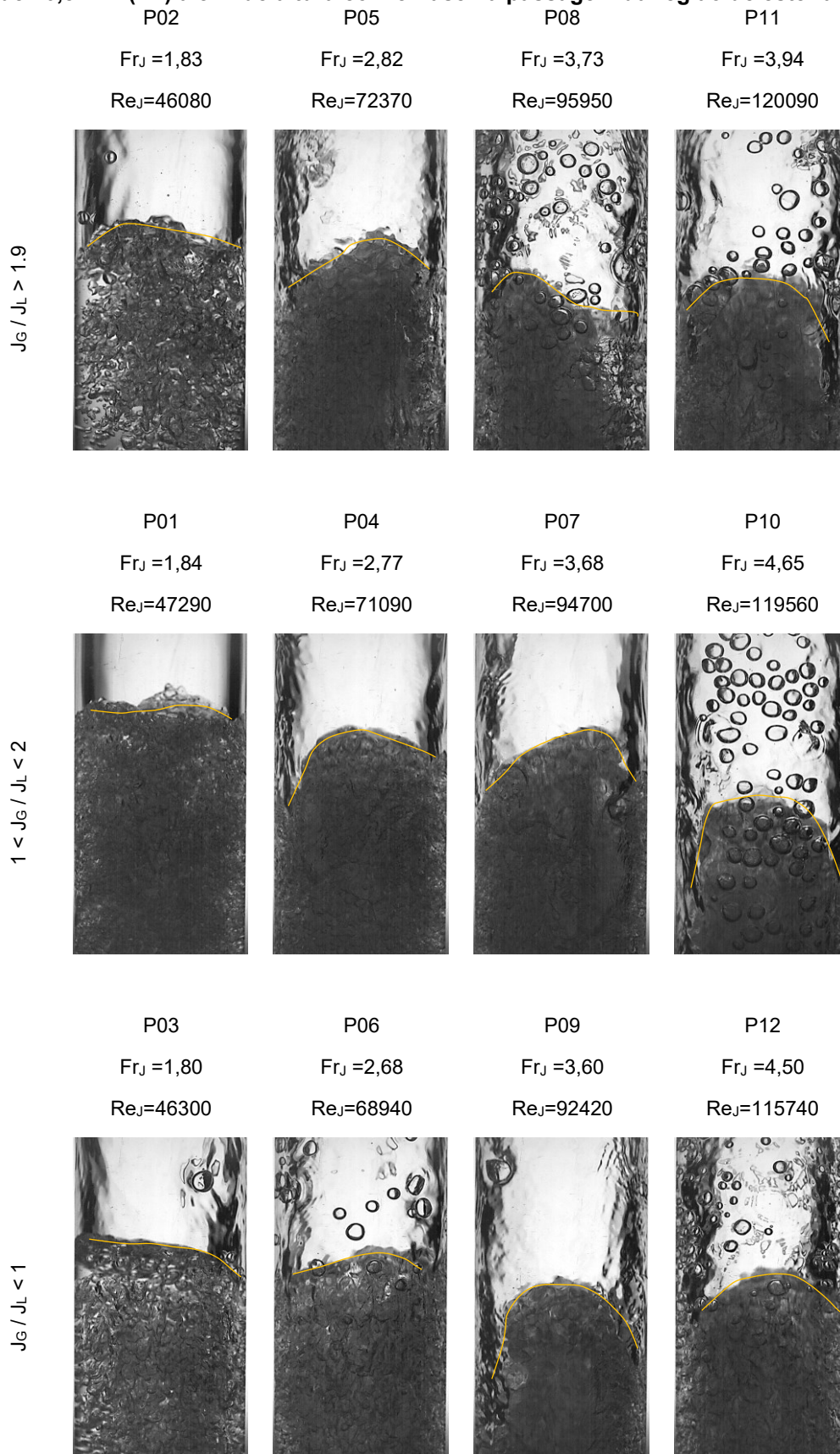
Assim como no nariz da bolha de Taylor, é possível ver na traseira a variação do tamanho e do formato das bolhas dispersas, sendo estas maiores quando a velocidade de mistura é baixa. Conforme a velocidade do escoamento aumenta as bolhas dispersas são menores e com formato esférico.

Na Figura 27, são mostradas as imagens obtidas da passagem da região de esteira do escoamento no diâmetro interno de 40,8 mm e na altura de 8 m.

O comportamento é semelhante àquele visto para o diâmetro interno de 26 mm. Quando se associa a quantidade de aeração com a poluição das imagens, pode-se afirmar que a região de esteira apresenta mais bolhas em processo de recirculação quando o diâmetro interno do duto aumenta. Isto está relacionado ao arrasto mais intenso do líquido na região do filme devido ao aumento da velocidade do líquido nesta região, fazendo com que mais bolhas sejam desprendidas da parte traseira da bolha de Taylor.

Para números de Reynolds da mistura menores que 50000, o formato quase plano da parte traseira da bolha de Taylor também está relacionado com o arrasto gerado pelo líquido na interface, o qual é mais severo quando a velocidade de mistura aumenta. Para relações J_G/J_L maiores que 1 e com números de Reynolds maiores que 50000, o formato da traseira da bolha de Taylor é deformado, saindo do formato plano com tendência para uma saia. Todas as bolhas entranhadas, isto é, as que foram desprendidas da parte traseira da bolha de Taylor em direção ao pistão de líquido, entram em processo de recirculação.

Figura 27: Imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 40,8 mm (D2) a 8 m de altura com ênfase na passagem da região de esteira da bolha.



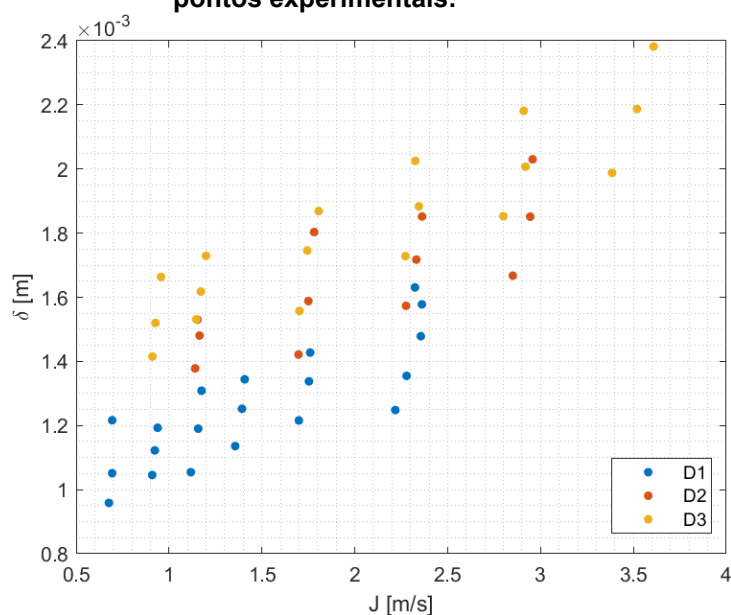
Fonte: Autoria própria (2023)

A Figura 29 mostra a passagem da parte traseira da bolha de Taylor observada nos experimentos feitos com diâmetro interno de 50 mm.

As características anteriormente citadas para os diâmetros de 26 e 40,8 mm se repetem, porém com mais intensidade. Isso ocorre devido ao aumento do diâmetro interno que causa um aumento das forças inerciais, mantendo a combinação de velocidade superficial de líquido e de gás.

É possível identificar uma maior quantidade de pequenas bolhas dispersas que escoam junto com o líquido na região do filme conforme o diâmetro da tubulação aumenta. Brown (1965) calcula a espessura de filme (δ) considerando o balanço entre as forças gravitacionais e as de tensão de cisalhamento. Deve ser observado que a espessura de filme é cada vez maior conforme o diâmetro do duto aumenta, considerando uma velocidade de mistura (J) semelhante (Figura 28).

Figura 28: Espessura do filme, calculada pelo modelo de Brown (1965), para as condições dos pontos experimentais.

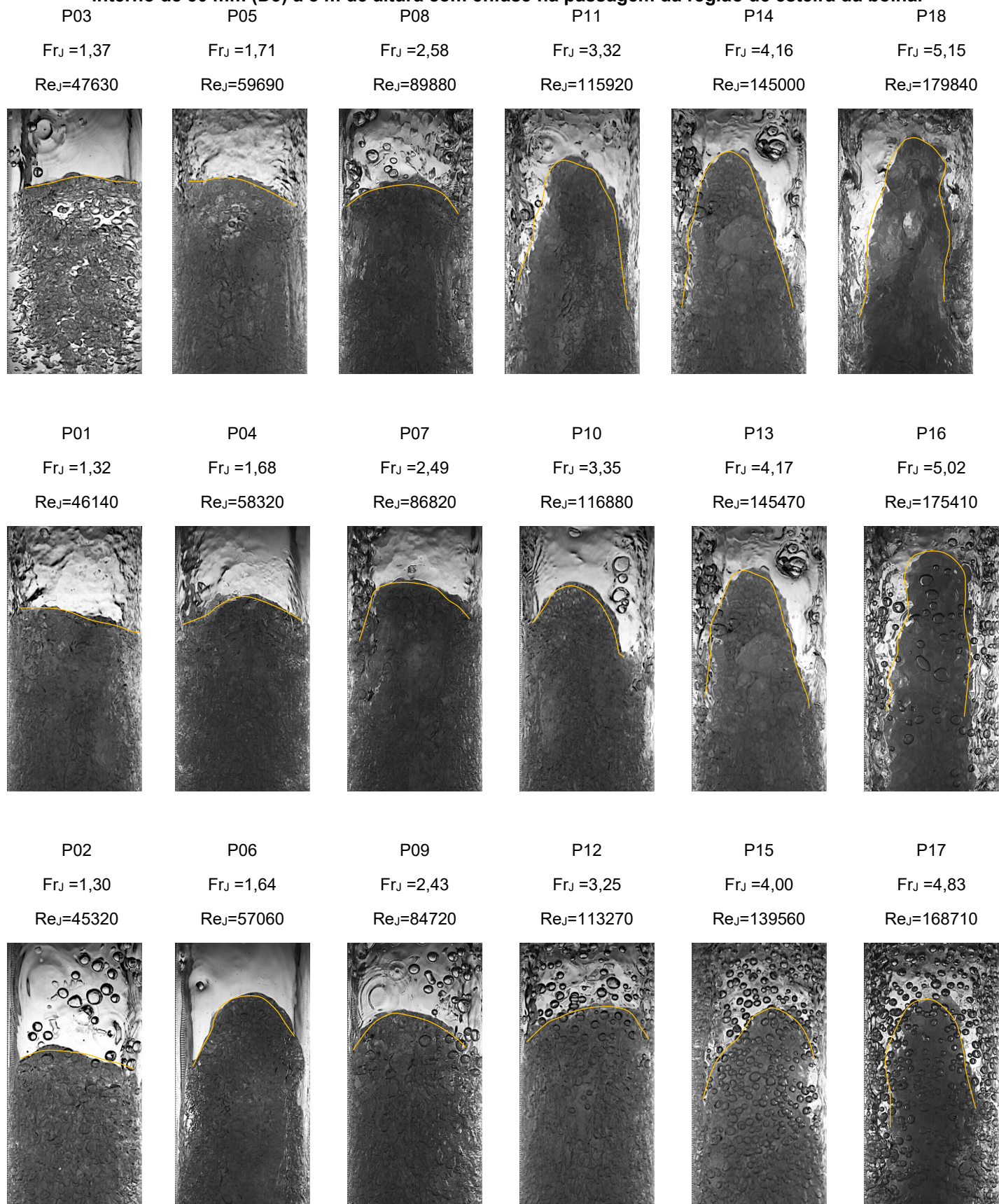


Fonte: Autoria própria (2023)

O mecanismo de arrasto e entranhamento de pequenas bolhas na parte traseira da bolha de Taylor é maior conforme o diâmetro do duto aumenta, como mostrado nas imagens pela recirculação.

Nas imagens com Froude maior que 3,50 quando J_G/J_L é maior que a unidade, é possível observar uma recirculação muito intensa na região de esteira, não sendo possível identificar as pequenas bolhas dispersas, senão somente uma maior poluição na imagem.

Figura 29: Imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 50 mm (D3) a 8 m de altura com ênfase na passagem da região de esteira da bolha.



Fonte: Autoria própria (2023)

Na Figura 30 são mostradas as imagens da passagem do pistão de líquido nos experimentos realizados em 26 mm de diâmetro interno.

A quantidade de pequenas bolhas aumenta com o aumento do número de Froude da mistura. Outro motivo pelo qual a aeração do pistão de líquido aumenta esta relacionado com o aumento da velocidade superficial do gás. Ou seja, conforme a relação J_G/J_L aumenta, a quantidade de gás dentro do duto aumenta.

A aeração no pistão de líquido aumenta com o aumento da velocidade de mistura, pois a quantidade de pequenas bolhas que são arrastadas da parte traseira da bolha de Taylor aumenta com o número de Reynolds. De modo semelhante, conforme aumenta o número de Reynolds da mistura a velocidade do filme de líquido aumenta e, com isso, o mecanismo de entranhamento de bolhas até o pistão de líquido também aumenta.

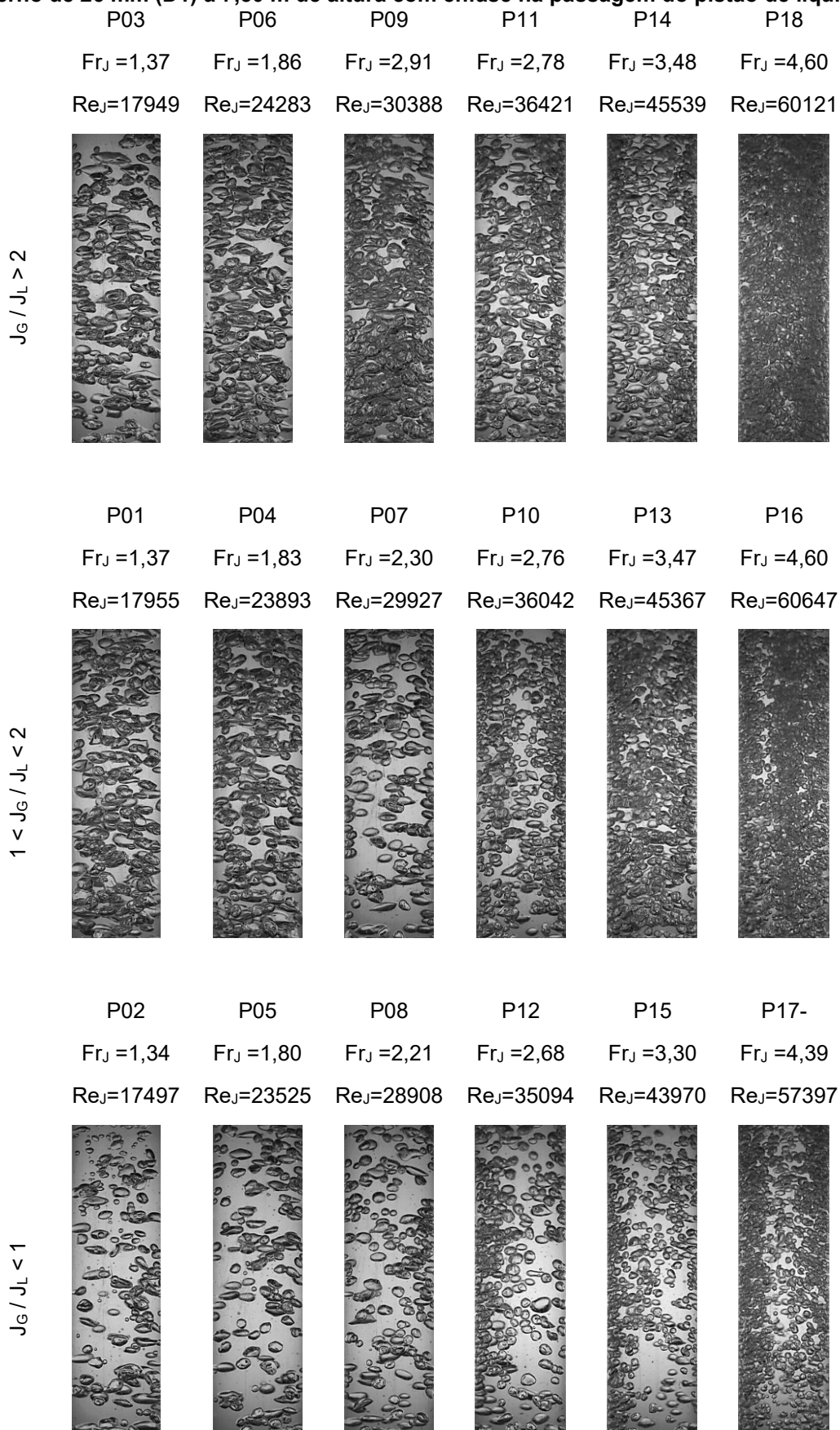
Algumas pequenas bolhas recirculam na região de esteira enquanto outras conseguem escoar em direção ao corpo do pistão de líquido.

O tamanho das bolhas dispersas no pistão diminui e se tornam mais esféricas conforme o número de Reynolds aumenta. Percebe-se que para números de Reynolds maiores que 45000, o formato das bolhas dispersas é quase na sua totalidade esférico. As bolhas com formato esférico são aquelas que passaram pelo processo de quebra de uma bolha maior. Estas pequenas bolhas foram desprendidas da região de esteira, as quais por seu tamanho não coalesceram com a parte traseira da bolha de Taylor.

Para números de Froude da mistura menores que 3,50 observa-se que as bolhas assumem um formato elipsoidal. Gradativamente, conforme o número de Froude aumenta, as bolhas se tornam menores e com formato cada vez mais próximo ao de uma esfera.

As pequenas bolhas dispersas com números de Froude menores que 3,50 apresentam um formato mais achatado, em função do desequilíbrio das forças de flutuação, sustentação e de inércia. As bolhas coalescem devido à alta aglomeração, mas por outro lado as bolhas menores e com formato esférico coalescem com menos frequência, colidindo entre elas, fazendo com que se aglomerem na região adjacente à parede do duto, sem ocorrer coalescência entre elas.

Figura 30: Imagens obtidas da câmara de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 26 mm (D1) a 7,50 m de altura com ênfase na passagem do pistão de líquido.



Fonte: Autoria própria (2023)

Na Figura 31, são mostradas as imagens da passagem dos pistões de líquido obtidas nos experimentos com diâmetro interno de 40,8 mm. Conforme o diâmetro do duto aumenta, a fração de vazio, relacionada à quantidade de pequenas bolhas nas imagens, aumenta de forma considerável mesmo para velocidades de mistura similares. A quantidade de bolhas dispersas no pistão de líquido é cada vez maior quando aumenta o diâmetro, e em consequência a quantidade de bolhas dispersas na região do nariz da bolha de Taylor também aumenta. Isto devido ao aumento do cisalhamento na interface do líquido e gás na traseira da bolha de Taylor, gerando maior aeração no pistão de líquido (Figura 23, Figura 24 e Figura 25). Este processo fica mais evidente conforme aumenta o diâmetro e a razão J_G/J_L .

Para os números de Froude da mistura menores que 3,50 o formato que as bolhas dispersas apresentam é assimétrico com tamanhos maiores, quando comparado com as imagens com números de Froude maiores onde as bolhas são esféricas.

Para relações de J_G/J_L maiores que 2, assim como para números de Froude da mistura maiores que 3,50, a poluição das imagens dificulta a visualização do escoamento, o que justifica mais uma vez a utilização de sensores de detecção de fase.

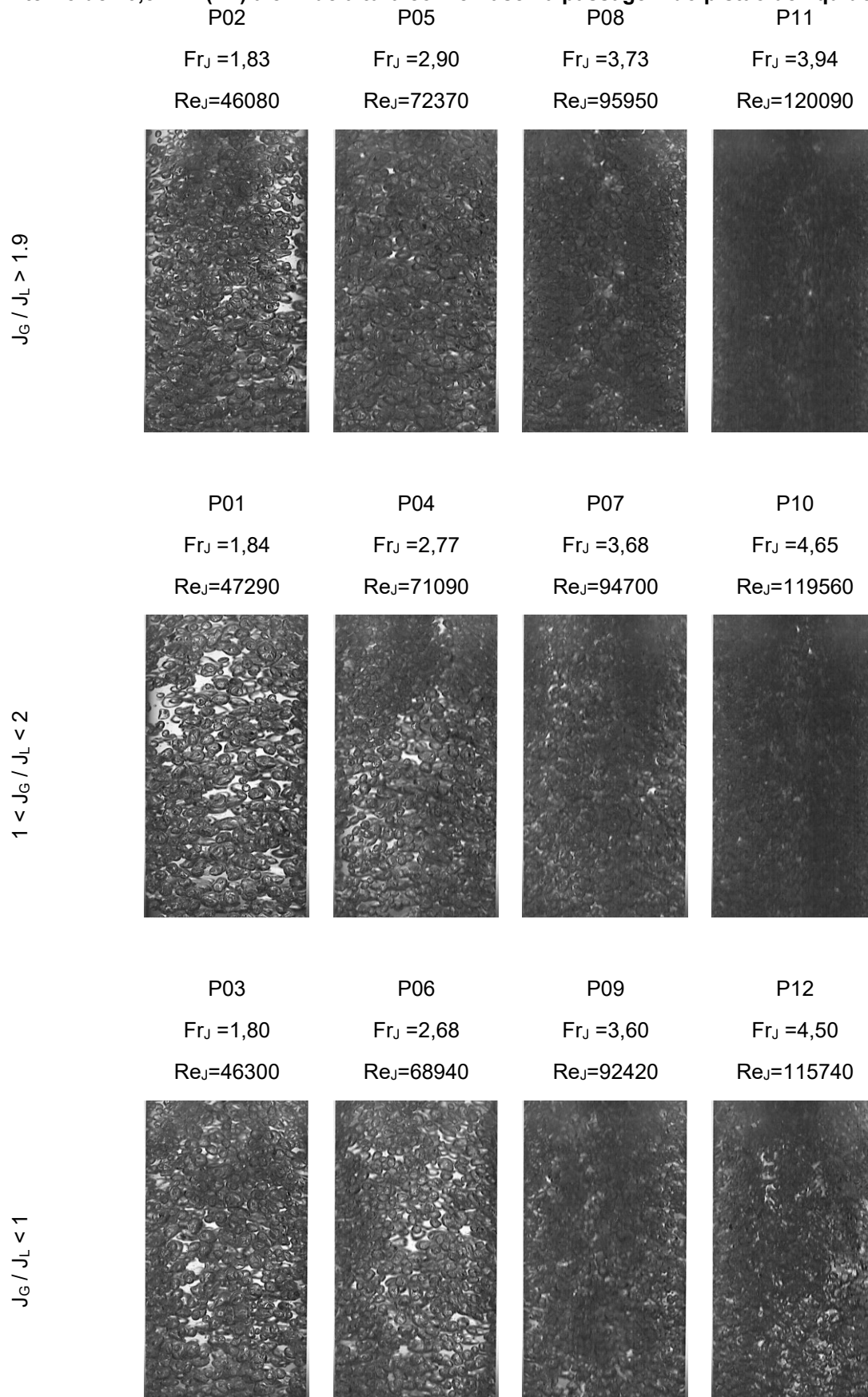
Na Figura 32, são mostradas as imagens de passagem dos pistões de líquido para o diâmetro de 50 mm. Os fenômenos observados com mais facilidade nos diâmetros menores são de difícil identificação nas imagens para 50 mm de diâmetro interno.

Comparando as Figura 30, Figura 31 e Figura 32, percebe-se o aumento da poluição das imagens, dificuldade de identificação das estruturas e o aumento da fração de vazio na região do pistão de líquido.

As figuras apresentadas anteriormente (Figura 23 até Figura 32) mostram a passagem das regiões consideradas relevantes ao escoamento em golfadas. Deve ser considerado que o critério de escolha das imagens foi baseado na visualização de características que mais se repetem em cada ponto experimental.

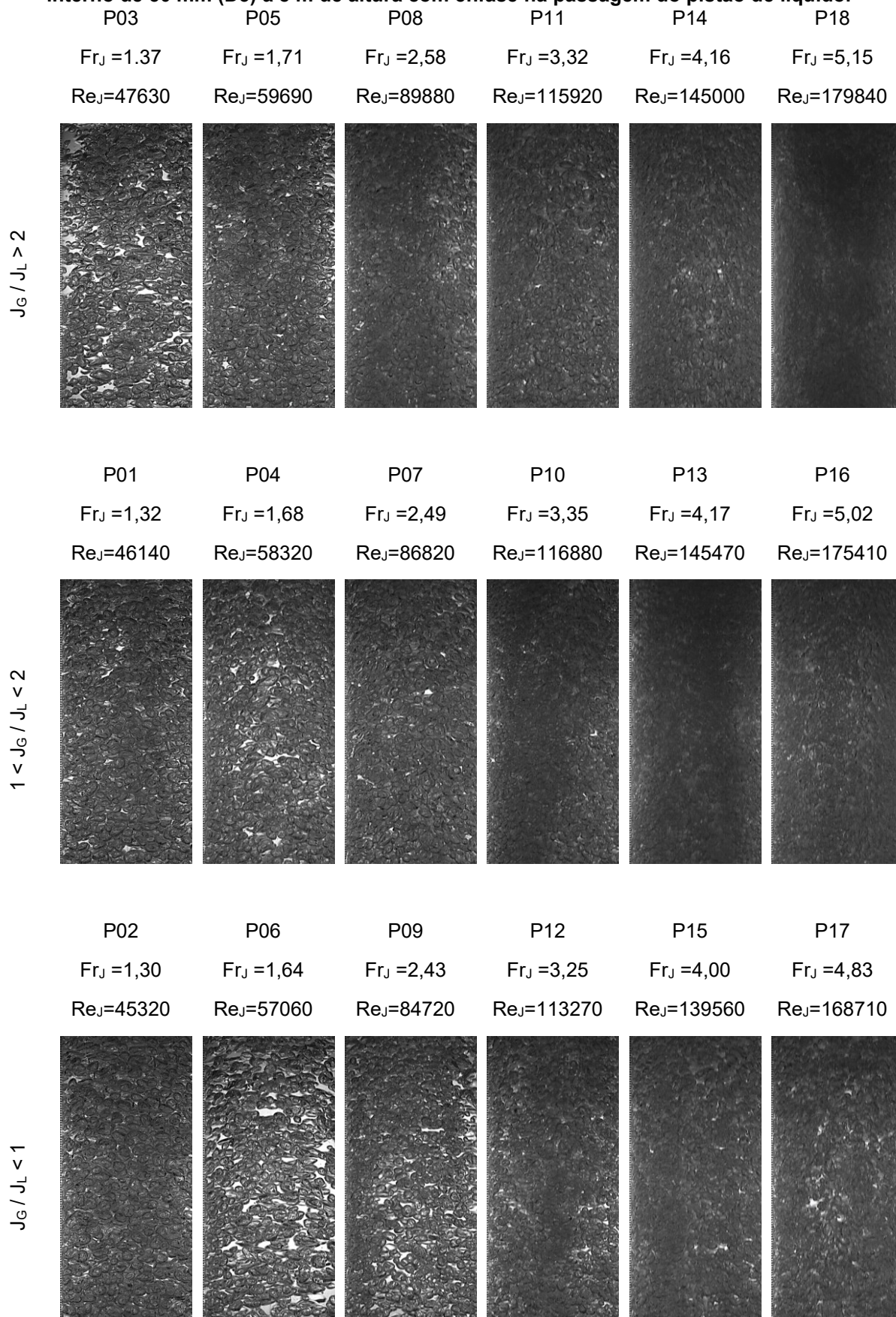
As imagens apresentadas nesta seção correspondem a posição onde o WMS estava instalado (aproximadamente 8 m), desta maneira mantendo fixa a altura na qual as imagens foram adquiridas.

Figura 31: Imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 40,8 mm (D2) a 8 m de altura com ênfase na passagem do pistão de líquido.



Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 32: Imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens para o diâmetro interno de 50 mm (D3) a 8 m de altura com ênfase na passagem do pistão de líquido.



Fonte: Autoria própria (2023)

4.2 Resultados Médios

As análises a seguir mostram os resultados médios obtidos nos três diâmetros com o objetivo de encontrar correlações para os parâmetros característicos do escoamento em golfadas. Os resultados mostrados nesta seção são os representativos, mas todos os pontos experimentais são mostrados no Apêndice C.

As correlações empíricas propostas dependem de parâmetros como a velocidade superficial do líquido e do gás, bem como do diâmetro interno do duto. Esses parâmetros fornecem uma compreensão física da quantidade relativa de cada fase presente dentro da tubulação, além de destacar a influência do diâmetro nas equações correspondentes.

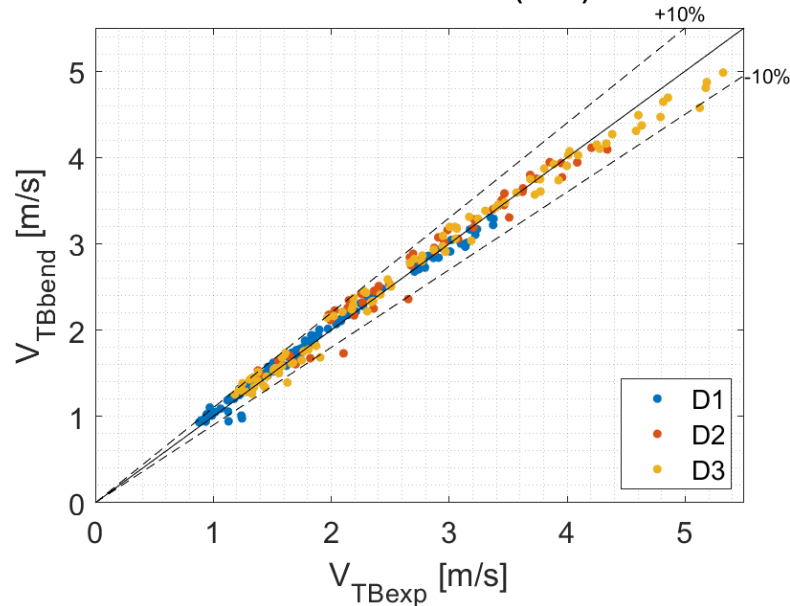
4.2.1 Velocidade da bolha

Conforme descrito na revisão bibliográfica desta tese, a velocidade da bolha de Taylor está diretamente relacionada com a velocidade superficial de cada uma das fases. De acordo com o modelo apresentado por Bendiksen (1984), a velocidade da bolha de Taylor é a soma do termo inercial da bolha alongada (Termo I), e do escorregamento entre as fases (Termo II), como mostrado na equação (25).

$$V_{TB_{Bndk}} = C_0J + C_\infty\sqrt{gD} = \underbrace{1,20J}_{\text{Termo I}} + \underbrace{0,35\sqrt{gD}}_{\text{Termo II}} \quad (25)$$

Na Figura 33, os resultados experimentais obtidos são comparados com o modelo de Bendiksen, apresentando um erro relativo médio de 4% e erros máximos de até aproximadamente 22%. Os pontos experimentais que apresentam os maiores erros são os que tiveram um acúmulo de líquido logo depois da curva de 90°, e valores de velocidade de mistura baixa (inferiores a 0,80 m/s). Estes pontos experimentais apresentavam o padrão de escoamento estratificado na seção horizontal da bancada, promovendo acúmulo de líquido logo após a curva. De modo que esses valores demonstram uma possível dependência da configuração da seção de entrada, e não necessariamente um erro relacionado ao comportamento do padrão de escoamento em golfadas.

Figura 33: Desempenho da velocidade média da bolha de Taylor obtida nos experimentos com o modelo de Bendiksen (1984).



Fonte: Autoria própria (2023)

A correlação encontrada para a velocidade de ascensão da bolha obtida a partir dos resultados médios dos experimentos é:

$$V_{TB_{cor}} = 1,25J + 0,19\sqrt{gD} \quad (26)$$

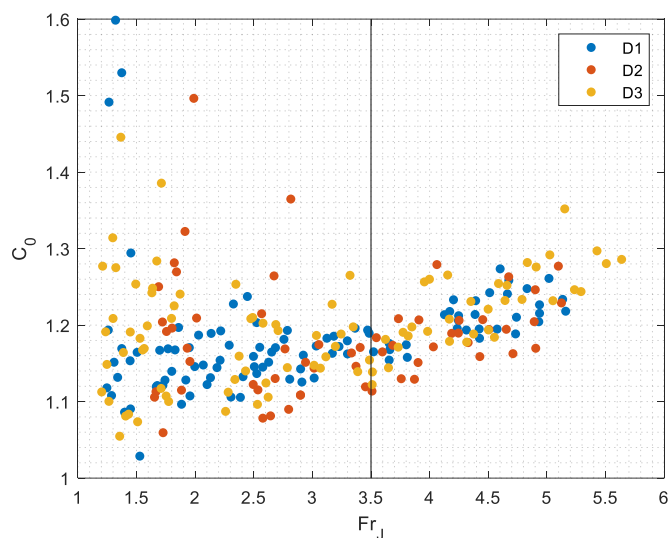
O coeficiente de determinação (R^2) para a correlação da velocidade da bolha é de 0,99.

O coeficiente de distribuição C_0 foi obtido partir dos resultados experimentais com o valor de C_∞ igual a 0,35.

O valor médio obtido para D1 é de $C_{0_1} = 1,1835$ $C_{0_2} = 1,1839$ para D2 e $C_{0_3} = 1,1983$ para D3. O valor para o coeficiente de distribuição médio para todos os diâmetros é $C_0 = 1,1889$.

A Figura 34 mostra o coeficiente de distribuição em função do número de Froude da mistura para todos os pontos experimentais. A partir do gráfico é possível notar que os valores para cada um dos diâmetros estão dispersos de forma aleatória, não existindo uma tendência de aumento ou diminuição em função do diâmetro do duto. No entanto, os resultados médios apresentam um comportamento de aumento em função do diâmetro interno do duto.

Figura 34: Coeficiente de distribuição obtido dos dados experimentais para todos os diâmetros.

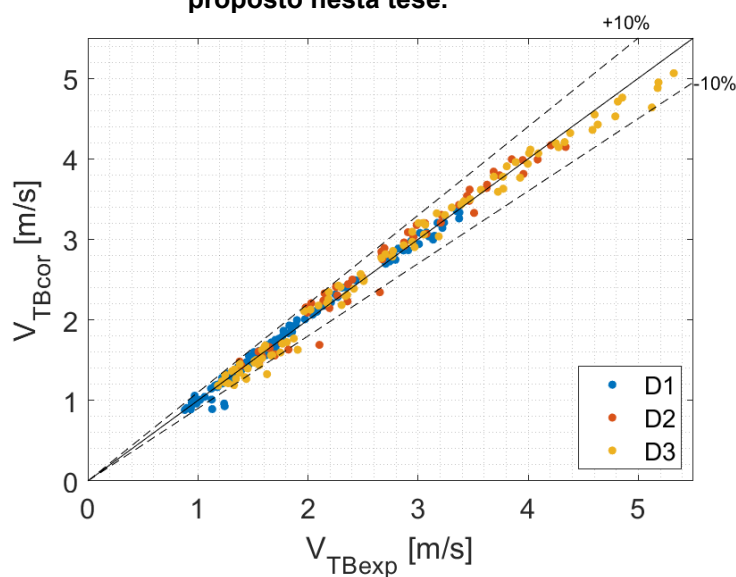


Fonte: autoria própria (2023)

Segundo Bendixsen (1984) o coeficiente de distribuição está em torno de 1,20 para tubulações verticais. Os valores experimentais do coeficiente de distribuição estão próximos desse valor, conforme pode ser observado na Figura 34, não existindo um comportamento diferente para valores de Froude crítico igual a 3,50.

Os resultados obtidos pela equação 26, quando comparados com os resultados obtidos experimentalmente, são mostrados na Figura 35. Os resultados apresentam uma boa tendência, mantendo um erro relativo médio de 3,60%.

Figura 35: Desempenho da velocidade média da bolha de Taylor calculada com o modelo proposto nesta tese.



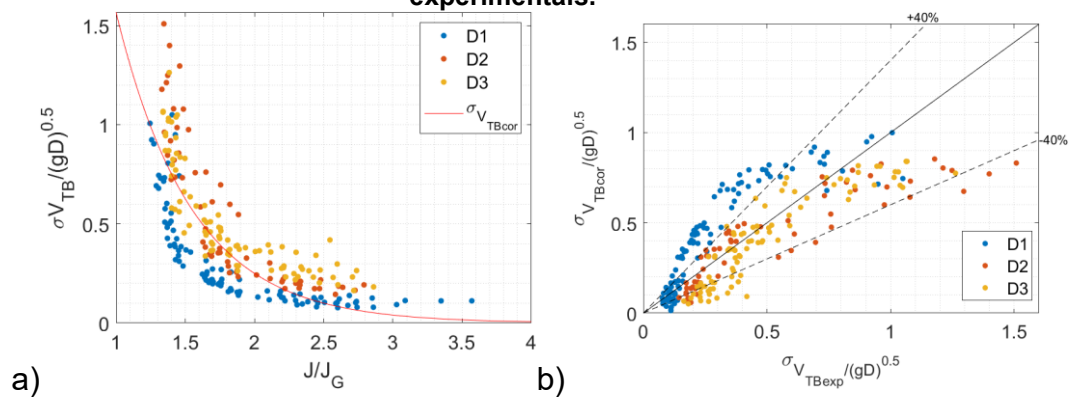
Fonte: autoria própria (2023)

O desvio-padrão da equação (26 referente à velocidade da bolha para todos os diâmetros apresenta um coeficiente de determinação de 0,64.

$$\frac{\sigma_{V_{TBcor}}}{\sqrt{gD}} = 9,819 \exp\left(-1,835 \frac{J}{J_G}\right) \quad (27)$$

O comportamento da curva para o desvio-padrão é mostrado na Figura 36.a, e a comparação com os dados experimentais desta correlação está mostrada na Figura 36.b.

Figura 36: a) Desvio-padrão da velocidade da bolha e b) comparação da correlação com dados experimentais.



Fonte: autoria própria (2023)

4.2.2 Frequência

A frequência é o parâmetro que quantifica o número de células unitárias que passam por uma determinada seção do duto em um certo intervalo de tempo. Os resultados obtidos para a frequência foram determinados a partir da média harmônica calculada para os resultados experimentais. O número de Strouhal ($St_G = fD/J_G$) é normalmente utilizado para interpretar a estabilidade do escoamento em função da variabilidade da frequência de passagem de cada uma das estruturas (ABDULKADIR *et al.*, 2020).

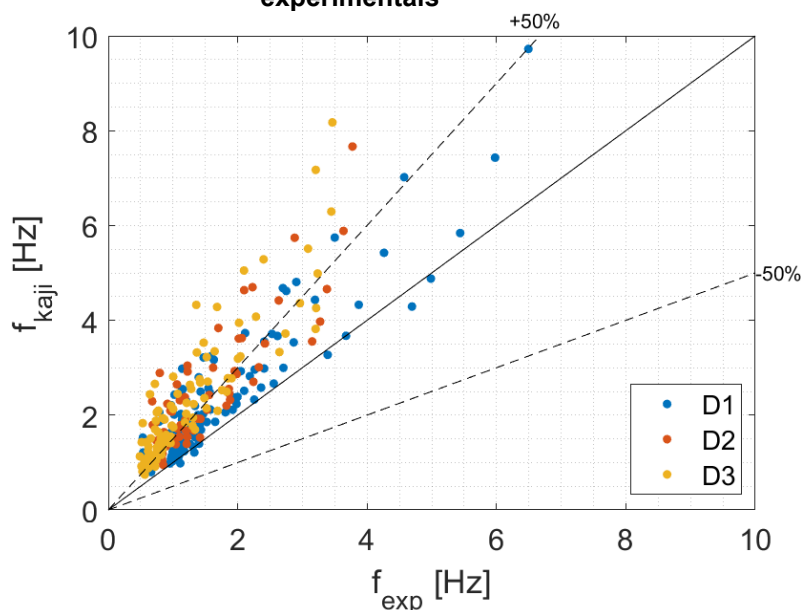
Ao longo da linha, a redução da pressão relacionada à diminuição da coluna de água faz com que os tamanhos das estruturas aumentem, assim como o aumento da velocidade da bolha de Taylor. Se estes dois efeitos são analisados separadamente, com o aumento da velocidade seria normal esperar que a frequência de passagem das células unitárias aumente. Em contrapartida, com o aumento das estruturas é normal esperar uma redução da frequência. De modo que existe uma

competição entre estes dois efeitos, os quais são a aceleração do escoamento e o aumento do tamanho das estruturas.

O cálculo da frequência para os dados experimentais foi feito pela razão entre a velocidade da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária. Os resultados experimentais foram comparados com algumas correlações da literatura (KAJI, 2009; LEGIUS, 1997; ZABARAS, 2000; HERNANDES-PEREZ, 2010). A comparação dos resultados com as correlações de Zabararas (2000) e Hernandez-Perez (2010) não serão mostradas, pois o desempenho destas curvas quando comparadas com os resultados obtidos apresentam pouca variação dos dados, mostrando assíntotas em valores entre 2 e 3 Hz.

A Figura 37 mostra a comparação com a correlação de Kaji (2009) com erro relativo médio de 68,40%, superestimando o valor na maioria dos casos.

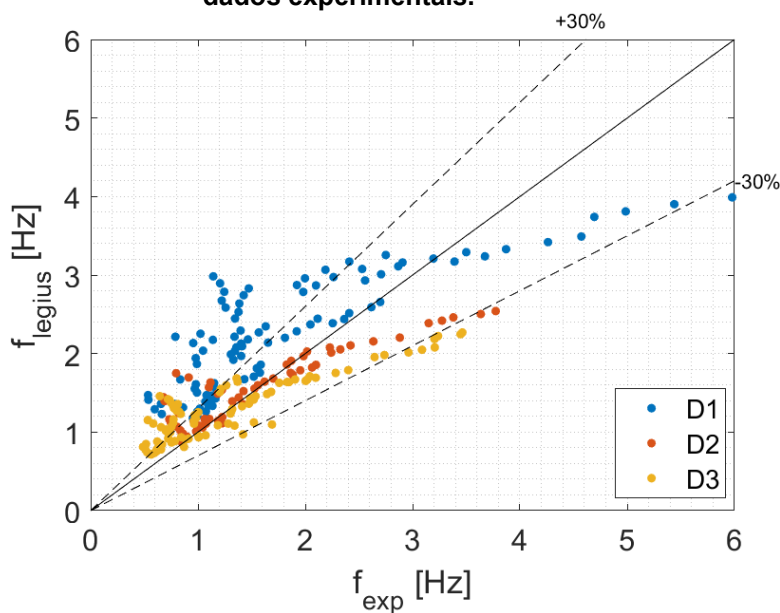
Figura 37: Desempenho da correlação proposta por Kaji et al. (2009) comparada com os dados experimentais



Fonte: autoria própria (2023)

Uma correlação que obteve bons resultados foi apresentada por Legius (1997), apresentando um erro relativo médio de 36,20%, com uma boa tendência de comportamento para todos os diâmetros, tal como mostrado na Figura 38.

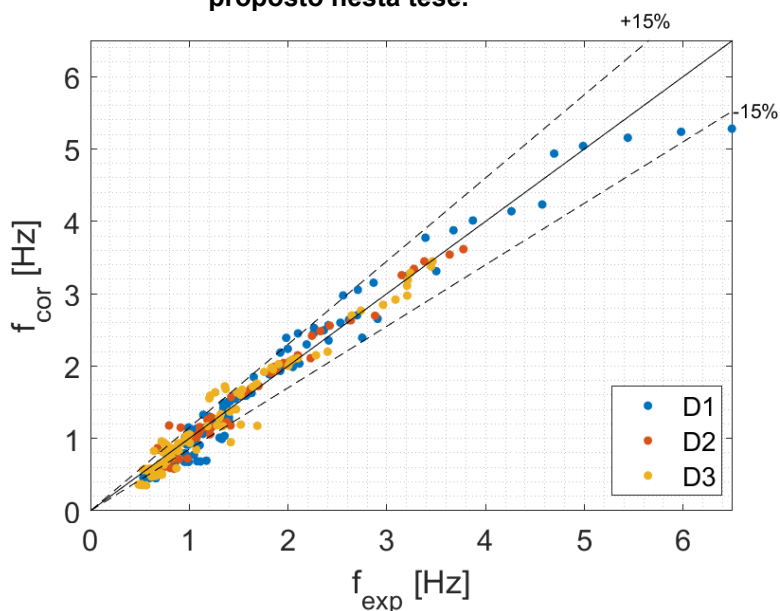
Figura 38: Desempenho da correlação proposta por Legius et al. (1997) comparada com os dados experimentais.



Fonte: autoria própria (2023)

A correlação empírica proposta nesta tese está mostrada na equação (28, apresentando erros relativos médios de 10,87% (Figura 39).

Figura 39: Frequência de passagem da célula unitária obtida nos experimentos com o modelo proposto nesta tese.



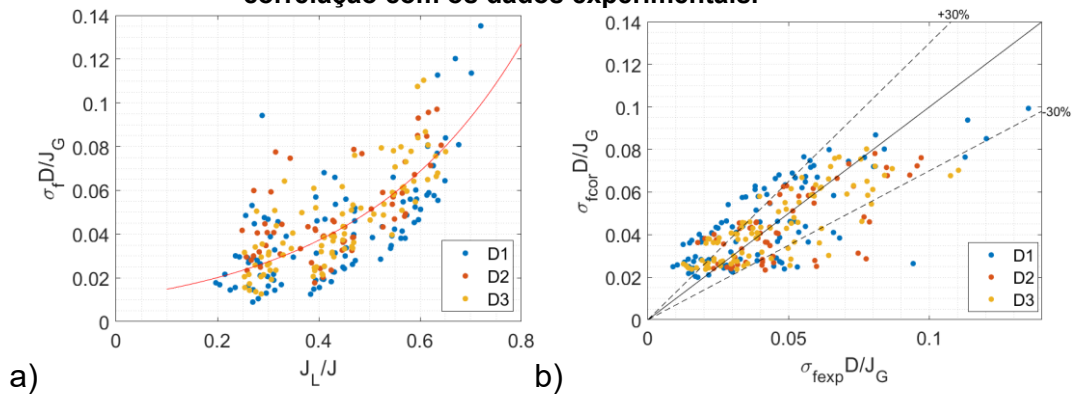
Fonte: autoria própria (2023)

$$f_{cor} = 0,005177 \frac{J_G}{D} \exp\left(5,301 \frac{J_L}{J}\right) \quad (28)$$

Finalmente, o desvio-padrão encontrado para a correlação proposta nesta tese está mostrado na Figura 40.a. Um coeficiente de determinação (R^2) de 0,55 foi obtido e é mostrado na equação 29 com um erro relativo médio de 32,47%. A comparação do desvio-padrão dos dados da frequência com a correlação é mostrada na Figura 40.b.

$$\frac{\sigma_{f_{cor}} D}{J_G} = 0,01088 \exp\left(3,072 \frac{J_L}{J}\right) \quad (29)$$

Figura 40: a) Desvio-padrão da frequência de passagem da célula unitária e b) comparação da correlação com os dados experimentais.



Fonte: autoria própria (2023)

4.2.3 Comprimentos característicos

O escoamento vertical em golfadas apresenta uma grande variação de pressão ao longo da tubulação e, por isso, a pressão na parte inferior da bancada é sempre maior do que aquela na seção mais perto da região de saída. Devido a isso, o gás está em processo de expansão conforme avança dentro do duto. Separando duas bolhas de Taylor adjacentes encontra-se um pistão de líquido, o qual apresenta pequenas bolhas dispersas. Espera-se que os comprimentos da bolha de Taylor e do pistão de líquido aumentem ao longo da seção de teste.

4.2.3.1 Bolhas Alongadas

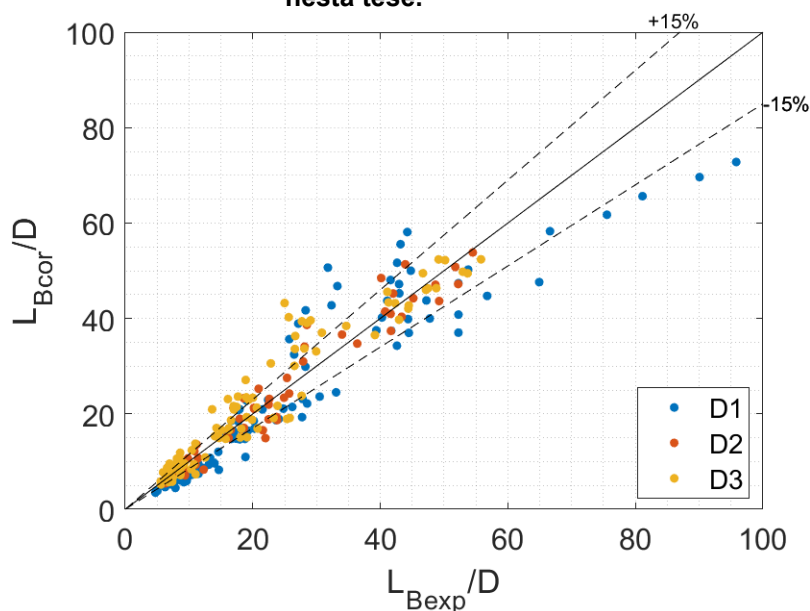
No escoamento vertical em golfadas a quantidade de água presente na linha é de grande relevância, e as pressões nas seções mais baixas do escoamento são maiores, quando comparadas com as pressões mais perto da região de saída do escoamento. Devido a isso o mecanismo de expansão de bolhas de Taylor acontece dentro do duto, fazendo com que as bolhas aumentem o seu tamanho. Isto faz com

que os pistões de líquido sejam empurrados cada vez com maior velocidade, e por conservação da massa a bolha de Taylor apresenta maiores velocidades conforme o escoamento se desenvolve dentro da tubulação.

Nos casos onde a velocidade de mistura é baixa, a identificação de cada uma das estruturas é de fácil determinação, principalmente pelo fato de que a região de recirculação localizada na região de esteira não apresenta frações de vazio muito altas, porém conforme a velocidade de mistura e o diâmetro interno do duto aumentam, o arrasto na região da esteira aumenta a fração de vazio na região de esteira, circunstancialmente apresentando frações de vazio muito altas quando comparadas com a fração média do pistão.

A correlação obtida para o comprimento da bolha (Equação 30) foi determinada utilizando todos os resultados dos cinco (5) sensores de detecção de fase. A correlação está diretamente relacionada com a magnitude da velocidade superficial do gás. A comparação da correlação com os dados experimentais é mostrada na Figura 41 com erros médios relativos de 17,68% e coeficiente de determinação (R^2) de 0,89.

Figura 41: Comprimento da bolha de Taylor obtida nos experimentos com o modelo proposto nesta tese.

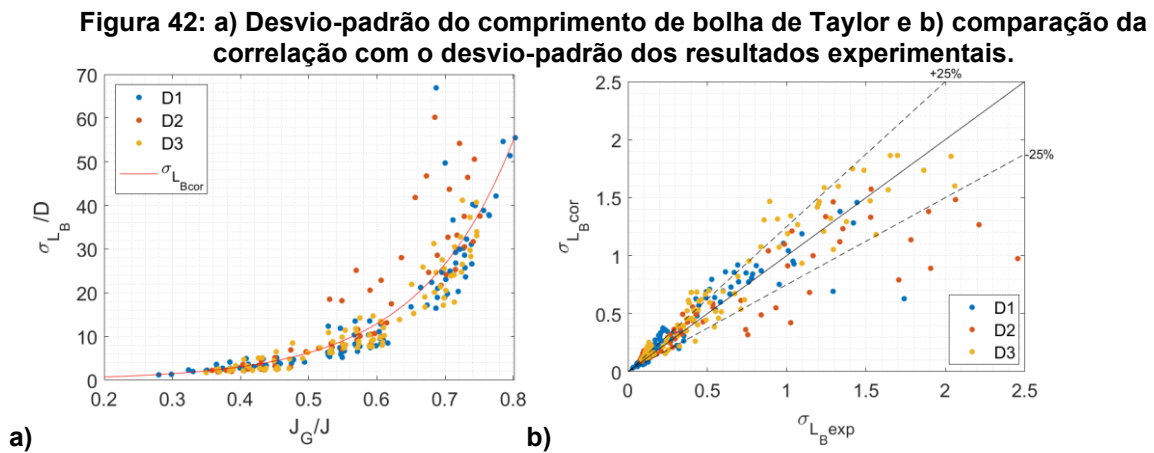


Fonte: autoria própria (2023)

$$L_{B_{cor}} = D \left(0,6785 \exp \left(5,822 \frac{J_G}{J} \right) \right) \quad (30)$$

A equação para o desvio-padrão da correlação para o comprimento da bolha apresenta um coeficiente de determinação de 0,80 (Equação 31), e o gráfico do desvio-padrão e a comparação com o da correlação do desvio-padrão são mostrados na Figura 42.a e na Figura 42.b respectivamente.

$$\sigma_{L_{Bcor}} = D \left(0,1677 \exp \left(7,238 \frac{J_G}{J} \right) \right) \quad (31)$$



Fonte: autoria própria (2023)

4.2.3.2 Pistão de líquido

O comprimento do pistão é considerado um parâmetro de estabilidade para o escoamento em golfadas, pois o perfil de velocidade do líquido precisa de um comprimento mínimo para que esteja desenvolvido o suficiente para que não interfira no escoamento do nariz da bolha de Taylor que vem logo em seguida. Segundo Taitel *et al.* (1980) o comprimento suficiente do pistão de líquido para que não exista interação entre duas bolhas de Taylor é de 16D. Segundo Costigan e Whalley (1997), quando a velocidade de mistura é alta, os pistões podem chegar a medir até 40D.

Para a proposta da correlação empírica para o pistão de líquido desta tese foram realizadas diversas regressões utilizando as velocidades superficiais do escoamento como variáveis independentes. Porém, os erros relativos médios obtidos foram muito altos, chegando a 40%. Sendo assim, é apresentada uma correlação para o fator de intermitência ($\beta = L_B/L_U$) que relaciona o comprimento das estruturas do escoamento em golfadas.

Definindo a velocidade da bolha em função da frequência e do comprimento de passagem de cada célula unitária (Eq. 32) e isolando o comprimento do pistão temos (Eq. 33):

$$V_{TB} = (L_S + L_B)f \quad (32)$$

$$L_S = \frac{V_{TB}}{f} - L_B \quad (33)$$

Sabendo que o fator de intermitência é a razão entre o comprimento da bolha de Taylor e o comprimento da célula unitária, o complemento deste fator relaciona o comprimento do pistão de líquido com o da célula unitária (Eq. 34).

$$1 - \beta = \frac{L_S}{L_U} \quad (34)$$

$$L_B = \frac{L_S}{1 - \beta} - L_S \quad (35)$$

Substituindo a Eq. 35 na Eq. (33 tem-se:

$$L_S = \left[\frac{V_{TB}}{f} - \left(\frac{L_S}{1 - \beta} - L_S \right) \right] \quad (36)$$

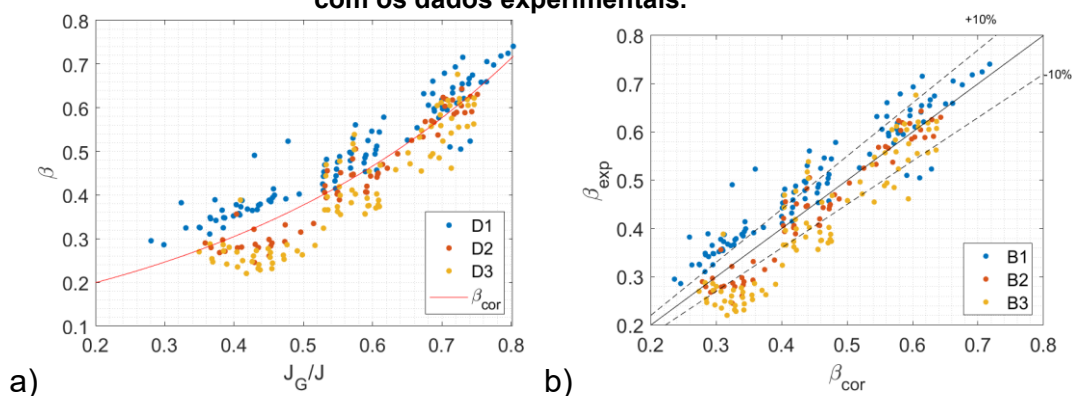
Finalmente agrupando os termos de L_S e isolando tem-se:

$$L_S = \frac{V_{TB}}{f} (1 - \beta) \quad (37)$$

A correlação proposta para o fator de intermitência foi obtida a partir de todos os resultados de todos os sensores (Figura 43.a). A equação para o fator de intermitência é mostrada na equação 38. A comparação dos resultados obtidos com esta correlação com os resultados experimentais é mostrada na Figura 43.b, tendo sido obtido um erro relativo médio de 12,10%.

$$\beta_{cor} = 0,1304 \exp\left(2,124 \frac{J_G}{J}\right) \quad (38)$$

Figura 43: a) Correlação obtida para o fator de intermitência (β) e b) comparação da correlação com os dados experimentais.



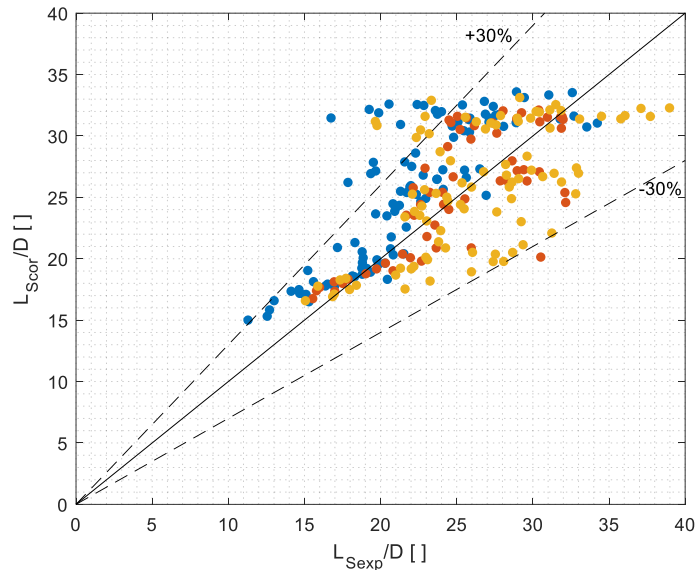
Fonte: Autoria própria (2023)

Pela forma como são apresentados os resultados na Figura 43.a, existe uma separação de comportamento entre os resultados para cada um dos diâmetros, principalmente para J_G/J menores que 0,65. A partir desse ponto os resultados estão mais misturados entre cada um dos diâmetros. A razão entre a velocidade superficial do gás e a velocidade de mistura está diretamente relacionada com o fator de intermitência, e que o escoamento será mais agitado e aerado para relações de J_G/J com maior quantidade de gás dentro do duto. Com isso, é esperado que o escoamento em golfadas não esteja desenvolvido na sua totalidade quando há muito gás dentro da linha, apresentando grandes variações no que diz respeito ao tamanho das estruturas e estabilidade do escoamento.

Por outro lado, quando a quantidade de gás dentro do duto é baixa ($J_G/J < 0,65$) o escoamento se estabelece com mais rapidez, mostrando a tendência dos resultados como iso-curvas diferentes para cada diâmetro, apresentando os resultados em curvas distintas para cada diâmetro.

Substituindo a equação 38 na equação 37, e comparando os resultados obtidos com os encontrados pela nova correlação, tem-se os resultados obtidos mostrados na Figura 44.

Figura 44: Comparação do comprimento do pistão de líquido obtido nos experimentos com o modelo proposto nesta tese.



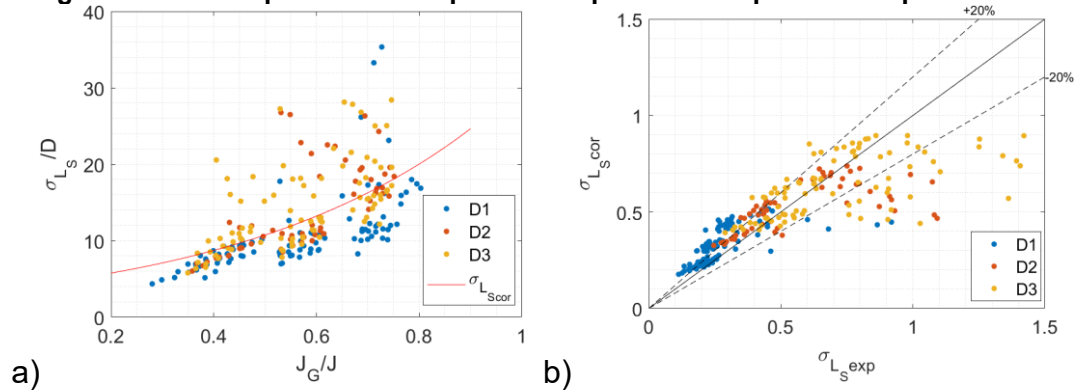
Fonte: autoria própria (2023)

Os resultados mostram pistões entre 10D e 40D, o que é esperado já que outros autores relataram resultados semelhantes, como Fernandes (1981), Costigan e Whalley (1997) e Barnea e Shemer (2003). O erro relativo médio entre a correlação e os dados experimentais é de 14,40%.

O desvio-padrão obtido para a correlação do comprimento do pistão de líquido possui um coeficiente de determinação (R^2) de 0,36 e está mostrado na equação 39. Este valor é baixo devido ao comportamento obtido do fator de intermitência, o qual apresenta grande dispersão. O gráfico que representa o desvio-padrão é mostrado na Figura 45.a e a comparação dos resultados obtidos com a nova correlação está mostrada na Figura 45.b. O erro médio relativo é de 23,80%.

$$\frac{\sigma_{L_{Scor}}}{D} = 3,798 \exp\left(2,078 \frac{J_G}{J}\right) \quad (39)$$

Figura 45: Desvio-padrão obtido para o comprimento do pistão de líquido.



Fonte: autoria própria (2023)

Os maiores desvios-padrão são apresentados para o diâmetro D3, o que pode ser um indicativo de que o escoamento para diâmetros maiores precisa ter comprimentos maiores para atingir uma golfada bem estabelecida.

A Tabela 4 mostra as correlações empíricas encontradas para os parâmetros característicos do escoamento em golfadas com sua respectiva correlação para o desvio padrão.

Tabela 4: Correlações empíricas e seus desvios padrão para o escoamento em golfadas vertical.

Correlação	Desvio padrão
$V_{TB_{cor}} = 1,25J + 0,19\sqrt{gD}$	$\sigma_{V_{TB_{cor}}} = 9,819\sqrt{gD} \exp\left(-1,835 \frac{J}{J_G}\right)$
$f_{cor} = 0,005177 \frac{J_G}{D} \exp\left(5,301 \frac{J_L}{J}\right)$	$\sigma_{f_{cor}} = 0,01088 \frac{J_G}{D} \exp\left(3,072 \frac{J_L}{J}\right)$
$L_{B_{cor}} = D \left(0,6785 \exp\left(5,822 \frac{J_G}{J}\right)\right)$	$\sigma_{L_{B_{cor}}} = 0,1677D \exp\left(7,238 \frac{J_G}{J}\right)$
$\beta_{cor} = 0,1304 \exp\left(2,124 \frac{J_G}{J}\right)$	$\sigma_{\beta} = 0,09063 \exp\left(2,73 \frac{J_G}{J}\right)$
$L_S = \frac{V_{TB}}{f} (1 - \beta_{cor})$	$\sigma_{L_{S_{cor}}} = 3,798 D \exp\left(2,078 \frac{J_G}{J}\right)$

Fonte: Autoria própria (2023)

Embora as correlações representem os parâmetros característicos do escoamento em golfadas, é importante destacar que esse fenômeno é estocástico, o que significa que algumas aquisições podem se afastar das tendências e até mesmo dos desvios padrão. Para identificar essas ocorrências atípicas, uma análise detalhada da distribuição dos resultados por meio de gráficos PDF auxilia no entendimento da evolução do escoamento.

4.3 Evolução do escoamento

A forma de apresentação dos resultados da evolução do escoamento é dividida para cada um dos diâmetros e para as condições de entrada do escoamento em função da relação J_G/J_L .

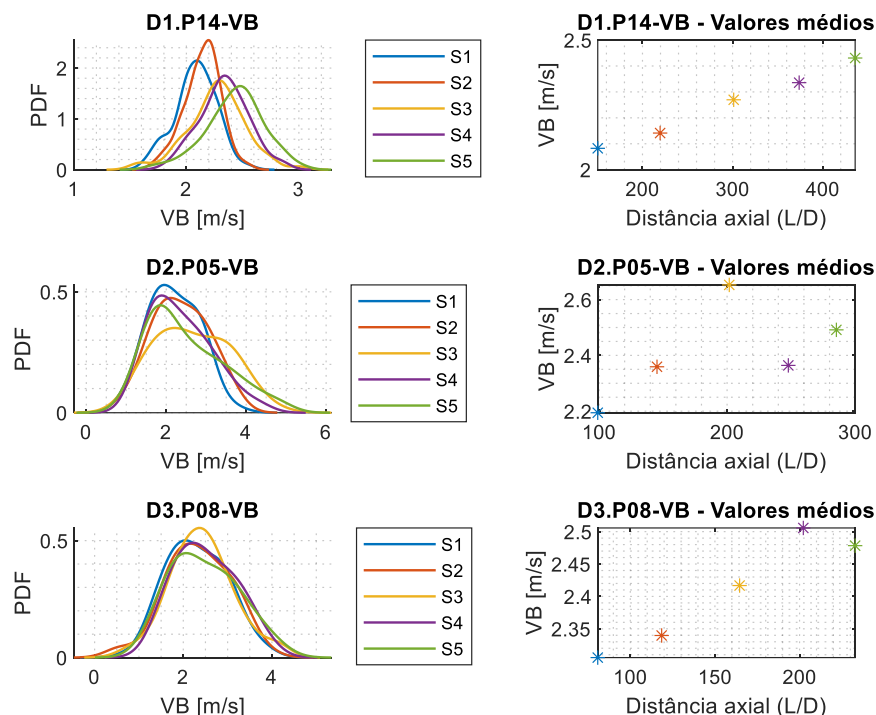
Cada gráfico a seguir mostra a distribuição dos dados experimentais por meio de gráficos PDF (à esquerda), e os respectivos dados médios para cada ponto experimental (à direita). Em cada linha são mostrados os pontos experimentais com mesma velocidade de mistura ($J=1,50$ m/s) para cada diâmetro ($D1=26$, $D2=40,8$ e $D3=50$ mm), conforme indicado na parte superior de cada um dos gráficos. Na parte superior de cada gráfico indica-se qual variável está sendo mostrada. Por exemplo, para um subtítulo “D1.P14-VB”, o gráfico mostra o resultado do diâmetro interno de 26 mm ($D1$), o ponto experimental P14 ($J_G=1,00$, $J_L=0,50$ m/s) e mostrando a velocidade da bolha de Taylor (VB) como variável.

Os resultados e gráficos de distribuição de todos os pontos experimentais são mostrados no Apêndice D.

4.3.1 Velocidade da bolha

Na Figura 46, em cada uma das linhas, são mostrados os pontos experimentais P14, P05 e P08 ($J_G=1,00$, $J_L=0,50$ m/s) para $D1$, $D2$ e $D3$ respectivamente, quando $J_G/J_L > 1$. É esperado que nas primeiras estações as velocidades sejam mais baixas, devido à alta pressão da coluna de água. Conforme o escoamento avança dentro do duto, a velocidade da bolha aumenta, devido ao aumento do tamanho das estruturas que é influenciado por dois mecanismos combinados de expansão. O primeiro mecanismo vem da expansão de gás conforme a coluna de água diminui. O segundo mecanismo acontece quando duas bolhas estão perto uma da outra; a segunda bolha tem uma grande variação da sua velocidade, incrementando a sua velocidade. Isto ocorre porque o perfil de velocidade na região do pistão de líquido não está totalmente desenvolvido, interferindo no escoamento da segunda bolha de Taylor. Eventualmente, a segunda bolha de Taylor coalesce com a primeira bolha, fazendo com que o pistão de líquido também aumente o seu tamanho e em consequência com que o tamanho da bolha seja maior. Esta variação do tamanho das estruturas é refletida no aumento de velocidade da bolha de Taylor devido ao líquido incompressível.

Figura 46: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L > 1,00$, $J_G = 1,00$ e $J_L = 0,50$ [m/s] e resultados médios para a velocidade da bolha de Taylor.



Autoria própria (2023)

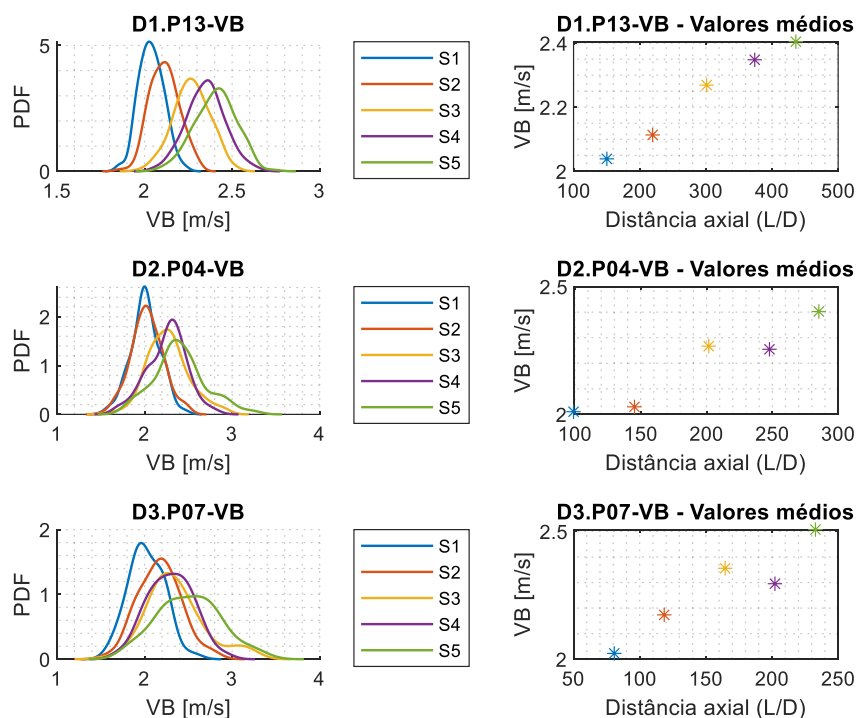
Ao se comparar cada um dos diâmetros na Figura 46 percebe-se que na primeira estação (S1) a mediana é menor do que nas outras estações, o que também é possível ver pelo gráfico das médias.

A distribuição dos dados de velocidade da bolha de Taylor tem uma distribuição normal, principalmente nas últimas estações. Nas primeiras estações percebe-se que algumas distribuições podem apresentar uma ligeira tendência a um comportamento bimodal. Isto é um reflexo do processo de coalescência que pode ocorrer ainda nas estações mais baixas onde o escoamento ainda está em desenvolvimento.

Percebe-se, pelos resultados médios, que mesmo para a mesma combinação de velocidades superficiais, a velocidade da bolha de Taylor aumenta na medida em que o diâmetro interno do duto aumenta. Este resultado também é esperado, pois pelo modelo de Bendiksen (1984) a porção da velocidade de *drift* está diretamente relacionada com o diâmetro da tubulação. Com isso, conforme o diâmetro aumenta, existe um leve aumento da velocidade da bolha de Taylor que vem do maior escorregamento das fases. Este fato relaciona-se ao aumento da velocidade do filme.

Na Figura 47, em cada uma das linhas, está mostrada a distribuição e média dos pontos experimentais P13, P04 e P07 ($J_G=0,75$, $J_L=0,75$ m/s) para D1, D2 e D3 respectivamente, quando $J_G/J_L=1$.

Figura 47: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L=1,00$, $J_G=0,75$ e $J_L=0,75$ [m/s] e resultados médios para a velocidade da bolha de Taylor.



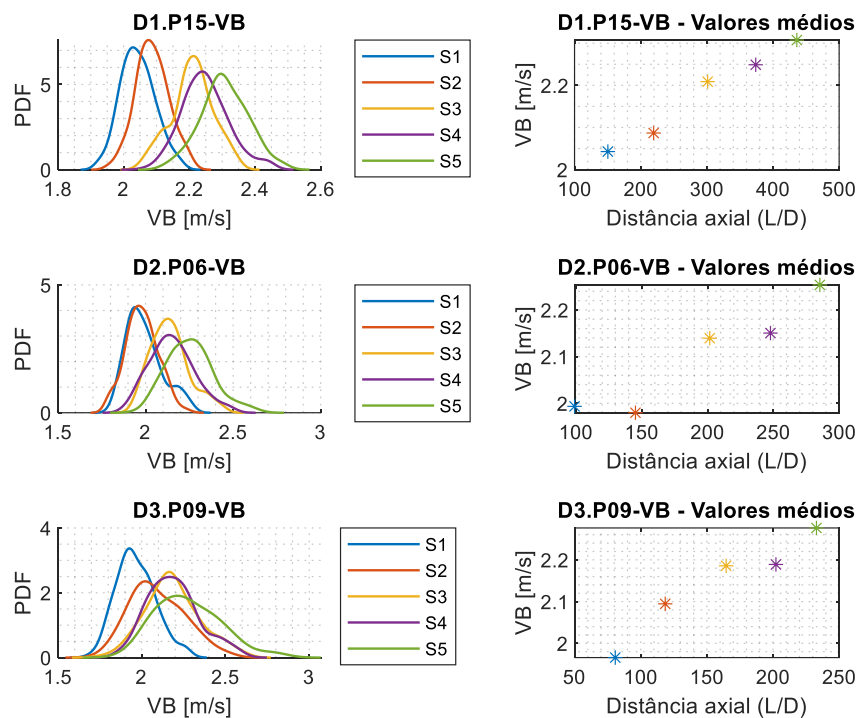
Autoria própria (2023)

Observa-se que para todos os diâmetros o aumento da velocidade da bolha de Taylor é evidente. Assim como a distribuição normal dos resultados, apresentando uma concentração maior nas estações mais baixas, e com resultados cada vez mais dispersos conforme o escoamento se aproxima da seção de saída, mostrando a característica estocástica do escoamento em golfadas. De forma geral, os resultados tendem a um aumento da velocidade média do escoamento ao longo do trecho vertical devido à expansão do gás conforme a coluna de água diminui.

Na Figura 48, em cada uma das linhas, é mostrada a distribuição e média dos pontos experimentais P15, P06 e P07 ($J_G=0,50$, $J_L=1,00$ m/s) para D1, D2 e para D3, respectivamente, quando $J_G/J_L < 1$.

A distribuição dos resultados obtidos para velocidade da bolha de Taylor apresenta uma maior concentração de dados nas primeiras estações, as quais vão se distribuindo cada vez mais conforme o escoamento se desenvolve no duto.

Figura 48: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L < 1,00$, $J_G = 0,50$ e $J_L = 1,00$ [m/s] e resultados médios para a velocidade da bolha de Taylor.



Autoria própria (2023)

Nas últimas estações (S4 e S5) ocorre uma maior dispersão de resultados experimentais, mostrando cada vez mais uma distribuição normal dos dados. Quando as primeiras estações são analisadas (S1-S3), observa-se que algumas curvas apresentam uma ligeira tendência de um comportamento bimodal, com uma pequena ocorrência de aquisições de velocidade alta da bolha de Taylor, o que pode indicar um processo de coalescência de bolhas. Este fenômeno, quando observado nas primeiras estações (S1 e S2), está relacionado com um processo de fenômeno de entrada, onde o escoamento ainda está se desenvolvendo.

Ao comparar as Figura 46, Figura 47 e Figura 48, considerando a mesma velocidade de mistura como condição de entrada e alterando a quantidade de gás na tubulação (J_G/J_L), observa-se que os resultados médios são próximos, mantendo um comportamento de expansão ao longo da linha que segue o modelo proposto por Bendiksen (1984).

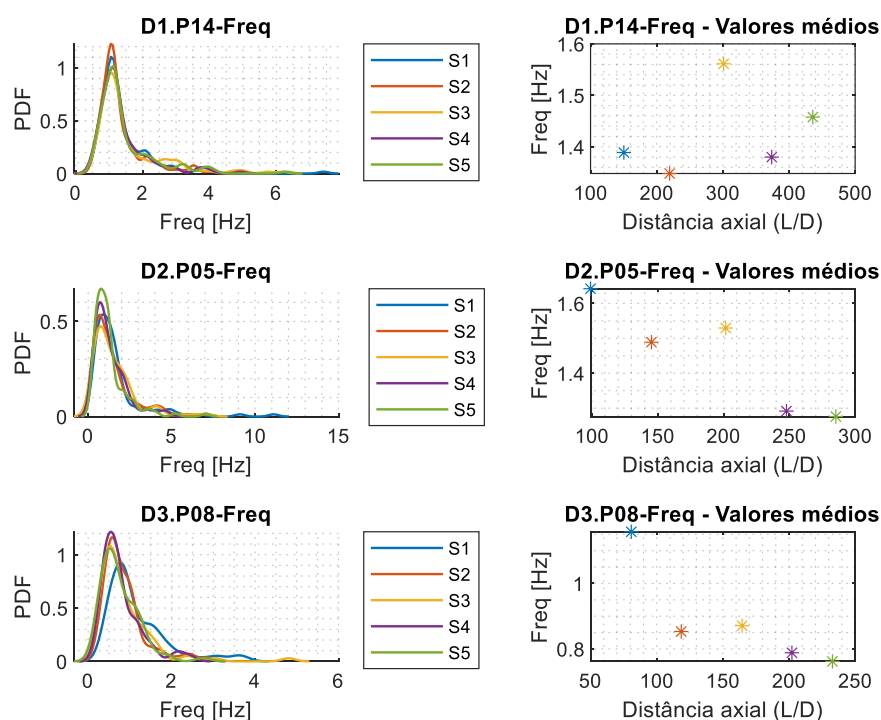
4.3.2 Frequência

A Figura 49 mostra em cada uma das linhas as distribuições dos resultados experimentais, assim como os valores do cálculo da média harmônica dos resultados

para a frequência de passagem da célula unitária dos pontos experimentais P14, P05 e P08 ($J_G=1,00$, $J_L=0,50$ m/s) de D1, D2 e D3, respectivamente.

Dois efeitos principais devem ser considerados para o entendimento dos resultados obtidos da frequência de passagem da célula unitária. O primeiro é a expansão do comprimento das estruturas que compõem uma célula unitária (bolha de Taylor e pistão de líquido), e o segundo mecanismo é o de aumento da velocidade do escoamento. Cada um destes efeitos afeta de forma oposta a frequência de passagem do escoamento. Quando considerados de forma isolada, se somente existe expansão das estruturas, mantendo a velocidade constante, é esperado que a frequência de passagem diminua, pois as estruturas são maiores. Se somente existe aumento da velocidade do escoamento dentro da tubulação, sem que o aumento do tamanho das estruturas seja considerado, é esperado que a frequência aumente. Sendo assim, um efeito compete com o outro.

Figura 49: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L > 1,00$, $J_G=1,00$ e $J_L=0,50$ [m/s] e resultados médios para a frequência de passagem da célula unitária.



Autoria própria (2023)

Verifica-se nos resultados apresentados pela Figura 49 que existe uma diminuição da frequência conforme o escoamento passa pela seção de teste nos resultados para D2 e D3. Para D1, os resultados não mostram uma tendência clara. As distribuições dos dados experimentais apresentam pouca diferença entre cada

uma das estações, mostrando uma tendência dos resultados com assimetria positiva ou log-normal.

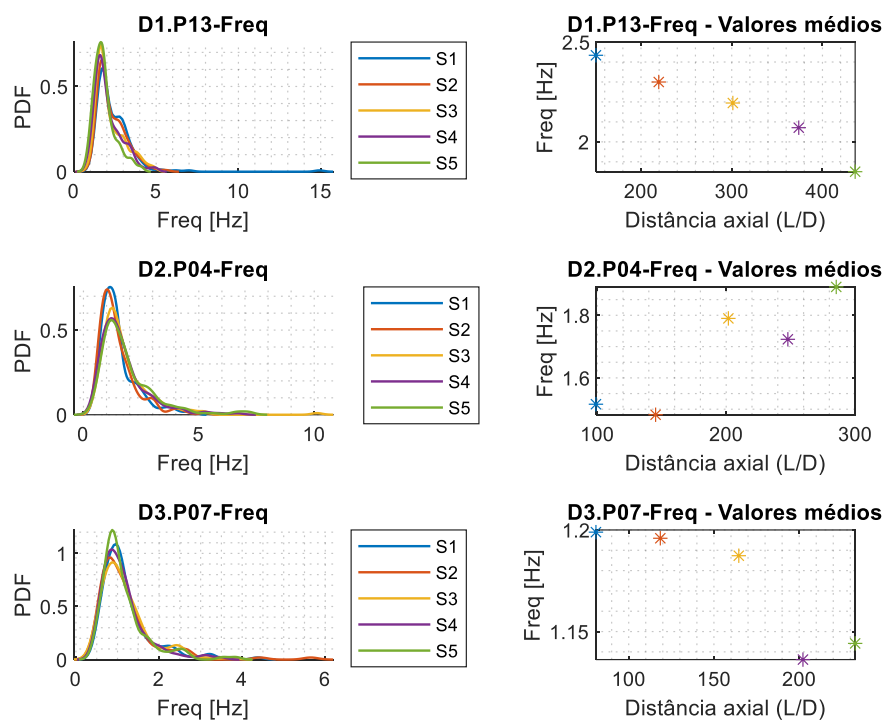
As pequenas ocorrências das frequências altas estão relacionadas à passagem de pequenas bolhas de Taylor mais aceleradas que estão em processo de coalescência com a bolha à frente. Percebe-se que nas últimas estações estas ocorrências de passagem de bolhas de menor tamanho diminuem de forma considerável, quando comparadas com as primeiras estações.

A tendência do escoamento em golfadas é de uma eventual estabilização, o que pode estar correlacionado com a variação da frequência entre uma estação e outra. Percebe-se pelos dados médios que na primeira estação o escoamento está em processo de desenvolvimento para uma golfada bem estabelecida.

Na Figura 50, em cada uma das linhas, a distribuição dos dados experimentais é mostrada, assim como a média do ponto experimental para a frequência de passagem da célula unitária para os pontos P13, P04 e P07 ($J_G=0,75$, $J_L=0,75$ m/s) em D1, D2 e D3, respectivamente.

Os resultados médios apresentam decaimento dos valores em D1 e D3, sendo que o mecanismo de aumento das estruturas é mais intenso do que a aceleração do escoamento. Existe uma divergência quanto à tendência dos resultados obtidos em P04 para D2, onde a frequência apresenta aumento. Este tipo de divergência pode estar relacionado a algum efeito de saída da bancada experimental (grandes variações de pressão na região de saída devido a bolhas de Taylor com comprimentos maiores a 3 metros), fazendo com que o escoamento não apresente resultados com tendências claras.

Figura 50: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L=1,00$, $J_G=0,75$ e $J_L=0,75$ [m/s] e resultados médios para a frequência de passagem da célula unitária.



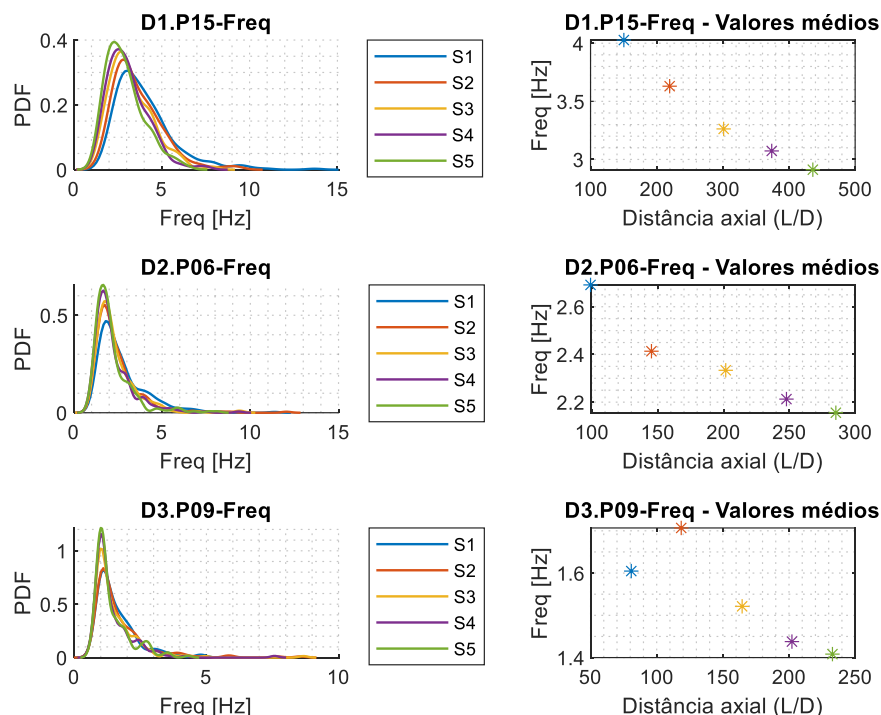
Autoria própria (2023)

Na Figura 51, em cada uma das linhas, é mostrada a distribuição dos dados experimentais, assim como a média harmônica da frequência de passagem da célula unitária dos pontos P15, P06 e P09 ($J_G=0,50$, $J_L=1,00$ m/s) em D1, D2 e D3, respectivamente. As médias dos resultados obtidos apresentam decaimento, o que seria esperado uma vez que o tamanho das estruturas aumenta.

A distribuição dos dados estatísticos mostra que para D1 a dispersão dos resultados obtidos abrange frequências entre 1 e 5 Hz mesmo nas últimas estações da seção de teste, podendo indicar que o escoamento está ainda em processo de atingir uma golfada bem estabelecida. Analisando os resultados médios percebe-se que os dados apresentados estão longe de atingir a estabilidade mostrando um constante decaimento.

Uma característica de um escoamento em golfadas bem estabelecido é sua proximidade em alcançar uma estabilização. Nesse caso, espera-se uma distribuição cada vez mais estreita dos dados da frequência, com pouca dispersão e uma diminuição gradual dos valores médios, tendendo a uma assíntota.

Figura 51: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L < 1,00$, $J_G = 0,50$ e $J_L = 1,00$ [m/s] e resultados médios para a frequência de passagem da célula unitária.



Autoria própria (2023)

Quando comparadas as três condições mostradas nas Figura 49, Figura 50 e Figura 51, onde a relação J_G/J_L diminui, percebe-se que os valores médios da frequência de detecção de fase aumentam conforme a quantidade de gás diminui, mantendo constante a velocidade de mistura na condição de entrada, para todos os diâmetros. Isto é esperado, pois quando existe uma velocidade superficial de gás maior dentro do duto, o tamanho das estruturas é maior, quando comparadas com os casos em que a velocidade superficial do gás é menor.

Considerando-se a variação da frequência entre uma estação e outra como um parâmetro de estabilidade do escoamento em golfadas, pode-se afirmar que o escoamento atinge uma golfada bem estabelecida com mais facilidade quando há menor quantidade de gás na tubulação.

4.3.3 Comprimento da bolha de Taylor

A Figura 52 mostra, em cada uma das linhas, as distribuições dos resultados experimentais, assim como os valores do cálculo da média dos resultados para o comprimento da bolha de Taylor dos pontos experimentais P14, P05 e P08 ($J_G = 1,00$, $J_L = 0,50$ m/s) para D1, D2 e D3, respectivamente.

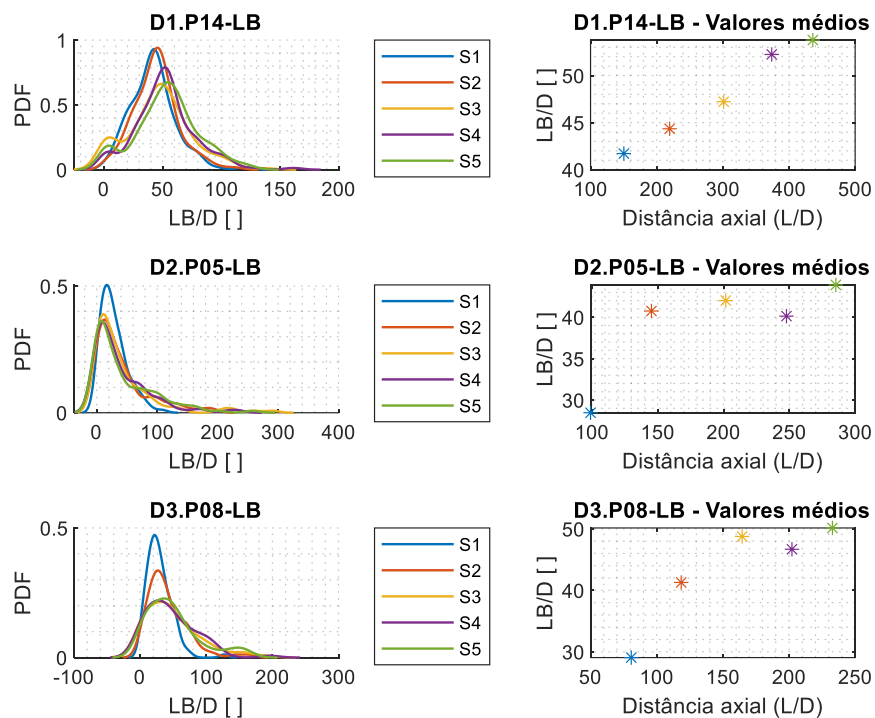
Devido à perda de pressão na linha de teste conforme a coluna de água diminui, a expansão do gás faz com que o comprimento da bolha aumente. A distribuição obtida para os resultados é normal. No começo do escoamento os resultados obtidos estão mais concentrados em valores baixos, mas conforme o escoamento fica mais perto da região de saída, os valores vão aumentando cada vez mais devido à expansão do gás, com poucas ocorrências de bolhas muito grandes (acima de 100D).

Na Figura 49 (frequência de passagem do escoamento), foi levantada a hipótese de que quando a frequência de passagem do escoamento tem pouca variação entre uma estação e outra o escoamento apresenta uma certa estabilidade. Este comportamento pode ser verificado na Figura 52, pelos resultados dos comprimentos médios da bolha de Taylor, pois aparentemente chegam a um valor no qual a variação entre cada estação começa a ser mínima nos pontos D2.P05 e D3.P08. Para D1, não foi atingida essa condição, mostrando valores médios cada vez maiores conforme o escoamento se desenvolve na seção de testes vertical. Por ser um estudo experimental, nem todos os resultados apresentam uma tendência clara, apesar de todos os cuidados que foram tomados ao longo dos testes realizados.

Os resultados para o tamanho da bolha de Taylor são mostrados de forma adimensional, relacionando-os com o diâmetro do duto. Observa-se que o tamanho absoluto da bolha de Taylor é diretamente proporcional ao tamanho do diâmetro interno, quando é mantida constante a velocidade de mistura do escoamento.

Os resultados médios são mostrados de forma adimensional. Ao se considerar cada comprimento como sua unidade dimensional (em metros, por exemplo), percebe-se que o aumento do tamanho das bolhas de Taylor é ainda maior quando aumenta o diâmetro do duto.

Figura 52: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L > 1,00$, $J_G = 1,00$ e $J_L = 0,50$ [m/s] e resultados médios do comprimento da bolha de Taylor.

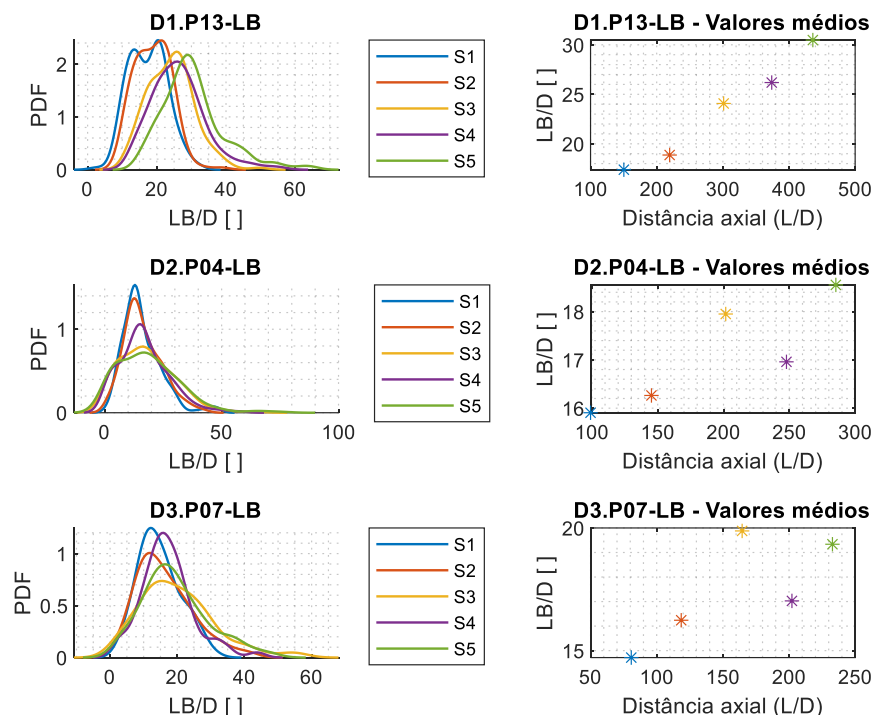


Autoria própria (2023)

A Figura 53 mostra, em cada linha, a distribuição e as médias dos experimentos P13, P04 e P07 ($J_G = 0,75$, $J_L = 0,75$ m/s) de D1, D2 e D3 respectivamente.

Percebe-se que existe uma tendência de aumento do comprimento que pode ser explicado de duas maneiras. Nas primeiras estações é possível ver pela distribuição dos dados que existe um comportamento bimodal, com dois comprimentos característicos, os quais conforme o escoamento se aproxima da região de saída vão se aproximando da curva com distribuição normal, como pode ser visto no resultado para D1.P13. Outro comportamento que está relacionado com o escoamento em golfadas ainda em desenvolvimento, pode ser visto nas curvas para D2.P04 e D3.P07, onde um pico bastante alto, isto é, com uma alta taxa de ocorrência nessa estação, mostra bolhas alongadas de comprimento curto. Conforme o escoamento vai se estabelecendo dentro do duto, as curvas de distribuição vão se aproximando cada vez mais de uma distribuição normal.

Figura 53: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L=1,00$, $J_G=0,75$ e $J_L=0,75$ [m/s] e resultados médios do comprimento da bolha de Taylor.



Autoria própria (2023)

Analisando-se os resultados médios dos experimentos percebe-se que existe uma tendência de crescimento constante, porém, sem chegar num patamar onde se poderia afirmar que o escoamento está mais estável. Isto pode estar relacionado com o resultado visto pela frequência na Figura 50, onde a frequência também apresenta resultados com alta variação entre cada uma das estações.

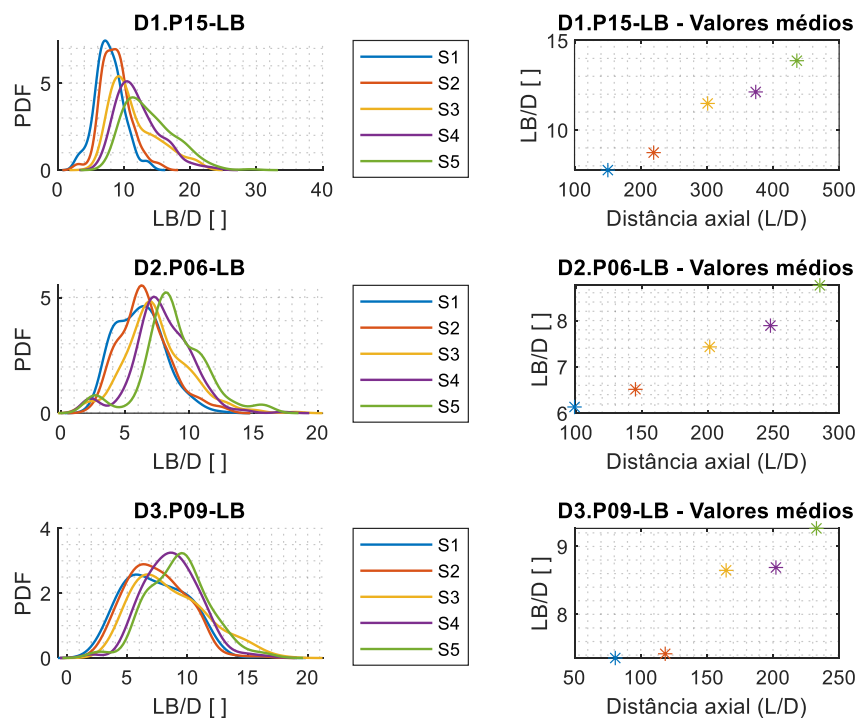
A Figura 54 mostra, em cada uma das suas linhas, a distribuição e resultados médios dos pontos experimentais P15, P06 e P09 para D1, D2 e D3 respectivamente.

O comportamento das curvas para estes pontos experimentais tem uma tendência a se apresentar como uma distribuição normal. Nota-se que em D2.P06, nas últimas estações (S4 e S5) é mostrada uma tendência bimodal da distribuição.

Analisando-se a evolução do escoamento e o sinal obtido para o ponto D2.P06 observou-se na estação S3 que a passagem de bolhas com comprimento menor e consideradas como bolhas de capa esférica foi alta, como mostrado na Figura 55. Estas pequenas bolhas não foram consideradas como bolhas de Taylor na estação S3 mas, devido à expansão do gás e coalescência entre duas bolhas de Taylor o comprimento destas bolhas aumenta. Com isso, nas estações seguintes são consideradas como bolhas de Taylor e são contabilizadas no diagrama de distribuição.

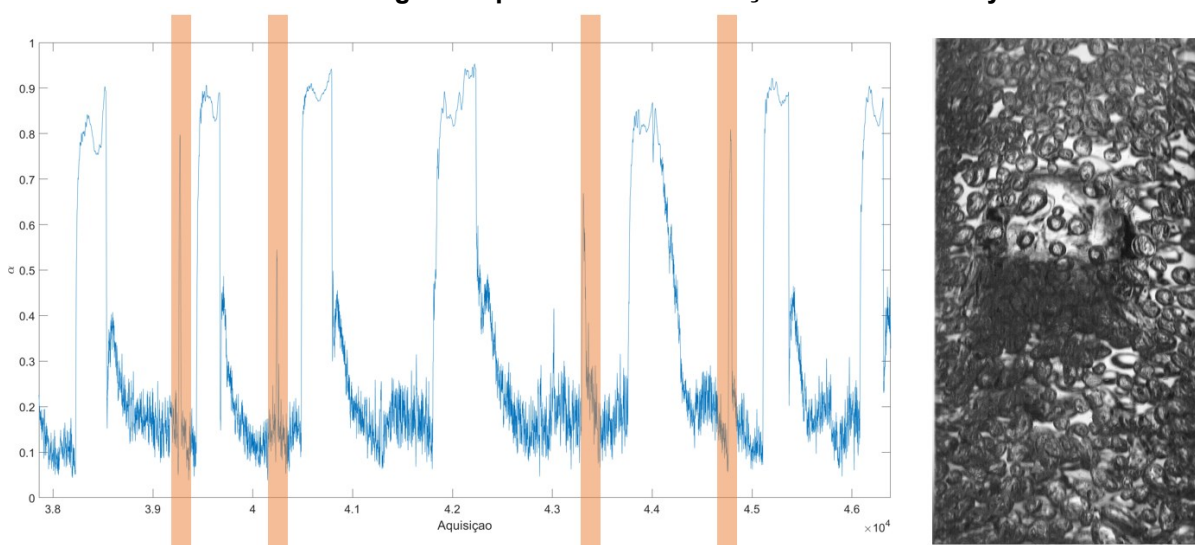
Espera-se que com o avanço do escoamento as bolhas de menor comprimento acelerem mais, eventualmente coalescendo com a bolha à sua frente.

Figura 54: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L < 1,00$, $J_G = 0,50$ e $J_L = 1,00$ [m/s] e resultados médios do comprimento da bolha de Taylor.



Autoria própria (2023)

Figura 55: Passagem de bolha de capa esférica, não considerada como bolha de Taylor devido à sua baixa fração de vazio e comprimento inferior a $2D$ no sinal temporal da estação S4 de P06 em D2 e imagem de possível falsa detecção de bolha de Taylor.



Fonte: Autoria própria (2023)

Analisando os resultados obtidos e comparando-se as Figura 52, Figura 53 e Figura 54, percebe-se que o comprimento das bolhas de Taylor é maior quando a

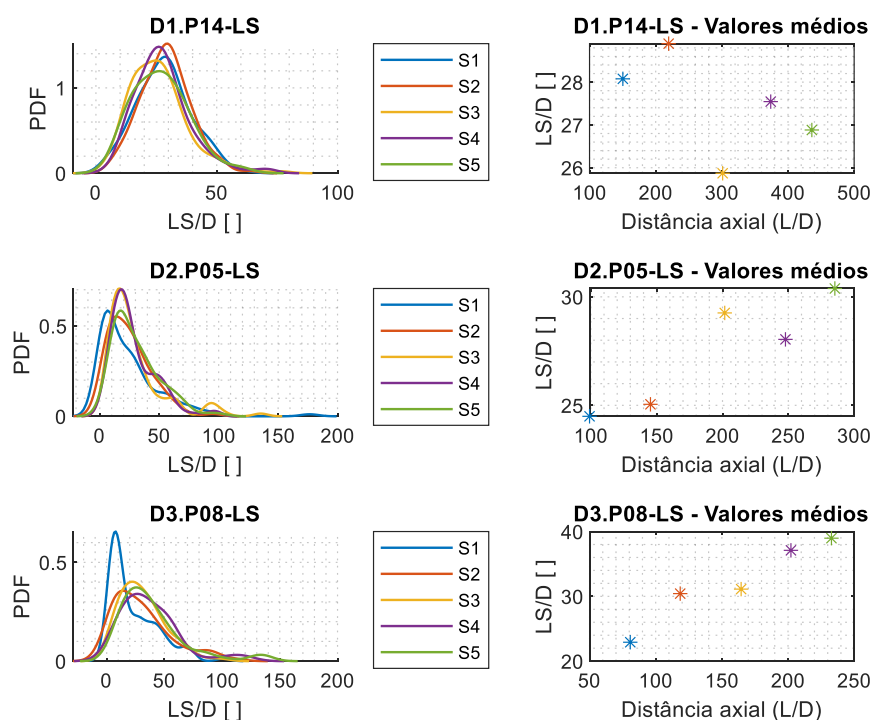
relação J_G/J_L é maior, o que está diretamente relacionado com a velocidade superficial do gás, que indica a quantidade de gás na tubulação.

4.3.4 Comprimento do pistão de líquido

A Figura 56 mostra, em cada linha, a distribuição e os resultados médios de P14, P05 e P08 para D1, D2 e D3 respectivamente.

A distribuição dos resultados obtidos para o comprimento do pistão de líquido apresenta uma tendência de assimetria positiva (log-normal), e se caracteriza pela ocorrência de uma grande quantidade de valores baixos e uma pequena quantidade de valores altos.

Figura 56: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L > 1,00$, $J_G = 1,00$ e $J_L = 0,50$ [m/s] e resultados médios do comprimento do pistão de líquido.



Autoria própria (2023)

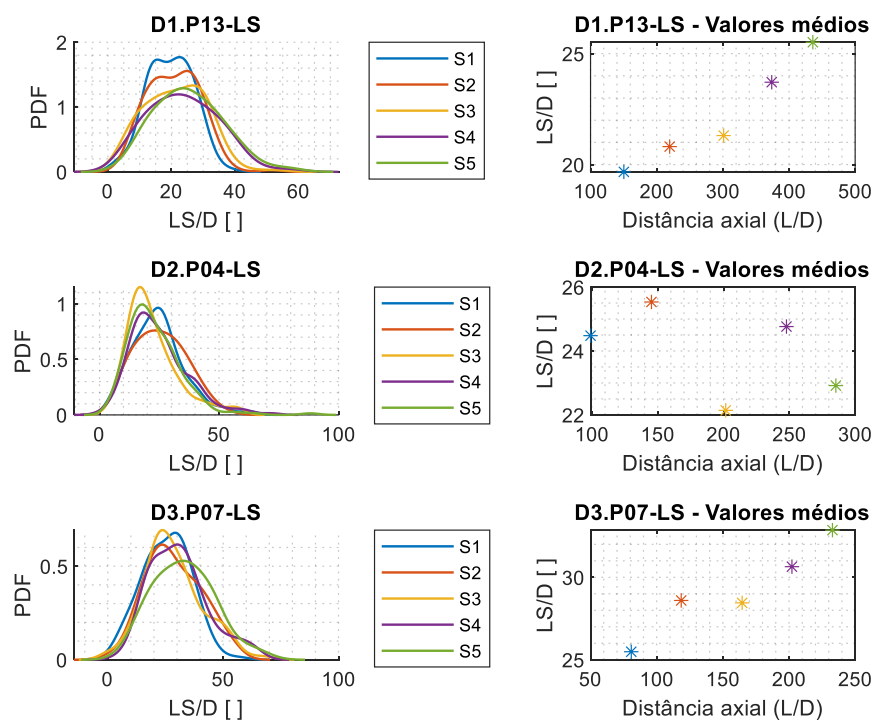
Conforme discutido nos resultados para a frequência e comprimento da bolha de Taylor mostrados nas Figura 49 e Figura 52 respectivamente, é possível relacionar a variação da frequência de uma estação para outra, com a variação do tamanho da bolha de Taylor e do pistão de líquido, podendo chegar à hipótese de que quando a variação da frequência de passagem entre uma estação e outra é baixa, o tamanho das estruturas também atinge uma variação mínima e, com isso, o escoamento em golfadas pode estar bem estabelecido.

A tendência de aumento do tamanho do pistão de líquido é esperada devido à coalescência de bolhas de Taylor que fazem com que dois pistões de líquido também coalesçam, aumentando o tamanho do pistão devido à conservação da massa.

A Figura 57 mostra, em cada uma das suas linhas, a distribuição dos pontos experimentais P13, P04 e P07 de D1, D2 e D3 respectivamente.

A tendência das distribuições mostra que nas estações mais baixas (S1 e S2) o escoamento pode apresentar uma ligeira tendência de distribuição bimodal, que pode estar relacionada com a região em desenvolvimento do escoamento em golfadas.

Figura 57: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L=1,00$, $J_G=0,75$ e $J_L=0,75$ [m/s] e resultados médios do comprimento do pistão de líquido.



Autoria própria (2023)

Os resultados médios apresentam uma tendência de aumento do tamanho do pistão de líquido para D1 e D3 conforme fica mais perto da região de saída, o que é esperado devido à coalescência de bolhas e pistões ao longo da seção de teste. Os resultados da distribuição apresentados para D2 não apresentam uma tendência clara, o que poderia estar relacionado ao fenômeno estocástico do escoamento em golfadas, intensificado com a condição na qual a desordem do tamanho das estruturas é maior quando a razão de J_G/J_L é maior.

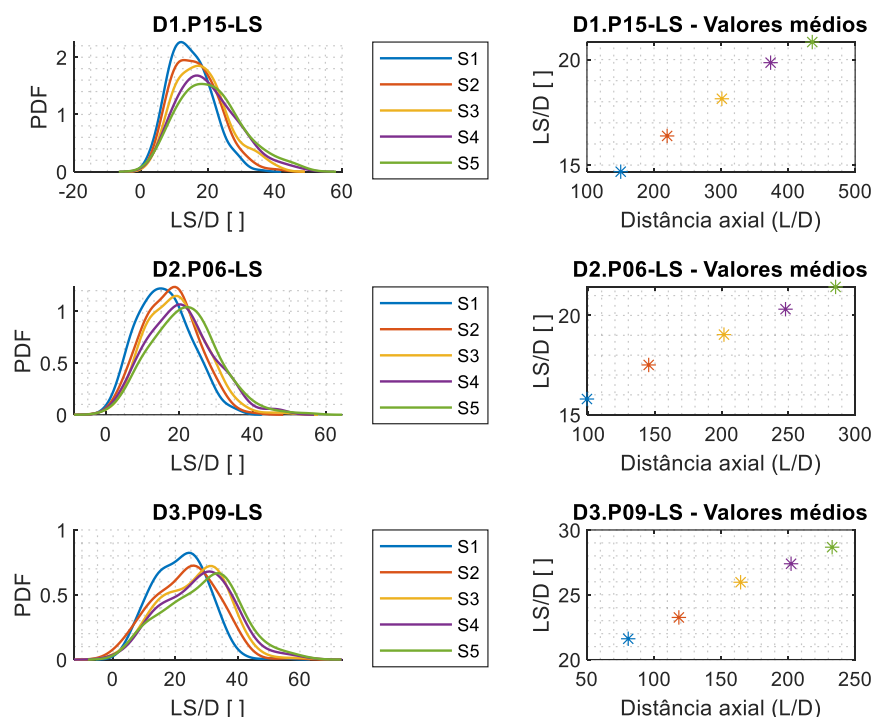
Espera-se que os tamanhos dos pistões apresentem valores entre 10D e 40D conforme relatado por autores como Taitel (1980), Costigan e Whalley (1997), Fernandes *et al.* (1983), entre outros. Os resultados das médias indicam que o tamanho dos pistões de fato está nessa faixa, mas podem apresentar tamanhos de pistões consideravelmente maiores, como pode ser visto pela distribuição da PDF.

A Figura 58 mostra a distribuição dos resultados, assim como o cálculo das médias ao longo da seção de teste para P15, P06 e P09 de D1, D2 e D3 respectivamente.

Percebe-se que as curvas de distribuição apresentam tendência para um comportamento log-normal. Com o aumento da distância axial, a distribuição tende para uma curva normal e os valores médios aumentam.

Quando comparadas as Figura 56, Figura 57 e Figura 58, percebe-se que conforme a relação J_G/J_L diminui, ou seja, a quantidade de gás dentro da tubulação é menor que a do líquido, o tamanho dos pistões também diminui. O mesmo comportamento foi percebido para o tamanho das bolhas de Taylor, o que indica que os processos de coalescência das bolhas e pistões estão diretamente relacionados, de tal maneira que quando duas bolhas de Taylor coalescem, dois pistões de líquido se unem, simultaneamente.

Figura 58: Gráfico de PDF para todos os diâmetros com $J_G/J_L < 1$, $J_G=0,50$ e $J_L=1,00$ [m/s] e resultados médios do comprimento do pistão de líquido.



Autoria própria (2023)

As análises desenvolvidas para os parâmetros característicos do escoamento em golfadas foram realizadas a partir dos dados estatísticos de um total de cinco (5) sensores, os quais estão instalados da seguinte forma: dois do tipo resistivo compostos por dois (2) fios, um sensor capacitivo de malha de eletrodos (WMS) e mais dois sensores resistivos de dois (2) fios. Em alguns dos gráficos mostrados anteriormente é evidente que no sensor de malha de eletrodos (S3) a tendência se perde, o que pode ser explicado por dois motivos: o primeiro refere-se ao tipo de processamento que foi feito para identificação e discriminação de bolha e pistão, enquanto o segundo está relacionado ao grau de intrusão do sensor de malha de eletrodos e como isso pode afetar no desenvolvimento do escoamento.

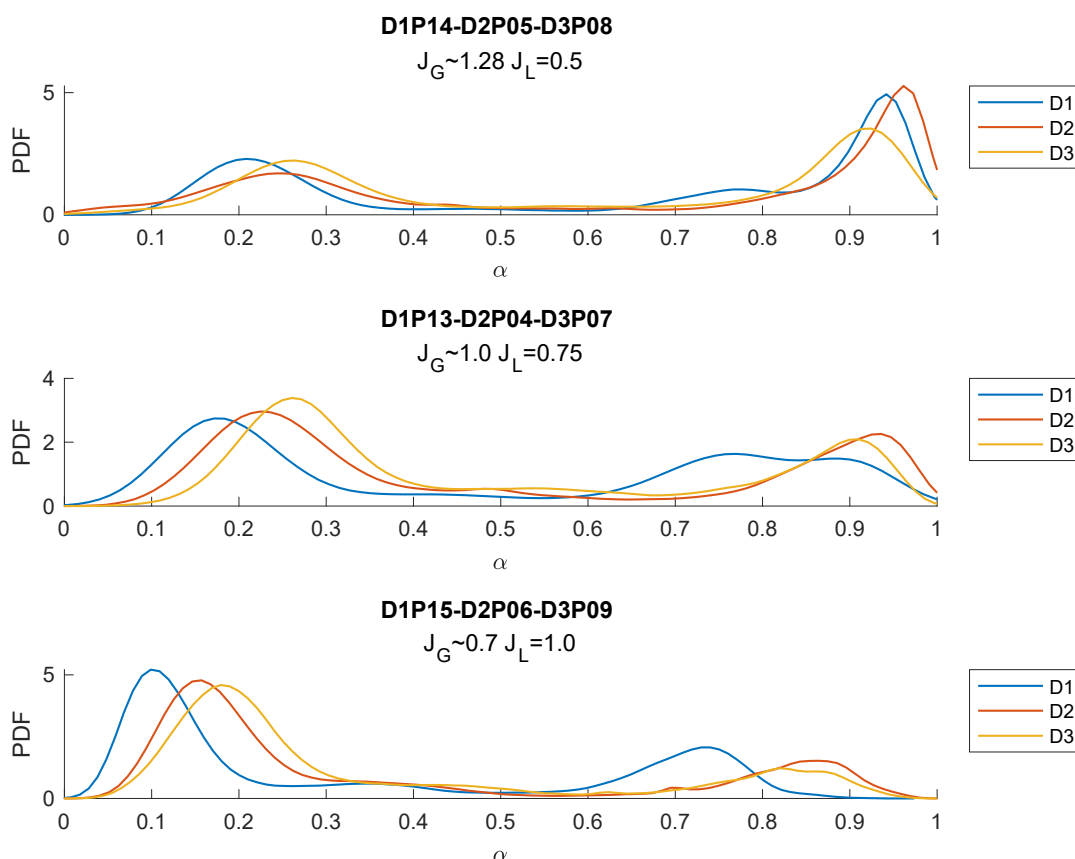
4.4 Fração de vazio

Os resultados obtidos da fração de vazio foram obtidos somente na estação com sensor capacitivo de malha de eletrodos (WMS), pois foi possível fazer aquisições temporais com uma alta taxa de aquisição ao longo de toda a seção transversal do duto, diferentemente do sensor resistivo de dois fios, o qual possui somente um par de fios que fazem a aquisição em uma fração menor da seção transversal do duto.

4.4.1 Fração de vazio na célula unitária

Na Figura 59, são mostrados os pontos experimentais com a mesma velocidade de mistura na estação de referência em diferentes configurações de J_G/J_L e para todos os diâmetros. Sendo que os resultados apresentados são somente da estação do WMS e a velocidade superficial do gás é corrigida pela pressão, enquanto a velocidade superficial do líquido se mantém constante ao longo da seção de teste.

Figura 59: Fração de vazio para os pontos experimentais com $J=1,50$ m/s na estação de referência para todos os diâmetros.



Fonte: Autoria própria (2023)

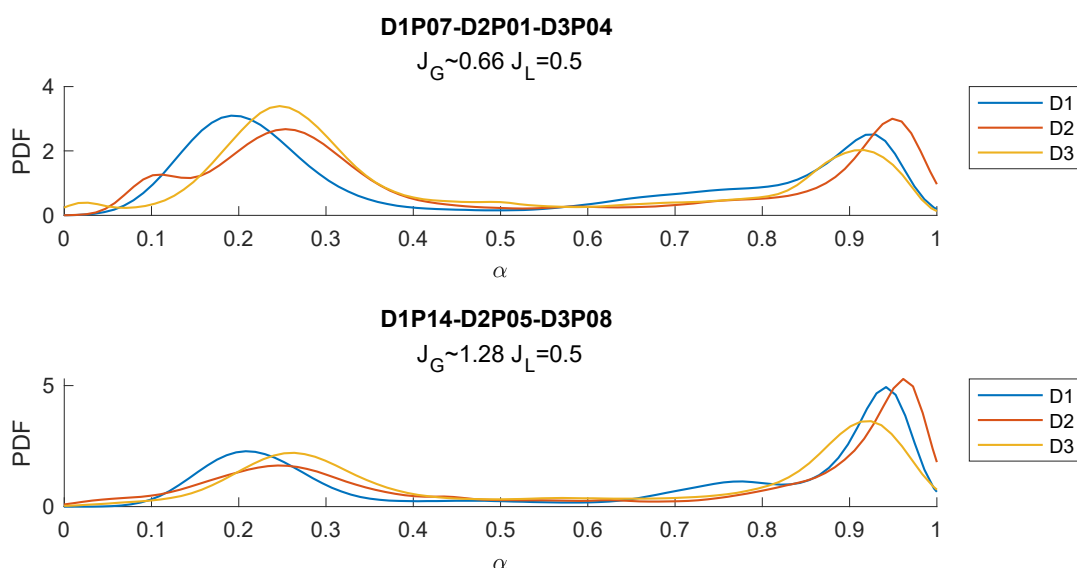
Através da análise da distribuição da fração de vazio, é possível identificar dois grupos distintos de dados: um com baixos valores de fração de vazio ($\alpha < 0,40$), associado à passagem do pistão de líquido, e outro concentrado em valores elevados de fração de vazio ($\alpha < 0,70$), relacionado à passagem da bolha de Taylor. Este gráfico de distribuição de fração de vazio bimodal é característico do escoamento em golfadas (COSTIGAN E WHALLEY, 1997).

Percebe-se que a hipótese de que a fração de vazio na região do pistão de líquido aumenta com o aumento do diâmetro interno da tubulação, levantada pelas

imagens obtidas pela câmera de alta taxa de aquisição de imagens e evidenciada pela alta quantidade de bolhas na região do pistão de líquido, é verificada pelos resultados obtidos pelo WMS. A distribuição da fração de vazio na região do pistão de líquido aumenta nos três gráficos da Figura 59, conforme o diâmetro interno aumenta.

Na Figura 60, são mostradas curvas da distribuição dos dados experimentais obtidos para a fração de vazio quando $J_L=0,5$ m/s com destaque ao aumento da velocidade superficial do gás na estação de referência em cada uma das linhas.

Figura 60: Comparação entre os três diâmetros da distribuição da fração de vazio para $J_L=0,50$ [m/s] constante, e em destaque o aumento da velocidade superficial do gás.



Fonte: Autoria própria (2023)

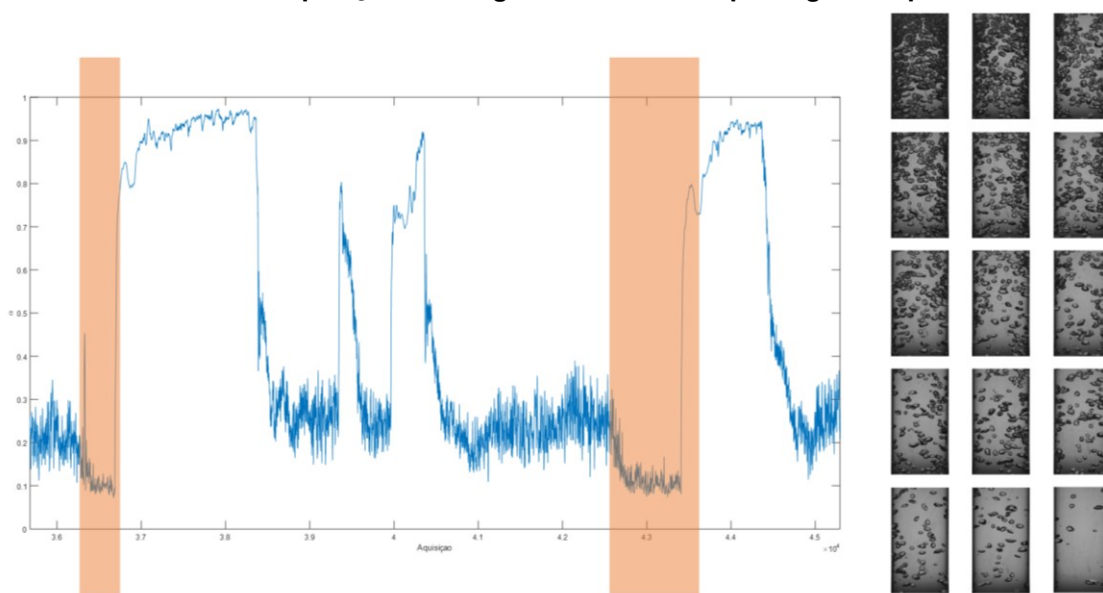
A intensidade dos dois picos na primeira fila, quando J_G é baixo, é quase a mesma, apresentando uma ligeira bi modalidade da distribuição na região do pistão de líquido para D2 e D3. Esta alteração esteve presente em pontos com velocidade de mistura baixa ($J < 1,30$ m/s), onde foi observado que, para pistões longos, a passagem do pistão apresentava dois padrões bem diferenciados. Um com a presença de uma grande quantidade de bolhas dispersas e outro com a ausência quase total delas.

A Figura 61 mostra a série temporal da fração de vazio do ponto experimental P01 do D2, com destaque para a passagem de pistões com fração de vazio baixa, relacionada a imagens obtidas da câmera de alta velocidade onde é possível identificar esta alteração na passagem do pistão de líquido. Este fenômeno acontece em pontos experimentais onde a velocidade de mistura é baixa e, com isso, com certa

frequência ocorria acúmulo de líquido na seção da curva da bancada de testes, provocando um escoamento semelhante ao *slug* severo (Taitel, 1986).

Quando J_G é alto, segunda linha na Figura 60, percebe-se que o pico da região do pistão de líquido diminui de intensidade e que a fração de vazio referente à passagem da bolha de Taylor aumenta de forma significativa.

Figura 61: Passagem do pistão de líquido que apresenta ligeiro comportamento bimodal na região do pistão de líquido, referente ao P01 de D2, e relação com as imagens obtidas da câmera de alta taxa de aquisição de imagens mostrando a passagem do pistão.



Fonte: Autoria própria (2023)

Na Figura 62, são mostradas as curvas da distribuição dos dados obtidos experimentalmente para a fração de vazio no WMS. Em cada uma das linhas são comparados os resultados para cada um dos diâmetros em três (3) diferentes combinações de J_G/J_L , escolhidos de tal forma que a velocidade de mistura seja semelhante. Os pontos apresentados nesta figura foram escolhidos em função das velocidades superficiais do gás e do líquido na estação de referência e corrigidos pela leitura de pressão na estação do WMS.

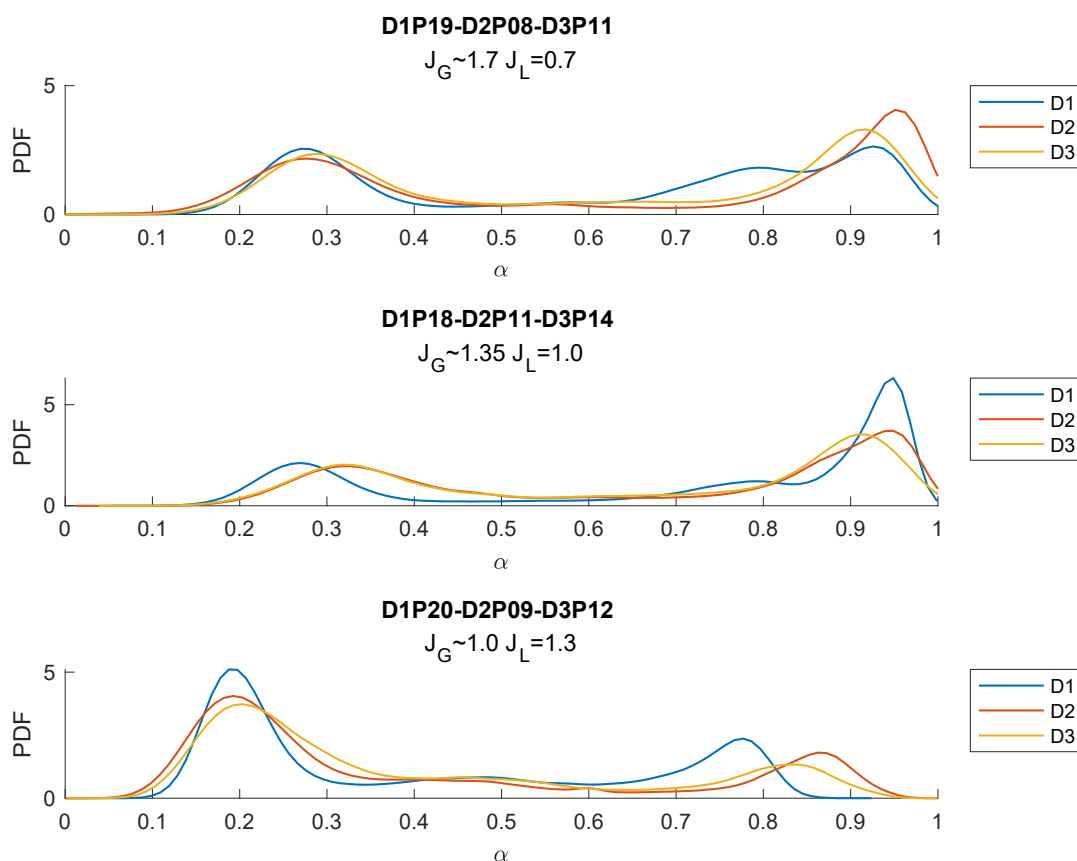
Percebe-se que o pico da direita, referente aos dados obtidos da região da bolha de Taylor, diminui conforme a relação J_G/J_L diminui.

Analisando as curvas da Figura 62 na região da bolha de Taylor, (o lado direito do gráfico da PDF) observa-se que para J_G/J_L altos existe uma tendência de formação de um comportamento bimodal na passagem da bolha de Taylor, e que quando J_G/J_L diminui esta tendência não está mais presente, apresentando os picos das curvas da passagem da bolha de Taylor mais para a esquerda, com valores menores de fração

de vazio, para o diâmetro de 26 mm. Foi mostrado no capítulo da evolução do escoamento (seção 4.3), que quando a velocidade superficial do gás diminui para um mesmo diâmetro, também diminui o tamanho da bolha de Taylor, o que pode estar relacionado com este comportamento da fração de vazio.

Por um lado, quando o comprimento da bolha de Taylor é curto, a fração de vazio apresentada por estas bolhas é menor devido ao desenvolvimento do raio de curvatura do nariz da bolha e comprimento constante menor da espessura de filme, podendo até ser comparadas com frações de vazio de bolhas de capa esférica. Por outro lado, quando a bolha de Taylor é longa, a quantidade de aquisições com fração de vazio alta é maior. Esse comportamento de bimodalidade na região da bolha de Taylor pode ser observado para o diâmetro interno de 26 mm na Figura 59 e na Figura 62.

Figura 62: Fração de vazio para os pontos experimentais com $J=2,00$ m/s na estação de referência para todos os diâmetros.



Fonte: Autoria própria (2023)

O pico correspondente à passagem da bolha de Taylor, na parte direita do gráfico, para os diâmetros D2 e D3, mostra valores acima de 0,80 em todos os casos

de J_G/J_L . Ao analisar as imagens, observou-se uma maior quantidade de bolhas na região do filme líquido para diâmetros maiores. Isso pode estar relacionado à obtenção de frações de vazio mais elevadas em comparação com o diâmetro D1, onde a quantidade de pequenas bolhas na região do filme é menor.

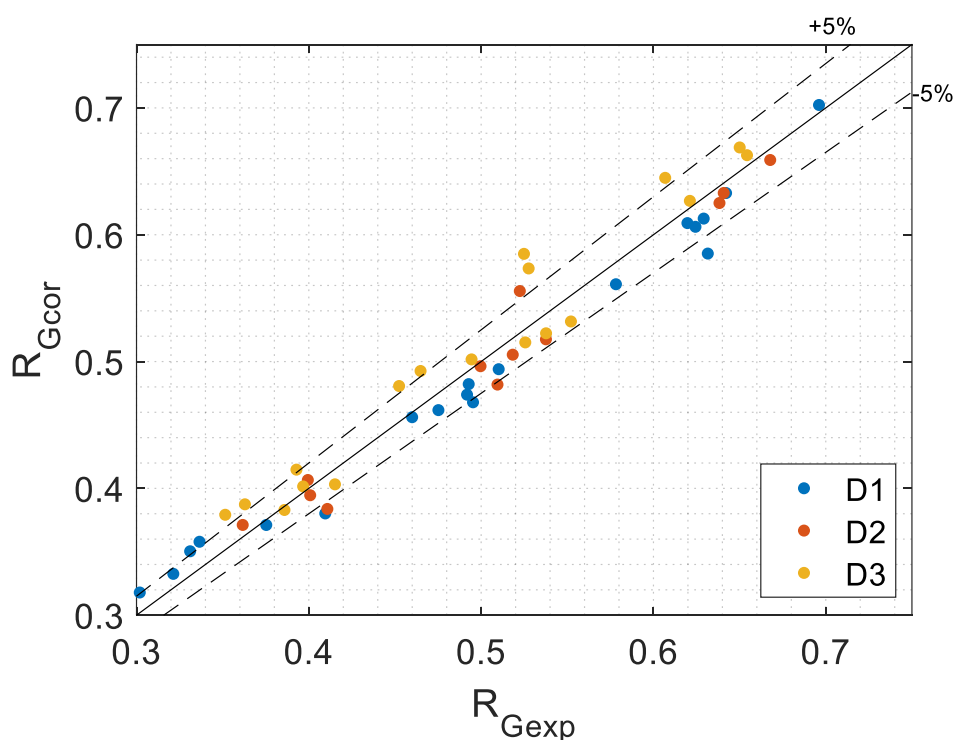
Com os resultados obtidos da fração de vazio foi obtida uma regressão de forma a se obter uma nova correlação para prever a fração de vazio na célula unitária.

$$R_{G_{cor}} = 1,68 \left(\frac{J_G}{J_L} \right)^{0,11} + 0,0041 Re_j^{0,3} - 1,35 \quad (40)$$

A correlação proposta na Equação 40 para a fração de vazio média ($R_{G_{cor}}$) apresenta um coeficiente de correlação (R^2) de 0,96 com um erro médio relativo de 3,50%. Nota-se que esta nova equação correlaciona os dados de entrada do escoamento em função da magnitude de cada uma das fases na tubulação (J_G/J_L) e ao mesmo tempo com a intensidade das forças de inércia oriundas da velocidade de mistura (Re_j).

A Figura 63 mostra o desempenho da correlação empírica da fração de vazio comparada com os resultados obtidos com WMS nos experimentos dos três diâmetros encontrados na estação.

Figura 63: Desempenho da equação para fração de vazio média na célula unitária comparada com os resultados obtidos nos experimentos.

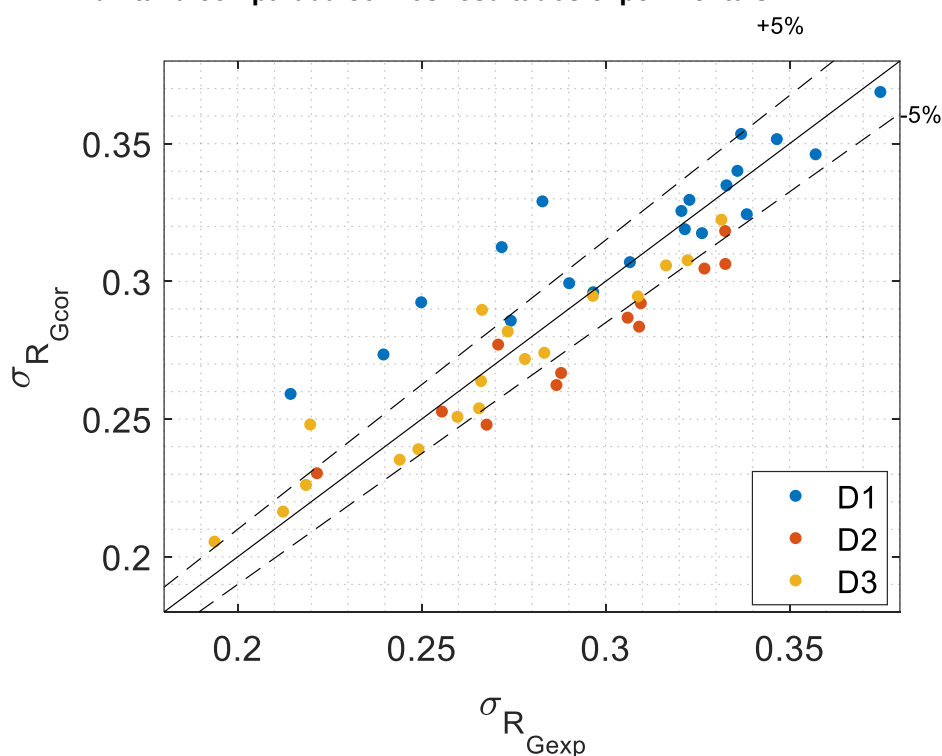


Fonte: Autoria própria (2023)

A equação para o desvio-padrão encontrada para a equação 40 teve um coeficiente de correlação de 0,80 com um erro médio relativo de 5,20%. O desempenho da equação do desvio-padrão comparado com o resultado experimental é mostrado na Figura 64.

$$\sigma_{R_G} = 1,17 \left(\frac{J_G}{J_L} \right)^{0,03} + 0,0071 R e_j^{0,30} - 0,71 \quad (41)$$

Figura 64: Desempenho da equação para desvio-padrão da fração de vazio média na célula unitária comparada com os resultados experimentais.



Fonte: Autoria própria (2023)

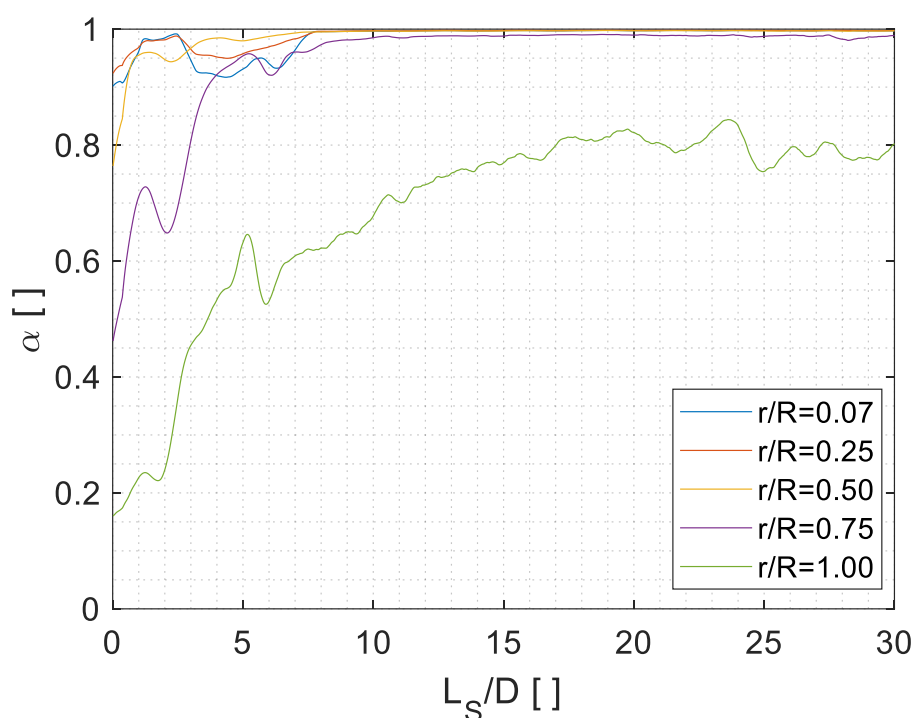
4.4.2 Fração de vazio na bolha de Taylor

A análise da fração de vazio ao longo da bolha de Taylor foi efetuada utilizando somente o WMS. Fazendo-se um mapeamento da distribuição da fração de vazio ao longo da bolha observou-se que na direção axial o comportamento na parte central da tubulação apresenta frações de vazio altas, o que é esperado pois é a região do *core* da bolha de Taylor.

Considerando que nos dados mais próximos da parede existe o comportamento de crescimento da fração de vazio conforme a bolha passa pelo sensor, como mostrado na Figura 65. A curva que representa a fração de vazio ao

longo da bolha de Taylor na região perto da parede ($r/R=1,0$) mostra que no começo desta bolha a fração de vazio é baixa, devido à presença do líquido nesta região. Conforme o perfil do nariz da bolha se forma, a quantidade de líquido na parede diminui, até chegar a um patamar de estabilidade o qual pode ser relacionado com o desenvolvimento da espessura de filme até chegar na estabilidade do líquido.

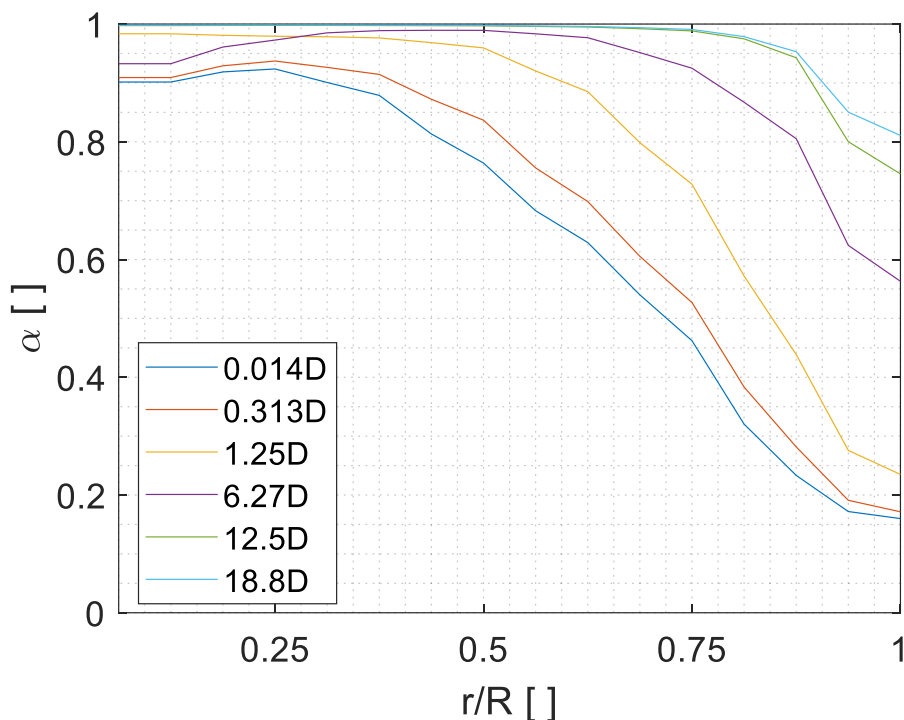
Figura 65: Distribuição axial da fração de vazio ao longo da bolha de Taylor para diferentes posições radiais para D3.P08.



Fonte: Autoria própria (2023)

A distribuição da fração de vazio em diferentes regiões axiais da bolha de Taylor é mostrada na Figura 66. Na região da ponta do nariz desta bolha a fração de vazio alta se estende até aproximadamente $r/R < 0,25$ para depois apresentar uma grande variação da fração de vazio devido ao líquido na região anular da bolha de Taylor. No entanto, quando a distância axial é maior que $5D$, percebe-se que as frações de vazio apresentam valores altos até aproximadamente $r/R > 0,80$. Finalmente, a fração de vazio diminui devido à presença do filme de líquido na região perto da parede da tubulação.

Figura 66: Distribuição radial da fração de vazio para diferentes comprimentos axiais ao longo da bolha de Taylor para D3.P08.



Fonte: Autoria própria (2023)

Uma nova correlação para a fração de vazio média para a bolha de Taylor foi obtida por meio dos resultados experimentais, e é mostrada na Equação 42. Esse ajuste tem o coeficiente de correlação de 0,45 e apresenta um erro relativo médio de 4,20%. O desempenho da equação da fração de vazio média na região da bolha de Taylor é mostrado na Figura 67.

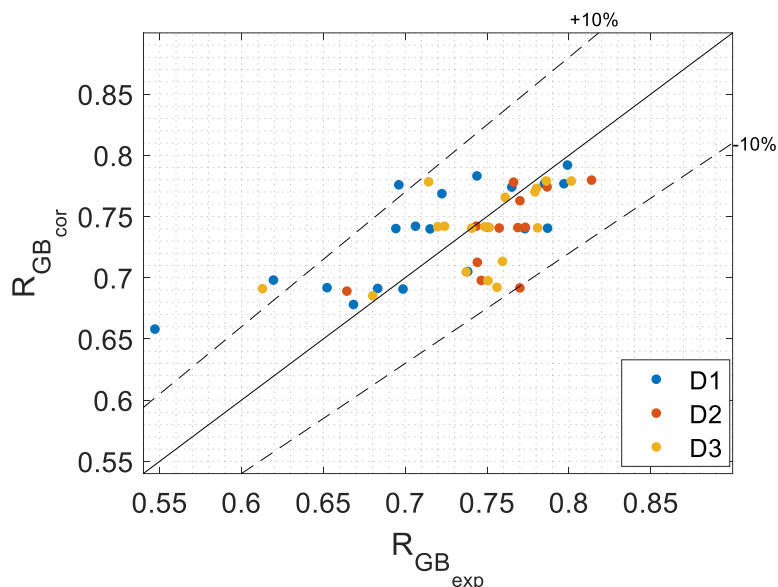
$$R_{GB_{cor}} = 0,8331 \left(\frac{J_G}{J_L} \right)^{0,2092} \quad (42)$$

O desvio-padrão para a equação do cálculo da fração de vazio na região da bolha de Taylor é dado pela equação 43.

$$\sigma_{R_{GB}} = 0,02139 \left(\frac{J_G}{J_L} \right)^{2,44} \quad (43)$$

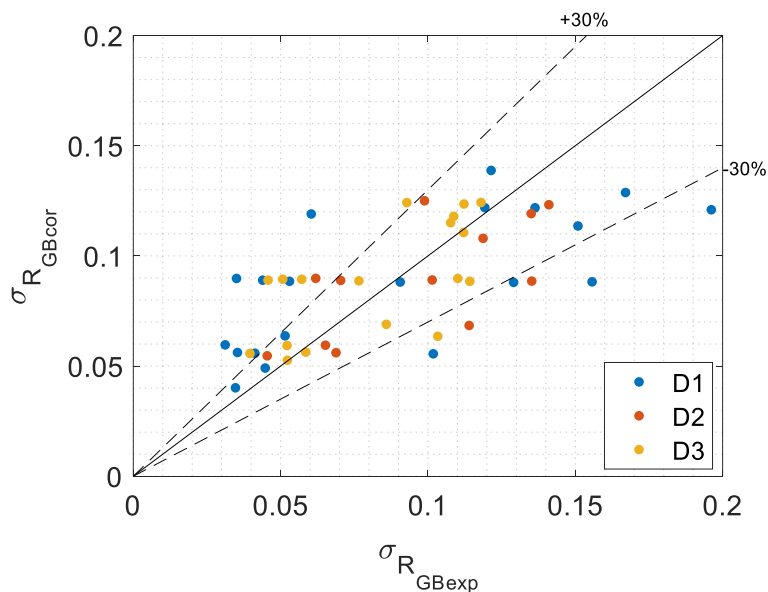
O desempenho do desvio-padrão da equação 43 é mostrado na Figura 68.

Figura 67: Desempenho da equação fração de vazio média na região da bolha de Taylor comparada com os resultados experimentais.



Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 68: Desempenho da equação do desvio-padrão para a fração de vazio na região da bolha de Taylor comparada com o desvio-padrão dos resultados experimentais.



Fonte: Autoria própria (2023)

4.4.3 Fração de vazio no pistão de líquido

Esta seção apresenta uma análise da distribuição da fração de vazio ao longo do pistão de líquido em função das velocidades superficiais. Os pontos experimentais selecionados apresentam velocidades superficiais do líquido e igual a $J_L = 0,50$ m/s para todos os diâmetros. Na seção subsequente, são analisados os casos para os quais as velocidades superficiais do gás são constantes.

Todos os pontos experimentais foram analisados de forma semelhante. No entanto, nem todos os pontos experimentais são mostrados nesta seção. Os pontos selecionados representam o comportamento geral observado ao longo de todo o conjunto de dados experimentais e permitem o estudo e interpretação do fenômeno físico. A análise da distribuição foi realizada nas direções radial e axial, conforme explicado nas subseções a seguir.

4.4.3.1 Distribuição radial

A Figura 69 mostra a distribuição radial da fração de vazio no pistão de líquido. As curvas representam diferentes distâncias ao longo da direção axial. Percebe-se que, à medida que a distância na direção axial aumenta, as curvas mostram um decaimento em suas frações de vazio até que a curva indicada como ponto de descolamento (Dt) apareça. Para distâncias subsequentes na direção axial, a fração de vazio aumenta ligeiramente, mostrando o ponto de descolamento (Dt) como um ponto de inflexão.

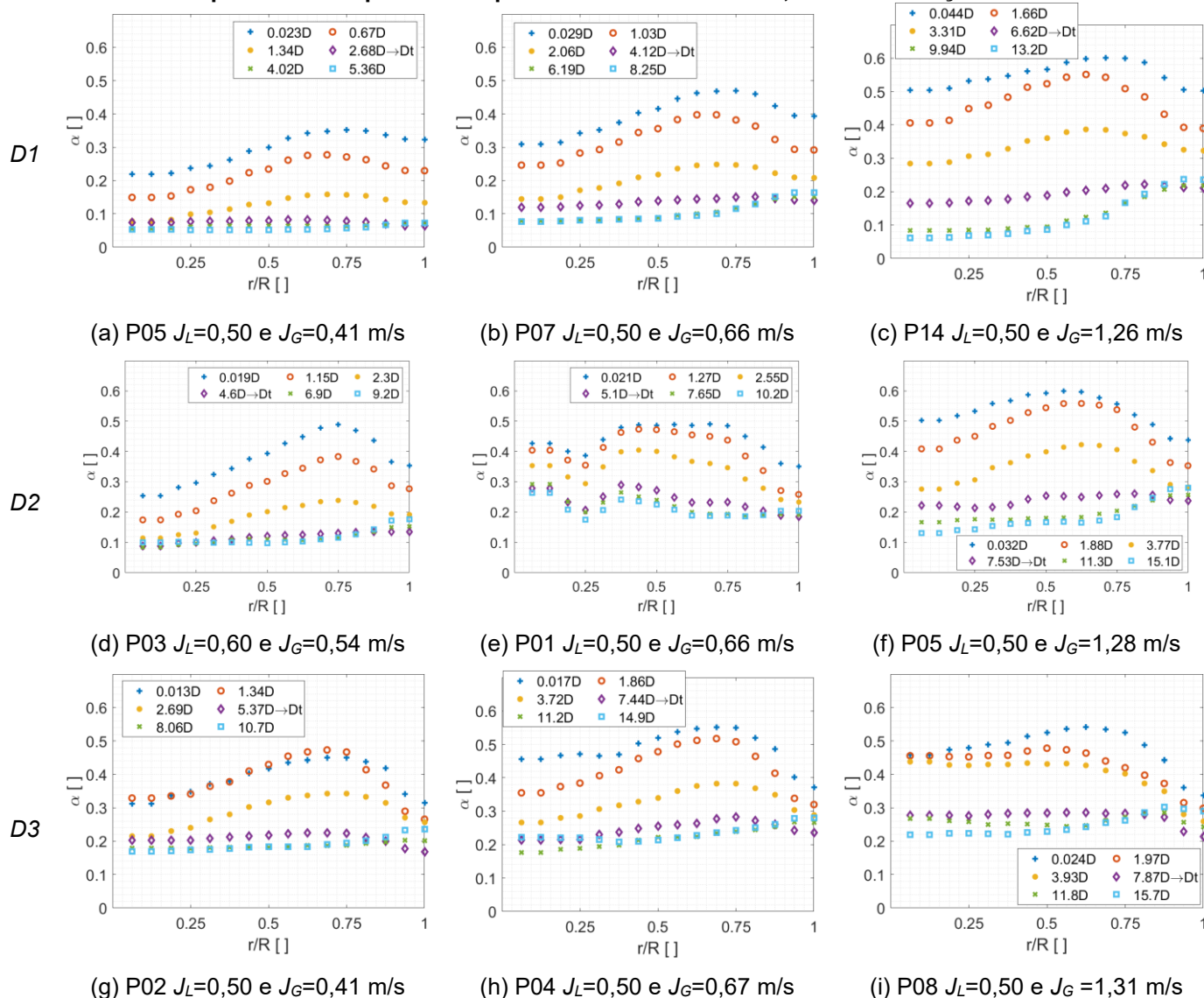
Uma diminuição considerável na fração de gás perto da traseira da bolha de Taylor é mostrada (para $0,024D$ e $3,06D$). O pico de alta fração de vazio próximo à parede apresenta uma diminuição que se estende em direção ao centro do tubo. Esse comportamento foi mencionado por van Hout *et al.* (1992), Barnea *et al.* (2013) e Rosa e Souza (2015) e ocorre devido à expansão do filme líquido.

A fração de vazio na parede é teoricamente nula, com total ausência de bolhas. Os dados apresentados na Figura 69 não chegam a zero (0) na parede ($r/R = 1,0$) devido a uma limitação do sensor de malha de eletrodos (WMS) causada principalmente pela resolução do instrumento utilizado. No entanto, sabe-se que a fração de vazio na parede é nula devido às forças de lubrificação de parede, como mostrado por Barnea *et al.* (2013).

Além disso, ao comparar os gráficos da Figura 69, é possível observar que a fração de vazio aumenta à medida que J_G aumenta para as diferentes distâncias ao longo do pistão de líquido. Isso é esperado porque o mecanismo de arrasto e entranhamento cresce à medida que a velocidade de mistura se intensifica, aumentando o número de pequenas bolhas dispersas nas proximidades da região de esteira. Como resultado, conforme o número de Reynolds aumenta, o ponto Dt é deslocado para mais longe da traseira da bolha de Taylor.

Para todas as curvas da região próxima à esteira (antes de Dt) na Figura 69, percebe-se que os menores valores da fração de vazio são os próximos ao núcleo ($r/R < 0.25$). Então, a distribuição de gás cresce em direção às paredes, atingindo um valor mais alto em torno de ($r/R \sim 0.75$) e então a fração de vazio decai perto da parede.

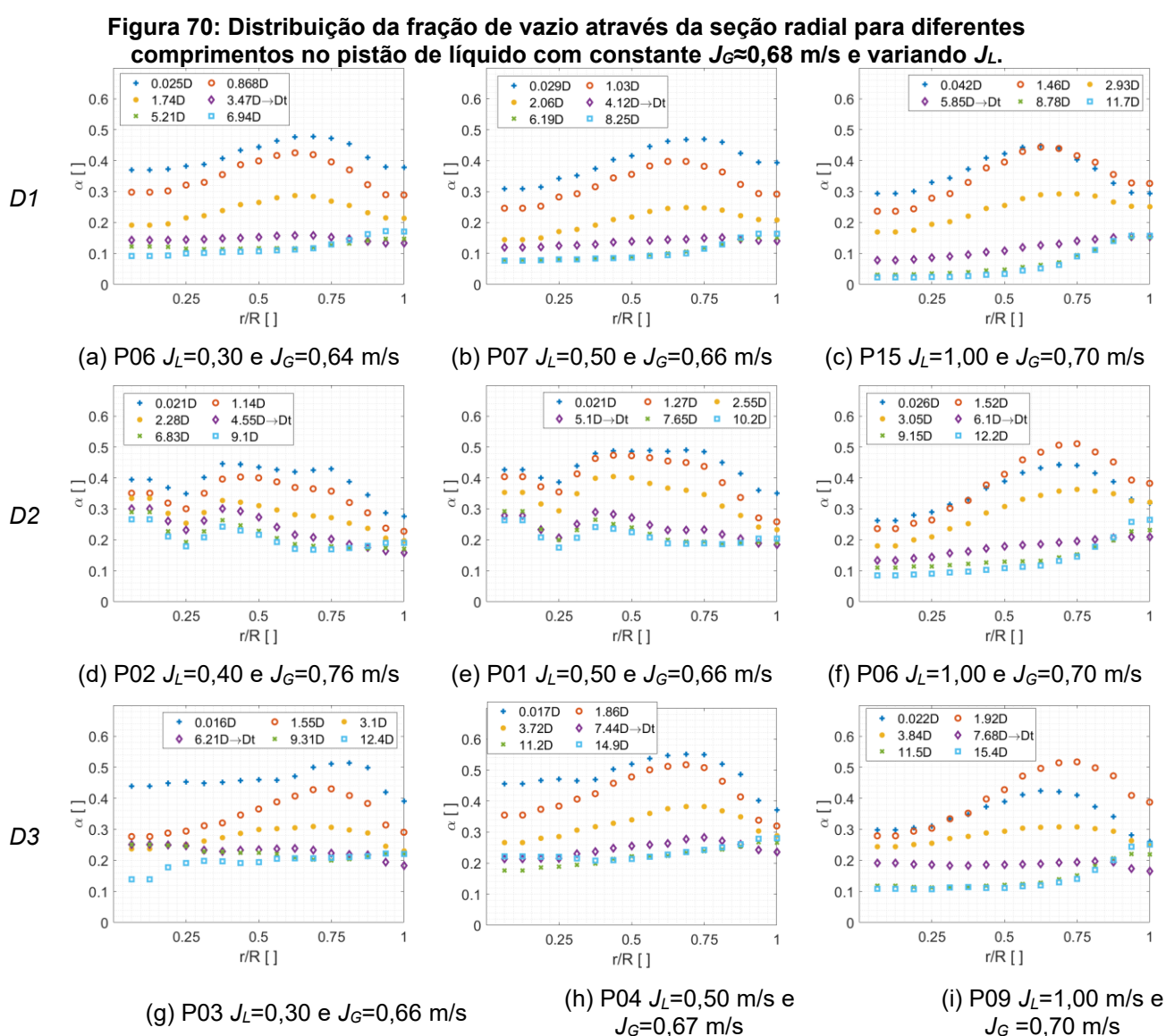
Figura 69: Distribuição da fração de vazio através da seção radial para diferentes comprimentos do pistão de líquido com constante $J_L=0,50$ m/s e variação de J_G .



Fonte: Autoria própria (2023)

Na Figura 69 pode-se notar que a maior concentração da fração de vazio na esteira ocorre perto da parede. Esse máximo é consequência do processo de arrasto de gás na parte traseira da bolha de Taylor e foi relatado em trabalhos anteriores (Rosa e Souza, 2015).

O outro caso, quando se considera uma velocidade superficial constante do gás ($J_G \approx 0,68$ m/s), é mostrado na Figura 70. Os pontos experimentais selecionados têm o valor da velocidade superficial do gás muito próximo, não sendo iguais por conta da correção do J_G com a pressão. As curvas de cada ponto experimental apresentam um decaimento da fração de vazio à medida que a distância axial aumenta até a curva do ponto Dt . À jusante da curva Dt , a fração de vazio apresenta um ligeiro incremento na região onde $0,75 < r/R < 1$. Isso mostra que a curva Dt é o ponto onde ocorrem as frações de vazio mais baixas perto da traseira da bolha de Taylor na região próxima da parede.



Fonte: Autoria própria (2023)

As curvas à montante do ponto Dt apresentam um aumento da fração de vazio do núcleo para a parede, com um pico próximo a $r/R = 0,75$. Por outro lado, para as

curvas à jusante da curva Dt os valores de gás apresentam pouca variação. Como a curva Dt marca o fim da região de esteira e o escoamento à jusante é apenas ascendente, as bolhas dispersas tendem a se distribuir de forma semelhante ao padrão de bolhas. Com o incremento da velocidade superficial do líquido, pode-se observar que a fração de gás para as curvas após a curva Dt diminui na zona central.

Além disso, vale ressaltar que a curva que mostra a distância de descolamento do filme de líquido (Dt) é mostrada em todos os gráficos da Figura 69 e da Figura 70. O aumento do diâmetro ou da velocidade de mistura leva a um deslocamento do ponto Dt para cada vez mais longe da traseira da bolha de Taylor.

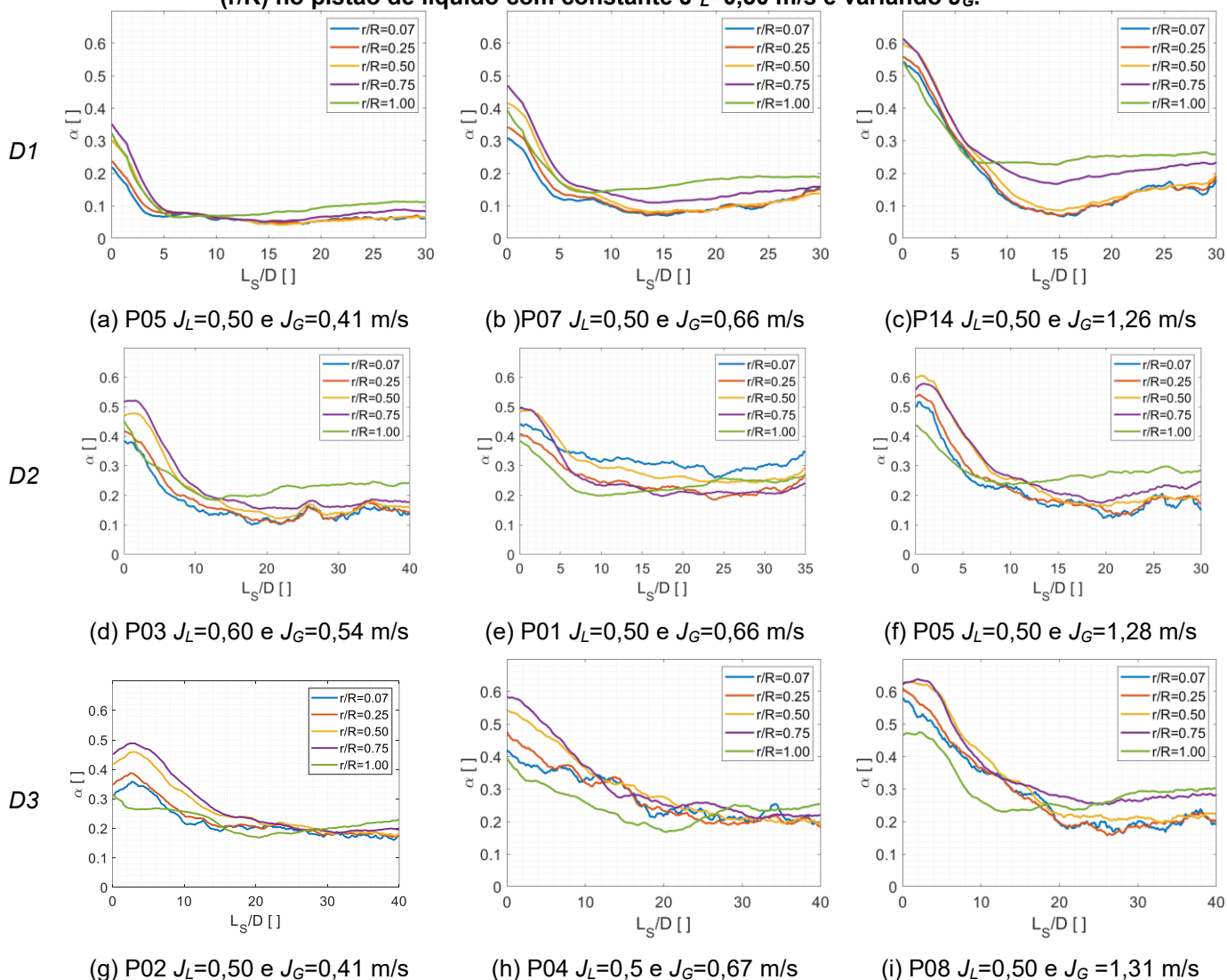
4.4.3.2 Distribuição axial

A distribuição axial da fração de vazio no pistão de líquido para diferentes posições radiais é mostrada na Figura 71. A partir dos gráficos pode-se observar que há uma quantidade considerável de gás no início do pistão, referente à região de esteira e, posteriormente, a fração de vazio apresenta uma variação menor.

A partir da Figura 71, é possível observar que as curvas radiais (r/R) apresentam um ponto de inflexão, ou seja, o ponto onde ocorre uma fração mínima de gás ao longo do pistão de líquido. O aumento de J_G com J_L constante promove um aumento na fração de vazio, que se torna uniforme próximo à parede após o ponto Dt ($L_S/D > 5$), para $D1$ (Figura 71 a-c). Para os outros diâmetros, esse comportamento ocorre para comprimentos maiores. Em $D2$ isso ocorre em torno de $L_S/D > 10$ (Figura 71 d-f), enquanto para $D3$ em torno de $L_S/D > 20$ (Figura 71 g-i).

A Figura 71 (g – i) mostra a distribuição axial da fração de vazio no pistão de líquido para $D3$ ($ID = 50$ mm). Estas curvas apresentam variações consideráveis sem atingir uma região estável aparente, especialmente na região mais próxima do centro do tubo ($r/R < 0,25$) e para $J > 1$ m/s. Esse comportamento foi observado apenas para $D3 = 50$ mm e foi considerado como a passagem de bolhas dispersas no corpo do pistão de líquido. Esse comportamento evidencia que a aeração no pistão de líquido é maior quando o diâmetro do duto aumenta.

Figura 71: Distribuição da fração de vazio na direção axial para diferentes posições radiais (r/R) no pistão de líquido com constante $J_L=0,50$ m/s e variando J_G .



Fonte: autoria própria (2023)

Ao analisar o efeito do diâmetro, observa-se que a região de esteira se torna menos definida, e a aeração aumenta consideravelmente para as mesmas velocidades superficiais conforme aumenta o diâmetro interno. Para os três diâmetros, o aumento de J_G e, portanto, da velocidade da mistura, desloca o ponto Dt para mais longe da traseira da bolha de Taylor.

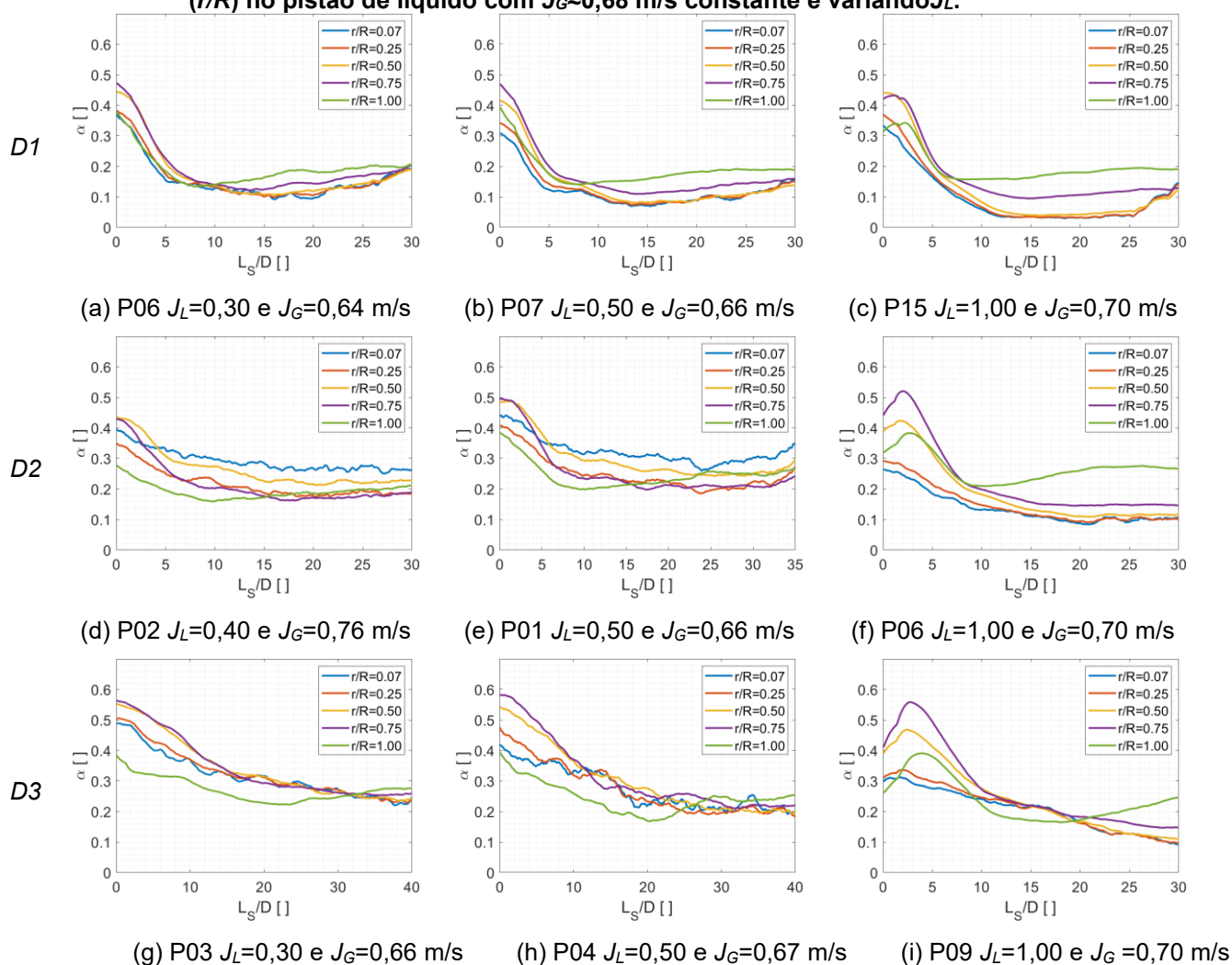
A região de desenvolvimento, ou seja, a região onde a fração de vazio ao longo do pistão não apresenta grandes variações, atinge seu ponto de estabilidade rapidamente à medida que os diâmetros diminuem. Percebe-se que para diâmetros maiores há um maior arrasto de pequenas bolhas na região do pistão de líquido. Isso está relacionado ao aumento das forças de turbulência com o incremento do diâmetro,

pois mesmo para velocidades superficiais semelhantes (gás e líquido), a velocidade do filme líquido é maior para diâmetros maiores.

O comportamento do ponto de descolamento na direção axial para uma velocidade constante do gás em torno de $J_G \approx 0,68$ m/s é mostrado na Figura 72. Nota-se que o ponto de inflexão nas curvas em diferentes posições radiais (r/R) é identificado. Além disso, para $D3$ o ponto de inflexão não mostra um comportamento claro. Isso sugere que a aeração e em consequência a fração de gás no pistão de líquido são maiores para diâmetros maiores.

A partir da Figura 72, é possível observar que quando J_L aumenta com uma pequena variação em J_G a fração de vazio diminui após o ponto Dt , e em alguns casos atinge alguma estabilidade (Figura 72 b, c, e, f, i).

Figura 72: Distribuição da fração de vazio na direção axial para diferentes localizações radiais (r/R) no pistão de líquido com $J_G \approx 0,68$ m/s constante e variando J_L .



Fonte: autoria própria (2023)

As curvas para $D1$ (Figura 72 a-c) mostram um comportamento claro com uma alta fração de gás na região de esteira que diminui ao longo do pistão de líquido. No entanto para $D2$ e $D3$ (Figura 72 d-i), as curvas próximas ao núcleo ($r/R < 0,25$) apresentam pouca variação quando comparadas com as curvas das distribuições próximas à parede ($r/R > 0,75$). Isso mostra que, para diâmetros maiores, as bolhas dispersas no pistão de líquido tendem a ficar mais próximas da região da parede.

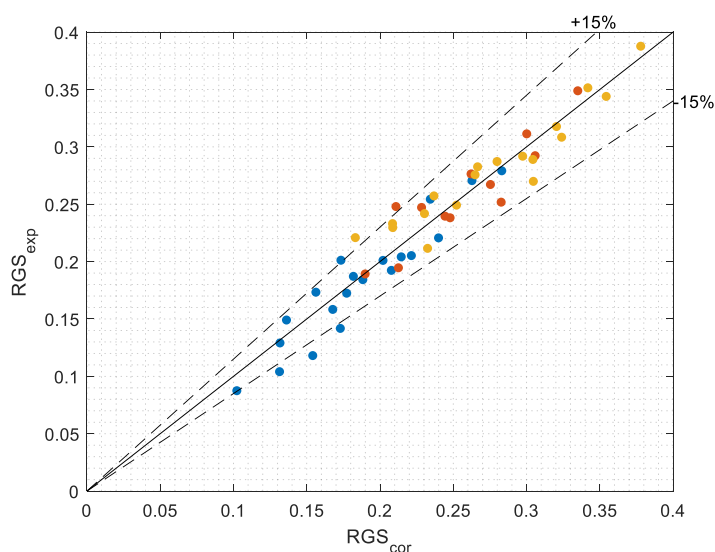
A partir dos resultados experimentais uma nova correlação para a fração de vazio médio do pistão de líquido (R_{GS}) é proposta em função da razão das velocidades superficiais do líquido e do gás e do número de Reynolds da mistura na equação 44.

$$R_{GS} = 3.87 \left(\frac{J_G}{J_L} \right)^{0.012} + 0.034 Re^{0.22} - 4.056 \quad (44)$$

As variáveis selecionadas para esta correlação refletem a relação entre as velocidades superficiais das fases (J_G/J_L), combinadas com a influência das forças inerciais (Re_j). Verificou-se que esses parâmetros exercem uma influência direta nos fenômenos que afetam a aeração do pistão de líquido, como a proporção entre quantidade de gás e líquido, arrasto das pequenas bolhas na parte traseira da bolha de Taylor e a intensidade da velocidade do filme de líquido.

O desempenho desta correlação comparado com os resultados experimentais é mostrado na Figura 73.

Figura 73: Desempenho da correlação obtida para a fração de vazio média no pistão de líquido comparada com os resultados experimentais.



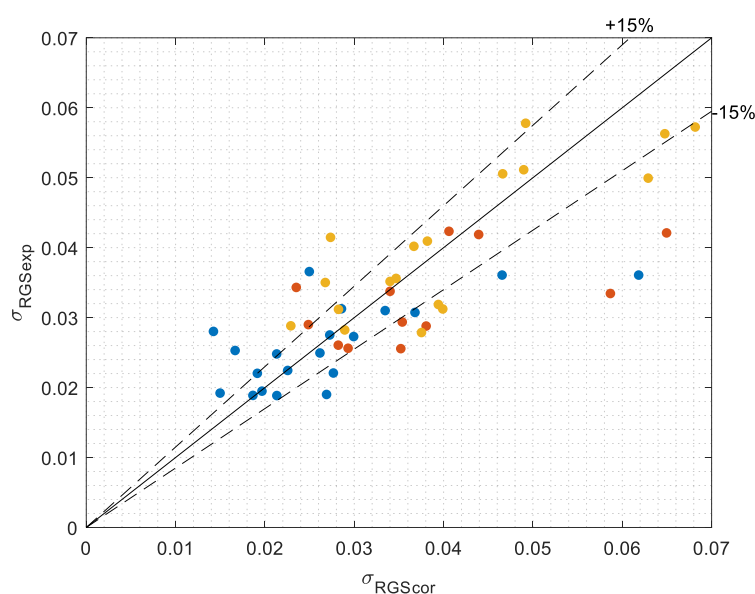
Fonte: Autoria própria (2023)

O desvio padrão para a fração de vazio na região do pistão é mostrado na equação 45.

$$\sigma_{RGS} = 0,0006Re_j^{0,45}Fr_j^{-0,98} \quad (45)$$

O desempenho do desvio padrão comparado com os resultados obtidos de forma experimental é mostrado na Figura 74.

Figura 74: Desempenho da correlação obtida para o desvio padrão da fração de vazio na região do pistão de líquido comparada com o desvio padrão dos resultados experimentais.



Fonte: Autoria própria (2023)

4.4.3.3 Ponto de descolamento (Dt)

O ponto de descolamento (Dt) foi estimado a partir dos dados da fração de vazio obtidos ao longo da direção axial do pistão de líquido nos locais próximos à parede ($r/R > 0,75$). Este ponto é onde ocorre a menor fração de vazio perto da parede.

Se o ponto Dt ocorrer perto do final do pistão de líquido, o desenvolvimento das linhas de corrente na região do pistão de líquido não atingirá seu estágio totalmente desenvolvido. De modo que a bolha de Taylor subsequente é, então, afetada e pode coalescer com a anterior. Por outro lado, se $L_{Dt} \ll L_s$, o pistão de líquido é longo o suficiente para que o perfil de velocidade do líquido absorva os efeitos

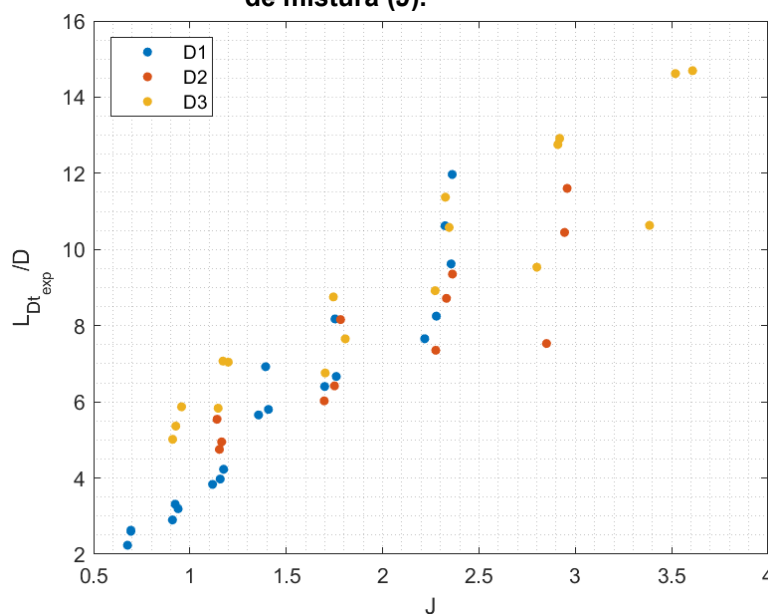
do filme líquido e da esteira. Assim, para que um pistão de líquido estável possa ser alcançado, seu comprimento deve ser maior do que a localização D_t .

Para escoamentos com maior número de Reynolds, o comprimento do pistão de líquido totalmente desenvolvido aumenta, e a coalescência das bolhas de Taylor ocorre com maior frequência, de acordo com Taitel *et al.* (1980), Fernandes *et al.* (1983), Pinto e Campos (1996) e Morgado *et al.* (2016).

Van Hout *et al.* (1992), observaram que a distância do ponto de descolamento está entre 2D e 3D. As combinações das velocidades superficiais utilizadas por Van Hout *et al.* (1992) foram $J_L < 0,30$ m/s e J_G até 1,00 m/s ($J < 1,50$ m/s) e diâmetro interno de 50 mm. Barnea *et al.* (2013) utilizaram velocidades de mistura em torno de 0,90 e 1,00 m/s e concluíram que o ponto de descolamento está localizado em torno de 5D. Esses dados foram obtidos em uma instalação experimental de 50 mm de diâmetro interno.

Rosa e Souza (2015) obtiveram a distância do ponto de descolamento (D_T) entre 3D e 5D. As velocidades de mistura utilizadas foram de 0,80 a 1,60 m/s e um diâmetro de 25,40 mm ($0,50 < J_G < 1$ m/s e $0 < J_L < 0,60$ m/s). Os resultados apresentados neste trabalho estão em concordância com os resultados apresentados por Van Hout *et al.* (1992), Barnea *et al.* (2013) e Rosa e Souza (2015), como mostra a Figura 75.

Figura 75: Localização do ponto de descolamento (L_{Dt}) adimensional em função da velocidade de mistura (J).



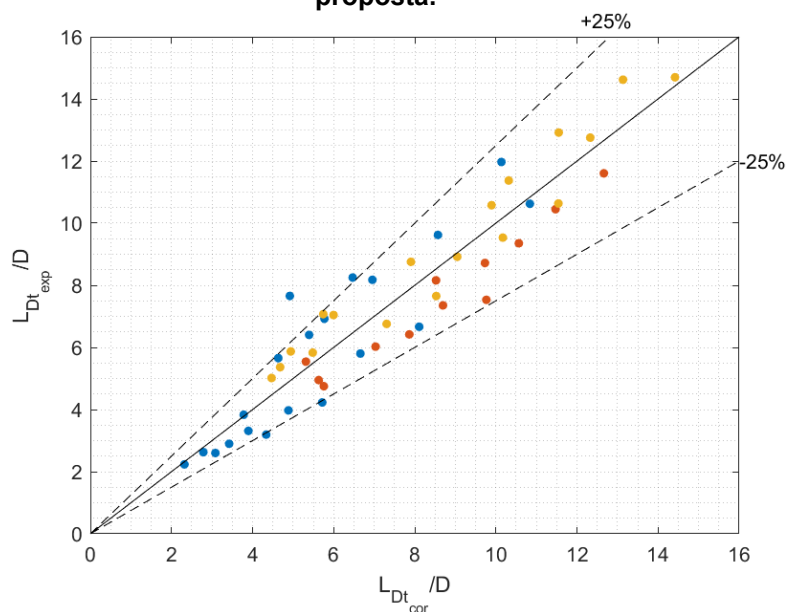
Fonte: Autoria própria (2023)

Uma correlação para prever a localização do ponto de descolamento em função do número de Froude do líquido ($Fr_j = J_L/\sqrt{gD}$) e do número de Reynolds da mistura foi encontrada.

$$L_{Dt} = -0,037Fr_{jL}^{1,43} + 0,00017Re_j^{0,71} - 0,08 \quad (46)$$

O coeficiente de determinação (R^2) foi de 0,95 e o erro relativo médio foi de 13,80%. O desempenho da equação para o cálculo da distância do descolamento é mostrado na Figura 76.

Figura 76: Comparação da localização do ponto de destacamento (L_{Dt}) obtida nos experimentos com a localização do ponto de descolamento calculada pela correlação proposta.



Fonte: autoria própria (2023)

A correlação proposta para L_{Dt} leva em consideração dois números adimensionais: o número de Reynolds da velocidade da mistura (Re_j), que representa a razão entre inércia e viscosidade do escoamento, e o número de Froude líquido (Fr_{jL}), que é a razão entre a inércia do líquido e a força gravitacional. Usando os números de Reynolds da mistura e o número de Froude do líquido, é possível explicar indiretamente a influência da relação J_G/J_L no L_{Dt} , como mostrado na seção 4.4.3 da fração de vazio do pistão de líquido (quanto menor o J_G/J_L , menor o L_{Dt}).

5 CONCLUSÕES

Esta tese apresentou os resultados obtidos em uma bancada experimental com 14 m de altura em tubulação transparente de acrílico para estudo da evolução do escoamento vertical em golfadas água-ar com três diâmetros internos diferentes, e demonstrou como o diâmetro interno influencia este tipo de escoamento. Foram realizados, no total, 50 pontos experimentais, dos quais 20 foram para diâmetro interno de 26 mm, 12 para 40,8 mm e 18 para 50 mm, e com velocidades superficiais de líquido e gás variando entre 0,20 e 2,00 m/s. Para a obtenção dos resultados quantitativos de detecção de fase foram utilizados quatro (4) sensores resistivos de dois (2) fios e um sensor de malha de eletrodos *Wire Mesh* instalados ao longo da linha de teste. Já para os resultados qualitativos, uma câmera de alta taxa de aquisição de imagens foi utilizada para a visualização detalhada do escoamento.

O procedimento experimental apresentado nesta tese para obtenção de dados estatísticos mostrou resultados em concordância com os parâmetros encontrados na literatura, quando comparados com alguns modelos, observando-se baixos erros relativos.

A partir da visualização das imagens observou-se que a aeração do *slug* de líquido está diretamente relacionada com a magnitude do número de Reynolds da mistura. Desta maneira, para escoamentos com baixas velocidades de mistura as bolhas no pistão apresentaram tamanhos maiores e de formato assimétrico, enquanto para velocidades de mistura altas as bolhas dispersas no pistão de líquido apresentaram forma esférica e são de menor tamanho.

A partir dos resultados dos sensores de detecção de fase e da análise da evolução do escoamento por meio de PDFs, a influência do diâmetro no escoamento vertical em golfadas para cada um dos parâmetros característicos do escoamento foi estudada.

Para o aumento do diâmetro a velocidade da bolha de Taylor mostrou pouca variação, mas a frequência do escoamento diminuiu. Quando a velocidade superficial do gás foi aumentada, mantendo constante a velocidade superficial do líquido, observou-se uma diminuição na frequência devido ao aumento da bolha de Taylor e do pistão de líquido. Por outro lado, ao aumentar a velocidade superficial do líquido e manter constante a velocidade superficial do gás, foi possível observar uma

diminuição no comprimento da bolha de Taylor, enquanto o comprimento do pistão de líquido permaneceu praticamente inalterado, com um incremento pouco aparente.

À medida que o diâmetro da tubulação aumentou, o comprimento da bolha de Taylor diminuiu, enquanto o comprimento do pistão de líquido aumentou. Esse comportamento está relacionado ao aumento da velocidade do filme de líquido quando o diâmetro do duto é ampliado. Assim, o mecanismo de arrasto na parte traseira da bolha de Taylor provocou o desprendimento de pequenas bolhas em direção à esteira, resultando na presença de bolhas dispersas no pistão de líquido.

Quando foi analisada em função da razão J_G/J_L percebeu-se que conforme diminuiu a razão ocorreu uma diminuição do tamanho das bolhas de Taylor assim também como dos pistões de líquido. Em consequência disso, a frequência de passagem do escoamento aumentou.

Foram apresentadas correlações de engenharia que possibilitam prever o valor médio e o respectivo desvio dos seguintes parâmetros: velocidade da bolha, comprimento da bolha de Taylor, comprimento do pistão de líquido, fator de intermitência, frequência do escoamento, fração de vazio na região do pistão de líquido, fração de vazio na região da bolha de Taylor e fração de vazio média ao longo da célula unitária.

A partir dos dados do sensor WMS, um estudo mais detalhado da distribuição da fração de vazio ao longo do pistão de líquido foi apresentada. Neste estudo, as diferentes seções de maior aglomeração de bolhas foram associadas com o comportamento da estabilidade do padrão de escoamento em golfadas. O ponto de descolamento da camada-limite (Df) na seção de saída do filme de líquido foi identificado e relacionado com o ponto de menor fração de vazio perto da parede após a traseira da bolha de Taylor.

Os temas abordados nesta tese contribuem para o aprimoramento dos modelos existentes na literatura, tanto no aprofundamento do entendimento dos fenômenos físicos envolvidos no escoamento em golfadas em posição vertical, como na aplicação de equações de fechamento para a previsão dos parâmetros desse tipo de escoamento. As análises realizadas levam em consideração a influência do diâmetro nos parâmetros característicos do escoamento em golfadas, tais como velocidade da bolha de Taylor, comprimento da bolha de Taylor, comprimento do pistão de líquido, frequência de passagem dessas estruturas e frações de vazio da

bolha de Taylor e do pistão de líquido. Além disso, também são analisadas as variações desses parâmetros ao longo do trecho vertical de testes.

Como sugestões para futuras pesquisas, podem ser considerados os seguintes aspectos:

- estudo do escoamento vertical em golfadas com mudança de viscosidade,
- estudo do escoamento vertical em golfadas com partículas,
- estudo do escoamento vertical em golfadas em tubulações com maior diâmetro,
- estudos avançados de escoamentos verticais avaliando a transição de padrões de escoamento,
- estudo do acúmulo de líquido na região da curva horizontal para vertical promovendo escoamento do tipo golfada severa.

REFERÊNCIAS

ABDULKADIR, Mukhtar et al. Comparison of experimental and Computational Fluid Dynamics (CFD) studies of slug flow in a vertical riser. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 68, p. 468-483, 2015.

ABDULKADIR, Mukhtar *et al.* Insights into the transition from plug to slug flow in a horizontal pipe: An experimental study. **Chemical Engineering Research and Design**, v. 163, p. 85-95, 2020.

AZZOPARDI, B. J. Drops in annular two-phase flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 23, n. 7, p. 1-53, 1997.

AZZOPARDI, Barry J. *et al.* Characteristics of air/water slug flow in an intermediate diameter pipe. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 60, p. 1-8, 2015.

ALVES, Rafael Fabricio *et al.* **Estudo experimental do escoamento bifásico líquido gás em golfadas com leve mudança de direção**. 2015. Dissertação de Mestrado. Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

BARNEA, D.; TAITEL, Y. A model for slug length distribution in gas-liquid slug flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 19, n. 5, p. 829-838, 1993.

BARNEA, D.; SHEMER, L. Void fraction measurements in vertical slug flow: applications to slug characteristics and transition. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 15, n. 4, p. 495-504, 1989.

VAN HOUT, R.; SHEMER, L.; BARNEA, D1. Evolution of hydrodynamic and statistical parameters of gas-liquid slug flow along inclined pipes. **Chemical Engineering Science**, v. 58, n. 1, p. 115-133, 2003.

BARROS, Hedilberto Antonio Albano *et al.* **Estudo experimental da influência da mudança de direção na evolução do escoamento bifásico gás-líquido em golfadas**. 2019. Dissertação de Mestrado. Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

BRAUNER, N.; ULLMANN, A. Modelling of gas entrainment from Taylor bubbles. Part A: Slug flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 30, n. 3, p. 239-272, 2004.

BENDIKSEN, Kjell H. An experimental investigation of the motion of long bubbles in inclined tubes. **International journal of multiphase flow**, v. 10, n. 4, p. 467-483, 1984.

BENJAMIN, T. Brooke. Gravity currents and related phenomena. **Journal of fluid mechanics**, v. 31, n. 2, p. 209-248, 1968.

BERTOLA, V. Experimental characterization of gas–liquid intermittent subregimes by phase density function measurements. **Experiments in fluids**, v. 34, n. 1, p. 122-129, 2003.

BROWN, R. A. S.; GOVIER, G. W. The mechanics of large gas bubbles in tubes: II. The prediction of voidage in vertical gas-liquid flow. **The Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 43, n. 5, p. 224-230, 1965.

CHEN, L.; TIAN, Y. S.; KARAYIANNIS, T. G. The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regimes in small tubes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 49, n. 21-22, p. 4220-4230, 2006.

CLIFT, Roland; GRACE, John R.; WEBER, Martin E. Bubbles, drops, and particles. 1976.

COLLINS, R. *et al.* The motion of a large gas bubble rising through liquid flowing in a tube. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 89, n. 3, p. 497-514, 1978.

COSTIGAN, G.; WHALLEY, P. B. Slug flow regime identification from dynamic void fraction measurements in vertical air-water flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 23, n. 2, p. 263-282, 1997.

CROMER, Sylvan; HUNTINGTON, R. L. Visual studies of the flow of air-water mixtures in a vertical pipe. **Transactions of the AIME**, v. 136, n. 01, p. 79-90, 1940.

DA SILVA, M. J.; SCHLEICHER, E.; HAMPEL, U. Capacitance wire-mesh sensor for fast measurement of phase fraction distributions. **Measurement Science and Technology**, v. 18, n. 7, p. 2245, 2007.

DAVIES, R. M.; TAYLOR, Geoffrey Ingram. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, v. 200, n. 1062, p. 375-390, 1950.

DEVORE, J. L. Probability and Statistics for Engineering and the Sciences. Cengage Learning, 8th edition, 2010.

DIAS, Felipe DA *et al.* Wire-mesh sensor super-resolution based on statistical reconstruction. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, v. 70, p. 1-12, 2021.

DOS SANTOS, Eduardo N. *et al.* Sensing platform for two-phase flow studies. **IEEE Access**, v. 7, p. 5374-5382, 2018.

DOS SANTOS, Eduardo Nunes; MORALES, Rigoberto Eleazar Melgarejo; DA SILVA, Marco Jose. Advanced image processing of wire-mesh sensor data for two-phase flow investigation. **IEEE Latin America Transactions**, v. 13, n. 7, p. 2269-2277, 2015.

DUMITRESCU, Dumitru Theodor. Strömung an einer Luftblase im senkrechten Rohr. **ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik**, v. 23, n. 3, p. 139-149, 1943.

FABRE, J.; LINÉ, A. Modeling of two-phase slug flow. **Annual review of fluid mechanics**, v. 24, n. 1, p. 21-46, 1992.

FABRE, Jean. Gas-liquid slug flow. In: **Modelling and experimentation in two-phase flow**. Springer, Vienna, 2003. p. 117-156.

FERNANDES, R. C.; SEMIAT, Raphael; DUKLER, Abraham E. Hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes. **AIChE Journal**, v. 29, n. 6, p. 981-989, 1983.

FOSSA, M.; GUGLIELMINI, G.; MARCHITTO, A. Intermittent flow parameters from void fraction analysis. **Flow measurement and instrumentation**, v. 14, n. 4-5, p. 161-168, 2003.

FRECHOU, D. Study of upward three fluid flow in a vertical pipe. 1986.

GOLDSMITH, H. L.; MASON, S. G. The movement of single large bubbles in closed vertical tubes. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 14, n. 1, p. 42-58, 1962.

GOMEZ, L. E. *et al.* Unified mechanistic model for steady-state two-phase flow: horizontal to vertical upward flow. **SPE journal**, v. 5, n. 03, p. 339-350, 2000.

BUENO, Luis Gerardo Gómez. Estudo experimental de escoamentos líquido-gás intermitentes em tubulações inclinadas. 2010. Tese de Doutorado. [sn].

GOSLINE, J. E. Experiments on the vertical flow of gas-liquid mixtures in glass pipes. **Transactions of the AIME**, v. 118, n. 01, p. 56-70, 1936.

GRIFFITH, Peter; WALLIS, Graham B. Closure to "Discussion of 'Two-Phase Slug Flow'"(1961, **ASME J. Heat Transfer**, 83, pp. 318-319). 1961.

HAYASHI, Kosuke; KURIMOTO, Ryo; TOMIYAMA, Akio. Dimensional analysis of terminal velocity of a Taylor bubble in a vertical pipe. **Multiphase Science and Technology**, v. 22, n. 3, 2010.

HERNANDEZ-PEREZ, Valente; ABDULKADIR, Mukhtar; AZZOPARDI, Barry. Slugging frequency correlation for inclined gas-liquid flow. 2010.

HEWITT, Geoffrey Frederick; ROBERTS, D. N. **Studies of two-phase flow patterns by simultaneous x-ray and fast photography**. Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England (United Kingdom), 1969.

HEWITT, Geoffrey F. Experimental and modelling studies of annular flow in the region between flow reversal and the pressure drop minimum. **Physico-Chemical Hydrodynamics**, v. 6, p. 43-50, 1985.

HEYWOOD, N. I.; RICHARDSON, J. F. Slug flow of air—water mixtures in a horizontal pipe: Determination of liquid holdup by γ -ray absorption. **Chemical engineering science**, v. 34, n. 1, p. 17-30, 1979.

ISHII, Mamoru; MISHIMA, Kaichiro. Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations. **Nuclear Engineering and design**, v. 82, n. 2-3, p. 107-126, 1984.

JAYANTI, S.; HEWITT, G. F. Prediction of the slug-to-churn flow transition in vertical two-phase flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 18, n. 6, p. 847-860, 1992.

KAJI, R.; AZZOPARDI, B. J.; LUCAS, D. Investigation of flow development of co-current gas-liquid vertical slug flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 35, n. 4, p. 335-348, 2009.

KURIMOTO, Ryo; HAYASHI, Kosuke; TOMIYAMA, Akio. Terminal velocities of clean and fully-contaminated drops in vertical pipes. **International journal of multiphase flow**, v. 49, p. 8-23, 2013.

LEGIUS, H. J. W. M.; VAN DEN AKKER, H. E. A.; NARUMO, T. Measurements on wave propagation and bubble and slug velocities in cocurrent upward two-phase flow. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 15, n. 3, p. 267-278, 1997.

LU, Xiaozhen; PROSPERETTI, Andrea. A numerical study of Taylor bubbles. **Industrial & Engineering Chemistry Research**, v. 48, n. 1, p. 242-252, 2009.

MAO, Zai-Sha; DUKLER, A. E. The motion of Taylor bubbles in vertical tubes—II. Experimental data and simulations for laminar and turbulent flow. **Chemical Engineering Science**, v. 46, n. 8, p. 2055-2064, 1991.

MOISSIS, R.; GRIFFITH, P. Entrance effects in a two-phase slug flow. 1962.

MORGADO, A. O. *et al.* Review on vertical gas–liquid slug flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 85, p. 348-368, 2016.

NICKLIN, D. J. Two-phase flow in vertical tubes, *Trans. Inst. Chem. Engr.*, v. 40, n. 1, p. 61-68, 1962.

NOGUEIRA, S. *et al.* Flow in the nose region and annular film around a Taylor bubble rising through vertical columns of stagnant and flowing Newtonian liquids. **Chemical Engineering Science**, v. 61, n. 2, p. 845-857, 2006a.

NOGUEIRA, S. *et al.* Flow patterns in the wake of a Taylor bubble rising through vertical columns of stagnant and flowing Newtonian liquids: An experimental study. **Chemical engineering science**, v. 61, n. 22, p. 7199-7212, 2006b.

NYDAL, O. J.; ANDREUSSI, P. Gas entrainment in a long liquid slug advancing in a near horizontal pipe. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 17, n. 2, p. 179-189, 1991.

OMAR, Rajab *et al.* Fluid structure behaviour in gas-oil two-phase flow in a moderately large diameter vertical pipe. **Chemical Engineering Science**, v. 187, p. 377-390, 2018.

ORELL, Aluf; REMBRAND, R. A model for gas-liquid slug flow in a vertical tube. **Industrial & engineering chemistry fundamentals**, v. 25, n. 2, p. 196-206, 1986.

PINTO, A. M. F. R.; PINHEIRO, Coelho; CAMPOS, J. B. L. On the interaction of Taylor bubbles rising in two-phase co-current slug flow in vertical columns: turbulent wakes. **Experiments in Fluids**, v. 31, n. 6, p. 643-652, 2001.

POLONSKY, Shlomo; SHEMER, Lev; BARNEA, Dvora. The relation between the Taylor bubble motion and the velocity field ahead of it. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 25, n. 6-7, p. 957-975, 1999.

ROSA, Eugênio S. *Escoamento Multifásico Isotérmico*. 2012.

ROSA, Eugênio S.; SOUZA, Marco ASF. Spatial void fraction measurement in an upward gas–liquid flow on the slug regime. **Flow Measurement and Instrumentation**, v. 46, p. 139-154, 2015.

SAIDJ, Faiza *et al.* Experimental investigation of air–water two-phase flow through vertical 90 bend. **Experimental thermal and fluid science**, v. 57, p. 226-234, 2014.

SCOTT, Stuart L.; SHOHAM, Ovadia; BRILL, James P. Prediction of slug length in horizontal, large-diameter pipes. **SPE production engineering**, v. 4, n. 03, p. 335-340, 1989.

SHOHAM, Ovadia. Mechanistic modeling of gas-liquid two-phase flow in pipes. 2006.

SYLVESTER, N. D. A mechanistic model for two-phase vertical slug flow in pipes. 1987.

TAITEL, Yehuda; BARNEA, Dvora; DUKLER, A. E. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. **AIChE Journal**, v. 26, n. 3, p. 345-354, 1980.

TAITEL, Yehuda; BARNEA, Dvora. Two-phase slug flow. In: **Advances in heat transfer**. Elsevier, 1990. p. 83-132.

TALVY, C. Aladjem; SHEMER, L.; BARNEA, D. On the interaction between two consecutive elongated bubbles in a vertical pipe. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 26, n. 12, p. 1905-1923, 2000.

VAN HOUT, R.; SHEMER, L.; BARNEA, D. Spatial distribution of void fraction within a liquid slug and some other related slug parameters. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 18, n. 6, p. 831-845, 1992.

VAN HOUT, R.; BARNEA, D.; SHEMER, L. Translational velocities of elongated bubbles in continuous slug flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 28, n. 8, p. 1333-1350, 2002.

VUOLO, José Henrique. **Fundamentos da teoria de erros**. Editora Blucher, 1996.

WALLIS, G. B. **One-dimensional two-phase flow**. [S.I.]: McGraw-Hill Book Company, 1969

WHITE, E. T.; BEARDMORE, R. H. The velocity of rise of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes. **Chemical Engineering Science**, v. 17, n. 5, p. 351-361, 1962.

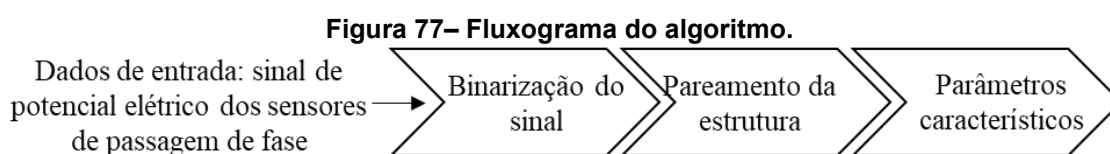
ZABARAS, G. J. Prediction of slug frequency for gas/liquid flows. **SPE journal**, v. 5, n. 03, p. 252-258, 2000.

APÊNDICE A - Processamento do sinal

Nesse apêndice é mostrado com mais detalhes como é feita a lógica de processamento para a obtenção dos resultados experimentais.

1.1 Análise de dados

Os parâmetros característicos do escoamento em golfadas foram obtidos por meio da análise de séries temporais, utilizando dados de RG provenientes de experimentos. O algoritmo desenvolvido foi implementado no software MATLAB® e consiste em três etapas: binarização do sinal (para detecção da célula unitária), pareamento da estrutura e cálculo dos parâmetros característicos (VTB, LS, LB, f, RGB e RGS), conforme ilustrado na Figura 77. Nas próximas subseções, cada uma dessas etapas será detalhada.



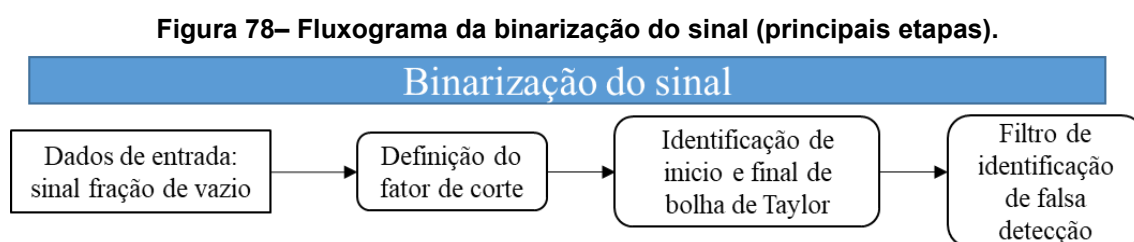
Fonte: Autoria própria (2023)

1.1.1 Binarização de sinal

A binarização é o processo de dividir os dados em dois grupos, atribuindo um valor binário a cada ponto do sinal. Esse processo é realizado por meio da definição de um limite (FC), no qual os dados abaixo desse limite recebem o valor zero e aqueles acima dele recebem o valor um. A binarização pode ser expressa como uma função do limite:

$$f(R_G) = \begin{cases} 0 & \text{se } R_G \leq FC \\ 1 & \text{se } R_G \geq FC \end{cases} \quad 47$$

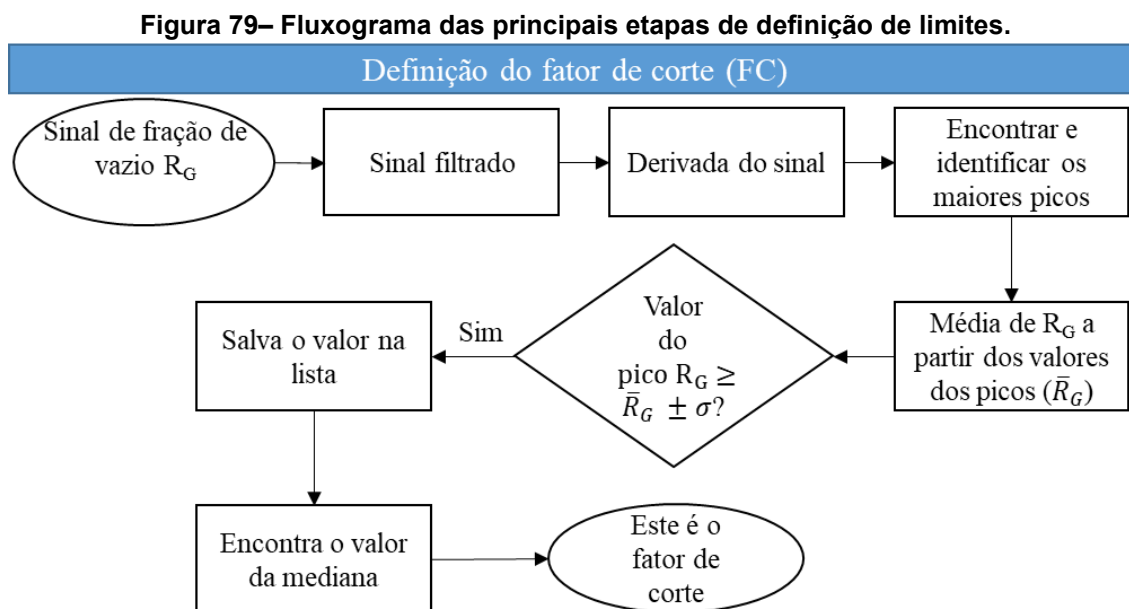
Dessa forma, caso o valor de RG seja superior a um limiar (determinado pelo algoritmo), é considerado uma bolha de Taylor; caso contrário, é assumido como um pistão de líquido. O processo de binarização do sinal é dividido em três etapas, ilustradas na Figura 78, que serão detalhadas nas próximas subseções.



Fonte: Autoria própria (2023)

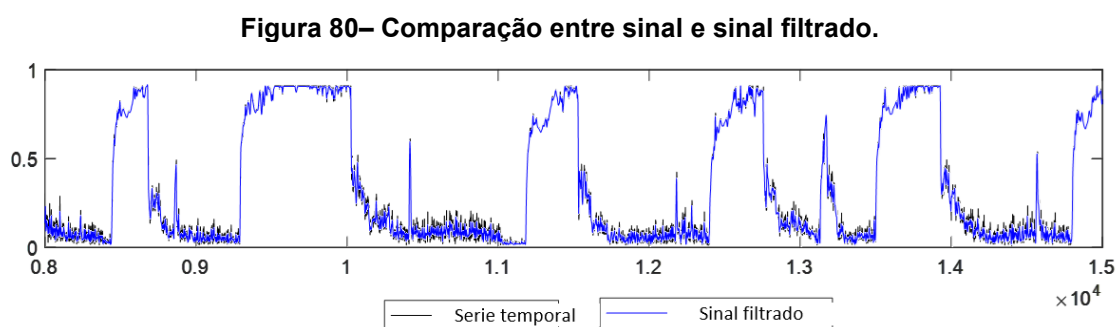
a. Definição de limite

O objetivo desta etapa é identificar a bolha de Taylor e as regiões do slug de líquido. Isso é feito através da derivada do sinal. A entrada é um dado de RG previamente calibrado. A Figura 79 mostra o fluxograma das etapas de definição de limite.



Fonte: Autoria própria (2023)

Inicialmente, os dados de RG são filtrados por meio do método de suavização spline para dados unidimensionais. A diferença entre os sinais filtrados e não filtrados é ilustrada na Figura 80. O filtro é utilizado apenas para obter o valor do patamar inicial de fator de corte (FC), enquanto a análise subsequente é realizada com o sinal não filtrado.

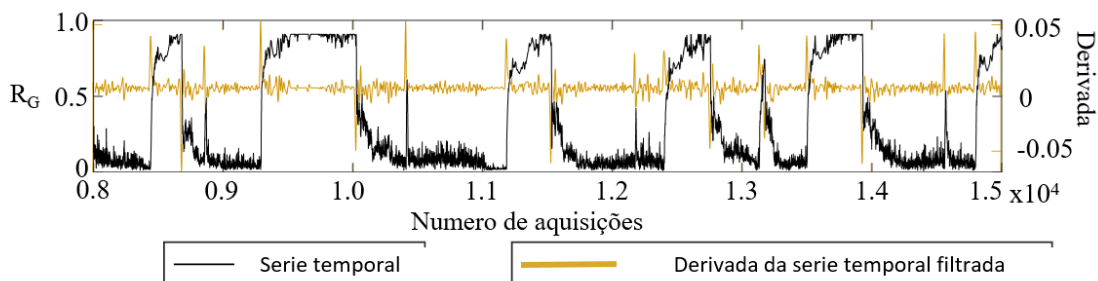


Fonte: Autoria própria (2023)

As posições inicial e final da bolha podem ser identificadas na série temporal devido à variação abrupta do sinal. Assim, uma forma de obtê-las é por meio da derivada do sinal. A Figura 81 apresenta a derivada da série temporal filtrada, na qual

os picos positivos indicam o início da bolha alongada, enquanto os picos negativos indicam o seu fim.

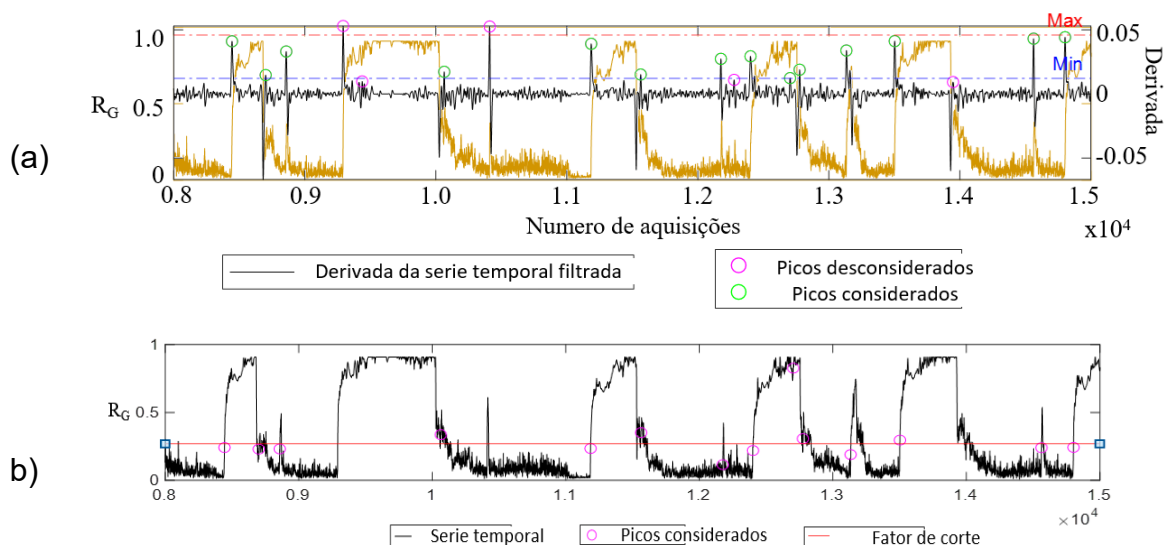
Figura 81– Exemplo de uma série temporal com a respectiva derivada.



Fonte: Autoria própria (2023)

Em seguida, são registradas a posição dos picos identificados e seus respectivos valores de R_G . A mediana desses valores é utilizada como limite, que é então aplicado à série temporal para identificar as regiões da bolha de Taylor e do pistão líquido. Na Figura 82 (a), é possível visualizar a posição dos picos identificados no sinal derivativo, enquanto a série temporal é apresentada abaixo para facilitar a visualização da bolha de Taylor e das regiões do pistão líquido. É importante ressaltar que os picos que desviam mais de um desvio padrão da altura média do pico não são considerados na definição do limite, sendo denominados como “picos desconsiderados”, enquanto os outros são considerados “picos válidos”. Na Figura 82 (b), é apresentado o valor de R_G relativo aos picos válidos na série temporal e o valor limite.

Figura 82– (a) Séries temporais derivadas com picos identificados, (b) Séries temporais com o limiar como uma linha e os inícios das bolhas de Taylor e golfadas líquidas identificados.



Fonte: Autoria própria (2023)

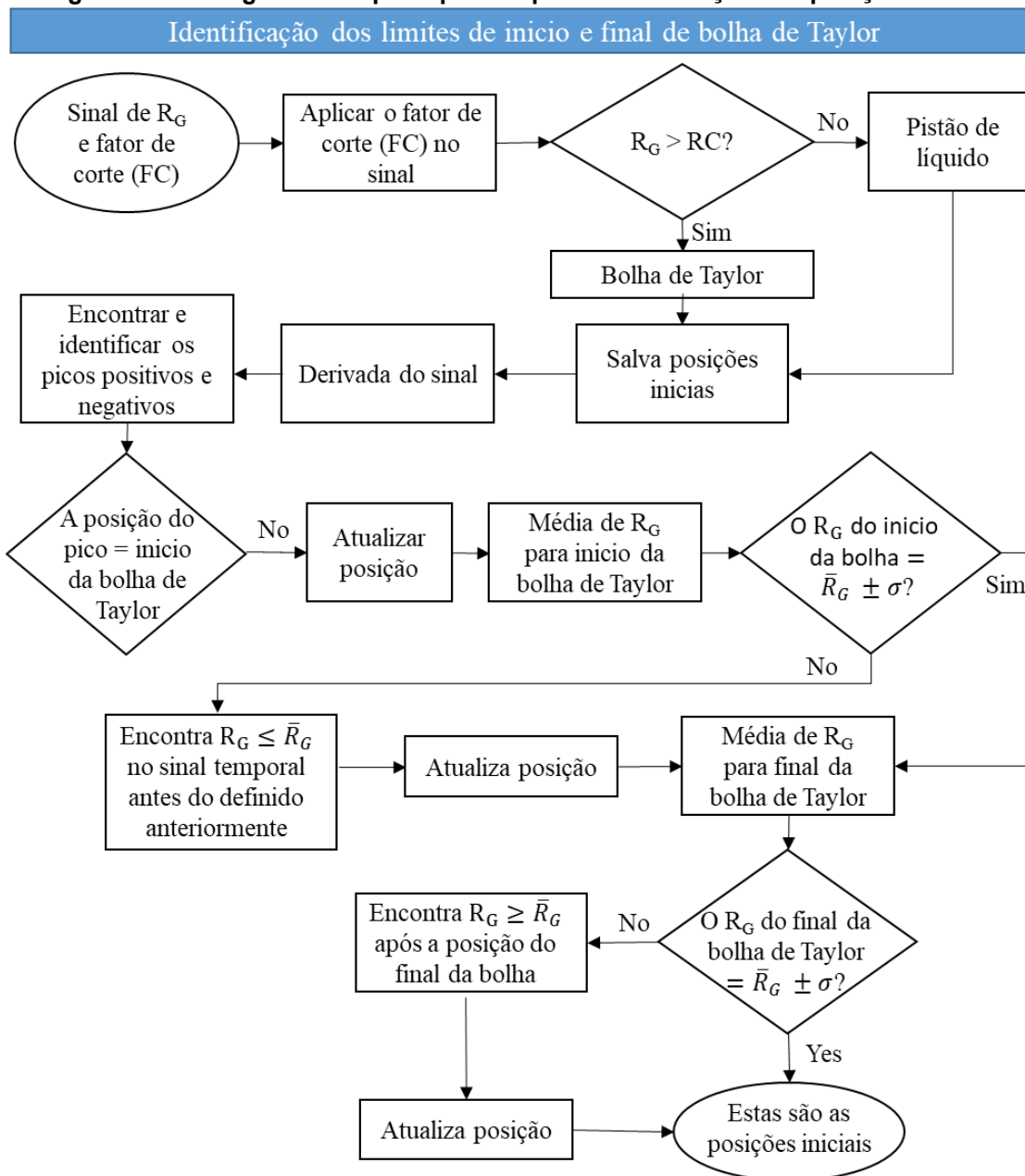
Embora as posições iniciais da bolha de Taylor e do pistão líquido tenham sido definidas, é necessário verificar se essas posições estão de acordo com o esperado. Essa análise será discutida nas seções a seguir.

2 Atualização das posições iniciais (bolha de Taylor e início do pistão de líquido)

Esta etapa retorna à posição inicial da bolha de Taylor e do slug de líquido, sendo que a posição inicial do pistão de líquido também marca a posição final da bolha de Taylor. O fluxograma completo do procedimento de atualização pode ser visto na Figura 83.

O sinal de RG é filtrado a fim de identificar preliminarmente as regiões da bolha de Taylor e do pistão de líquido. Posteriormente, as posições inicial e final da bolha são atualizadas de acordo com a derivada do sinal. O objetivo dessa etapa é garantir que as posições identificadas estejam de acordo com o esperado. Uma vez que as posições iniciais foram determinadas, a fração de vazio média e o desvio padrão são calculados nas posições inicial e final da bolha de Taylor. Esses parâmetros são utilizados como valores limite máximo para identificar as bolhas de Taylor e os pistões de líquido nas próximas iterações pelas seguintes equações.

Figura 83– Fluxograma das principais etapas da Atualização das posições iniciais.



Fonte: Autoria própria (2023)

$$Lim_{Bstr} = \overline{R_G}(Bstr) + \sigma \quad (48)$$

$$Lim_{Bend} = \overline{R_G}(Bend) + \sigma \quad (49)$$

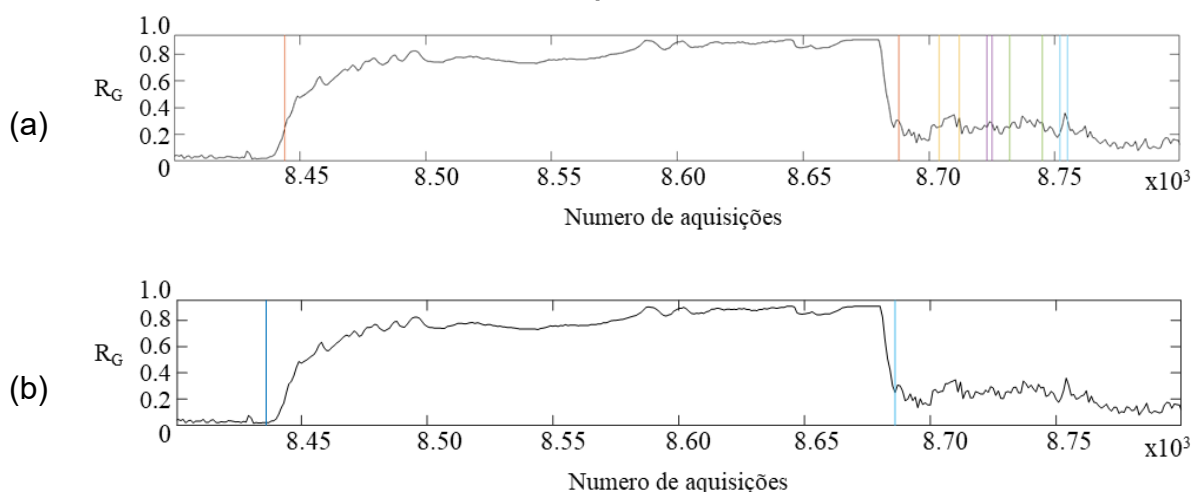
onde Bstr é o início da bolha de Taylor e Bend é o final da bolha de Taylor / início do slug de líquido e σ é o desvio padrão.

Após a aplicação do Fator de Corte inicial, os limites são calculados e as posições inicial e final da bolha de Taylor são atualizadas com base no sinal da derivada, visando alcançar frações de vazio específicas. Para encontrar o início da bolha, são procurados os valores mínimos de R_G , enquanto para identificar o final, os

valores máximos são buscados. Esse processo é repetido ao longo de todo o sinal para identificar todas as células unitárias.

A Figura 84 apresenta as posições inicial e final da bolha de Taylor, em que cada par de linhas com a mesma cor representa uma bolha de Taylor detectada. Na Figura 8 (a), apenas a região delimitada pelas linhas laranjas corresponde a uma bolha de Taylor verdadeira, enquanto os outros pares de cores representam detecções falsas. Para remover essas estruturas indesejadas, tais como volumes de gás que não são bolhas alongadas, é necessário utilizar um método que as identifique e filtre, como será explicado na próxima seção.

Figura 84– As posições inicial e final da bolha de Taylor (a) antes e (b) após o refinamento recursivo das posições detectadas.



Fonte: Autoria própria (2023)

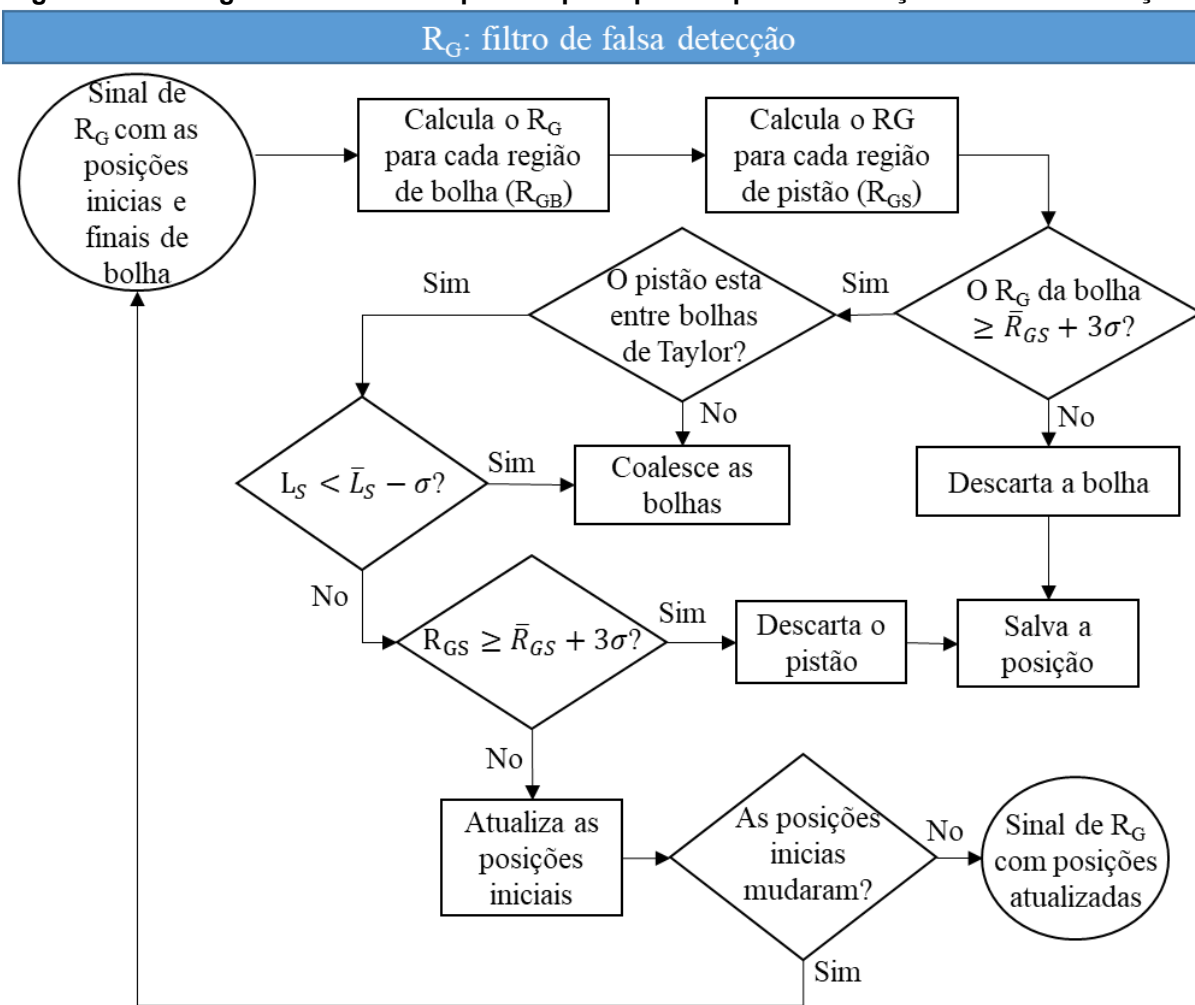
3 Filtro R_G para detecção falsa

Para evitar falsas detecções de bolhas de Taylor, é utilizado um método baseado na fração de vazio média da bolha. A equação 47 estabelece a condição para que uma bolha seja considerada alongada, ou seja, sua fração de vazio deve ser maior do que a fração de vazio máxima que um pistão de líquido pode ter. Esse método filtra os volumes de gás que não correspondem a bolhas alongadas, evitando assim falsas detecções e melhorando a precisão do algoritmo de detecção.

$$R_{GB} \geq \overline{R_{GS}} + 3\sigma \quad (50)$$

Um fluxograma do procedimento de filtragem de detecção falsa é mostrado em Figura 85.

Figura 85– Fluxograma do filtro RG para as principais etapas de detecção de falsas detecções.



Fonte: Autoria própria (2023)

Uma observação importante é que algumas bolhas de Taylor podem apresentar uma bolha de líquido de comprimento zero detectada entre elas. Esse fenômeno ocorre devido ao ruído do sensor e, nesses casos, essas bolhas de Taylor são consideradas como uma única bolha, e o pistão de líquido nulo é excluído de sua lista. É importante mencionar que essa exclusão não afeta a detecção e contagem correta das bolhas de Taylor, pois a análise é baseada na fração de vazio média da bolha e na sua posição inicial e final.

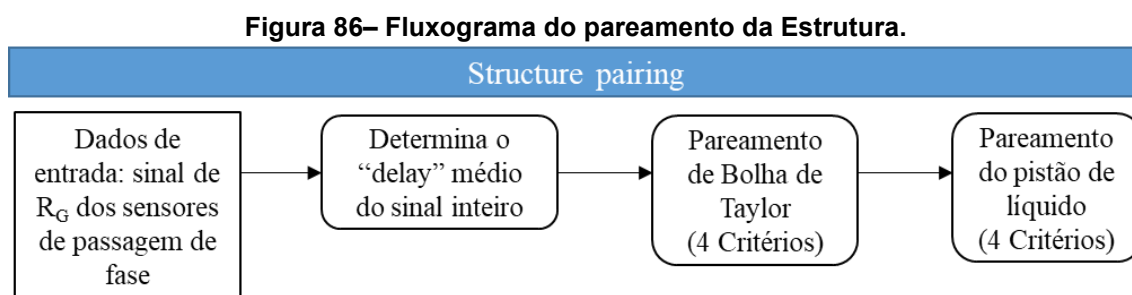
Para detectar bolhas que estão prestes a coalescer, é realizada uma análise do sinal, na qual os pistões de líquido com comprimentos menores que o descrito pela equação 48 são avaliados. Caso a fração de vazio média desse pistão de líquido seja maior que a descrita pela equação 49, ele é retirado do cálculo. Esse método evita a detecção de bolhas que estão prestes a coalescer e que, portanto, não podem ser consideradas como bolhas individuais.

$$L_S = \overline{L_S} - \sigma \quad (51)$$

$$R_G = \overline{R_{GS}} + 3\sigma \quad (52)$$

3.1.1 Pareamento da estrutura

Para garantir que as estruturas detectadas pelos dois sensores sejam equivalentes, é realizada uma etapa de pareamento. Essa etapa envolve a comparação das posições iniciais e finais das bolhas e pistões de líquido detectados por cada sensor. A ordenação e distância entre essas posições são os critérios utilizados para verificar a equivalência das estruturas. A Figura 86 ilustra as quatro etapas do processo de pareamento.



Fonte: Autoria própria (2023)

Para realizar o pareamento das bolhas de Taylor detectadas pelos dois sensores, são utilizados quatro critérios. Após a verificação de todos os critérios, as bolhas de Taylor detectadas pelos dois sensores são pareadas. As etapas de emparelhamento são exemplificadas na Figura 87. Antes de realizar o pareamento, é calculado o atraso médio entre as séries temporais por meio de uma correlação cruzada, que serve como parâmetro de referência para o processo de pareamento.

1. A bolha de Taylor começando no segundo sensor deve ser detectada após a bolha de Taylor começando no primeiro sensor $(B_{Str}^2 > B_{Str}^1)$.

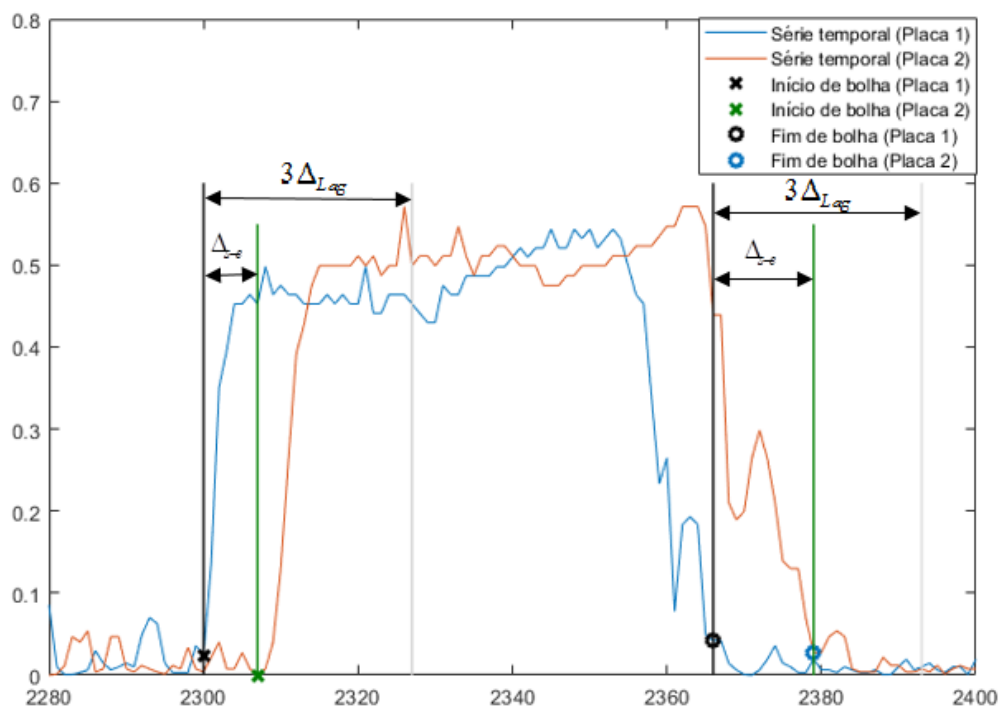
2. A bolha de Taylor iniciada no segundo sensor deve ser espaçada em até três vezes o atraso médio calculado em relação à bolha de Taylor iniciada no primeiro sensor $(B_{Str}^2 - B_{Str}^1 = \Delta_{s-\varepsilon} \leq 3\Delta L_{ag})$, onde $3\Delta L_{ag}$ representa o atraso médio do sinal mais três desvios padrão.

3. O fim da bolha Taylor no segundo sensor deve ser detectado após o fim da bolha no primeiro sensor $(B_{End}^2 > B_{End}^1)$.

4. O fim da bolha Taylor no segundo sensor deve ser espaçado em até três vezes o atraso médio calculado em relação ao fim da bolha no primeiro sensor

$$\left(B_{End}^2 - B_{End}^1 = \Delta_{s-\varepsilon} \leq 3\Delta L_{ag} \right).$$

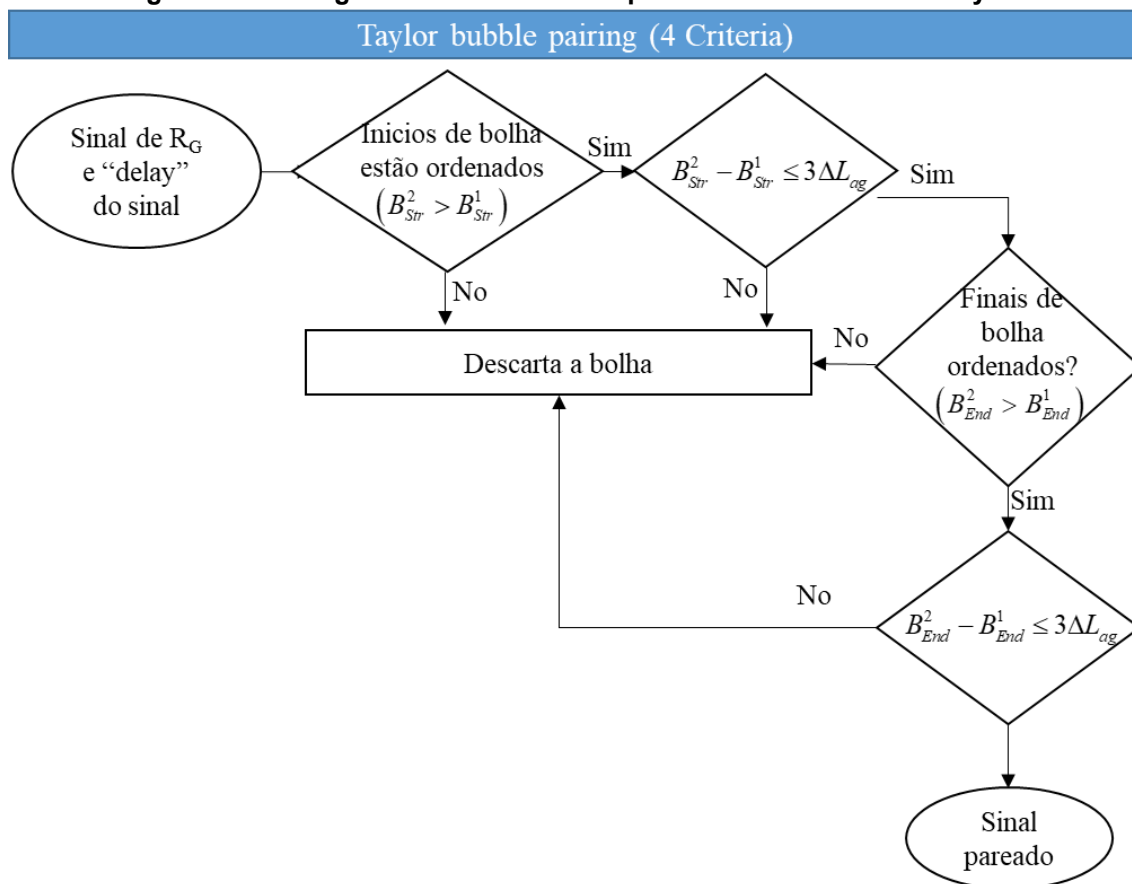
Figura 87– Quatro critérios tomados para verificar se a bolha alongada detectada no primeiro sensor corresponde à bolha detectada no segundo: (1) início da bolha, (2) distância entre inícios, (3) fim da bolha e (4) distância entre extremidades.



Fonte: Autoria própria (2023)

As células unitárias cujas bolhas de Taylor não foram pareadas não serão consideradas nos cálculos dos parâmetros de fluxo. O processo de pareamento das bolhas de Taylor é ilustrado na Figura 88.

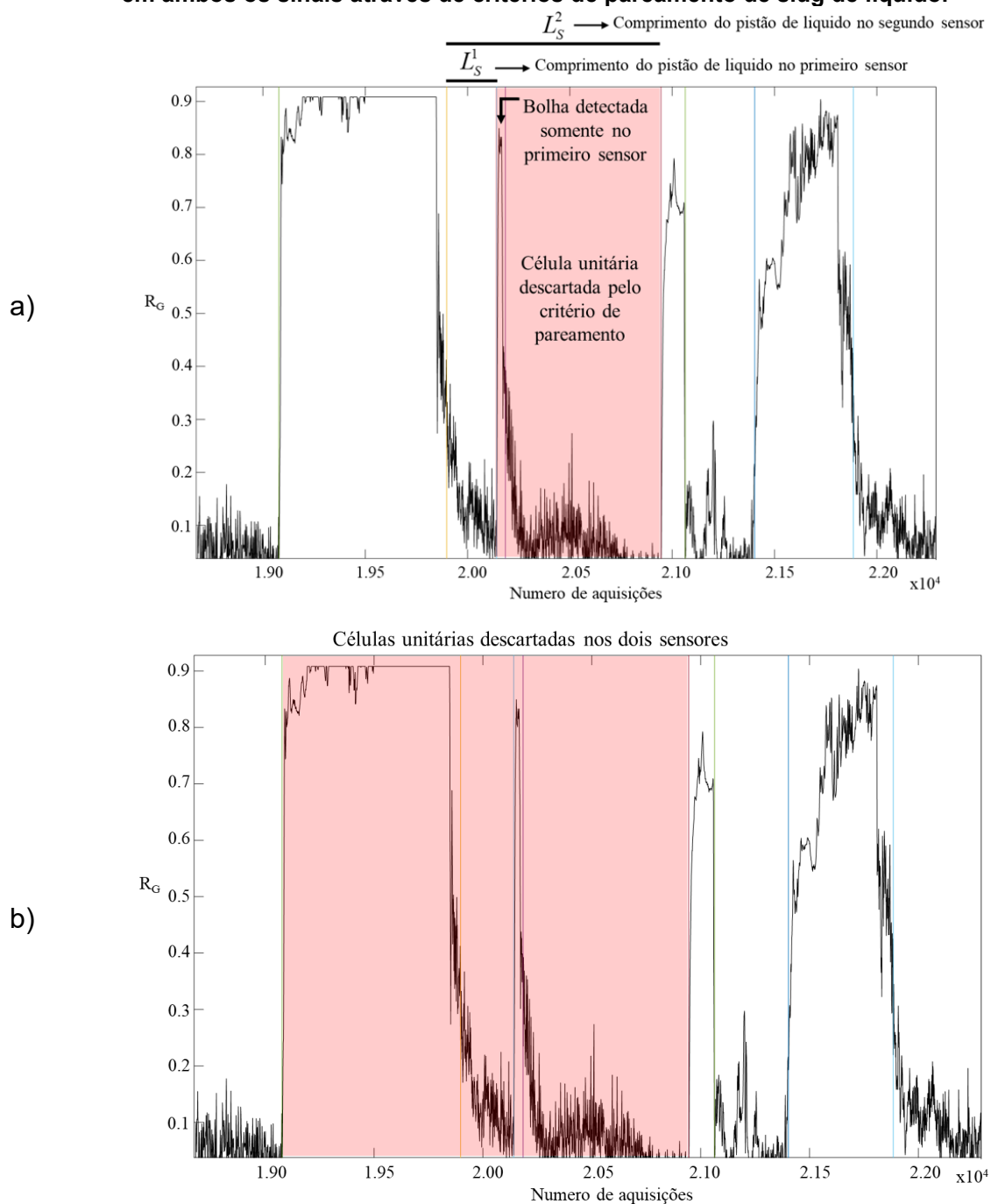
Figura 88– Fluxograma dos critérios de pareamento da bolha de Taylor.



Fonte: Autoria própria (2023)

Após o pareamento das bolhas de Taylor, é realizada uma etapa adicional para parear os pistões de líquido, utilizando os mesmos critérios. Embora possa parecer redundante, isso é necessário para corrigir erros de detecção que podem gerar dois pistões de líquido onde deveria haver apenas um, como mostrado na Figura 89 (a), onde uma bolha não foi detectada pelo segundo sensor. Quando uma bolha é desconsiderada, toda a célula unitária é ignorada, resultando em valores de comprimento de pistão diferentes em cada sensor. O pareamento de pistão de líquido corrige essa diferença e elimina uma célula unitária com o mesmo comprimento em ambos os sensores, conforme ilustrado na Figura 89 (b).

Figura 89– (a) Célula unitária desconsiderada devido ao critério de paring de bolhas de Taylor, causando L_S diferentes no primeiro e no segundo sensor; (b) célula unitária desconsiderada em ambos os sinais através de critérios de pareamento de slug de líquido.



Fonte: Autoria própria (2023)

3.1.2 Cálculo dos parâmetros característicos

Finalmente, os parâmetros característicos foram calculados, começando com a velocidade da bolha de Taylor. Através do atraso entre os sinais dos dois sensores ($\Delta\tau_B$) e a distância entre as placas (d_s), a velocidade da bolha de Taylor pode ser calculada como:

$$V_{TB} = \frac{d_S}{\Delta t_B} \quad (53)$$

Os comprimentos da bolha de Taylor e do pistão de líquido são calculados, respectivamente, por:

$$L_B = V_{TB} T_B \quad (54)$$

$$L_S = V_{TB} T_S \quad (55)$$

assumindo a hipótese de que toda célula unitária flui com a velocidade da bolha de Taylor (Fabre, 2003), respectivamente, para a bolha de Taylor e para o pistão de líquido.

A frequência da célula unitária é calculada como:

$$f = \frac{V_{TB}}{L_B + L_S} \quad (56)$$

As frações de vazio na região da bolha de Taylor e do pistão de líquido, R_{GB} e R_{GS} , são calculadas conforme as equações 54 e 55, considerando que o número de aquisições durante a passagem da bolha de Taylor (n) e o pistão de líquido (m) são conhecidos.

$$R_{GB} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n R_{Gb_i} \quad (57)$$

$$R_{GS} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m R_{Gs_i} \quad (58)$$

onde R_{Gb_i} e R_{Gs_i} são as frações de vazio instantâneas para a bolha de Taylor e o pistão de líquido, respectivamente.

Vale ressaltar que os cálculos de todas as variáveis, exceto a velocidade da bolha de Taylor, são feitos com os sinais obtidos do primeiro sensor de cada estação de medição, buscando reduzir os efeitos de intrusão causados pelos eletrodos do sensor.

APÊNDICE B - Análise de incertezas

Nesse apêndice, é analisada e quantificada a incerteza dos resultados obtidos, seja pelo instrumento utilizado, ou pela técnica experimental implementada para medir os parâmetros característicos de interesse no escoamento vertical em golfadas.

Propagação de incertezas

Uma variável quantificada que depende de outros parâmetros ($x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$) apresenta uma incerteza (R) a qual pode ser quantificada por meio do método de propagação de incertezas aplicando a seguinte equação.

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{\partial R}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_n^2 \quad (59)$$

Onde σ_n é a incerteza padrão experimental do parâmetro em consideração x_n .

Utilizando a definição de incerteza padrão relativa como sendo a razão da incerteza e o valor da medida, assim:

$$u_i = \frac{\sigma_i}{x_i} \quad (60)$$

Assim, a propagação de incertezas pode ser calculada em função da incerteza padrão relativa de cada uma das variáveis envolvidas.

$$u_R^2 = \left(\frac{x_1}{R} \frac{\partial R}{\partial x_1}\right)^2 u_1^2 + \left(\frac{x_2}{R} \frac{\partial R}{\partial x_2}\right)^2 u_2^2 + \dots + \left(\frac{x_n}{R} \frac{\partial R}{\partial x_n}\right)^2 u_n^2 \quad (61)$$

Sendo assim, as incertezas informadas pelo catálogo do fabricante do medidor do tipo Coriolis são indicadas na Tabela 5. Assim também, foi levado em consideração que o instrumento esteja com certificado de calibração válido.

Tabela 5: Incerteza obtida pelo catálogo dos instrumentos.

Parâmetro	Incerteza
Vazão mássica de líquido	+/- 0,72%
Vazão mássica do gás	+/-1,59%
Pressão manométrica	+/-1,10%
Pressão atmosférica	+/-0,40%
Pressão diferencial	+/-0,40%
Densidade do líquido	+/- 0,05%

Fonte: Autoria própria (2023)

Segundo Vuolo (1996) pode-se utilizar a metade do valor do fundo de escala para determinar a incerteza do instrumento de medição. Por exemplo, do paquímetro, a menor medida obtida é de 0,05 mm, com isso o valor da incerteza é de 0,025 mm. Da mesma maneira, para medir a distância entre cada uma das estações de medição, uma trena com resolução mínima de 1mm foi utilizada, assim, a incerteza deste instrumento de medição é de 0,50 mm.

Para a incerteza da temperatura, o catálogo do medidor do tipo coriolis indica que a faixa da incerteza depende da temperatura de trabalho dos fluidos, sendo que para o caso dos testes realizados a temperatura do processo varia entre 15° e 25° Kelvin. Aplicando a equação indicada pelo fabricante ($\Delta T = 0,5^{\circ}K + 0,005|T - 20^{\circ}K|$) a incerteza da temperatura é de 0,5025°C.

Tabela 6: incerteza específica de comprimento e temperatura.

Parâmetro	Incerteza
Diâmetro da tubulação	+/- 0,10%
Distância entre placas do sensor	+/- 0,05%
Distância entre as estações	+/- 0,03%
Temperatura do gás/líquido	+/- 1,68%

Fonte: Autoria própria (2023)

APÊNDICE C - Valores médios dos parâmetros característicos do escoamento em golfadas e seu desvio padrão.

Nesse apêndice, são apresentados os resultados experimentais e seus desvios padrão dos parâmetros característicos do escoamento em golfadas, tais como a velocidade da bolha de Taylor (VTB), comprimento da bolha (LB) e do pistão de líquido (LS), e a frequência de passagem do escoamento em golfadas (f). Além disso, é exibida a combinação das velocidades superficiais do gás e do líquido e a pressão absoluta obtida em cada uma das estações ao longo da linha de teste.

	J_G [m/s]	J_L [m/s]	P_{abs} [kPa]	V_{TB} [m/s]	σ_{VTB} [m/s]	L_B [m]	σ_{LB} [m]	L_S [m]	σ_{LS} [m]	f [Hz]	σ_f [Hz]	161
D1	P01	0,34	0,30	1,47E+05	0,94	0,11	0,49	0,32	0,70	0,46	1,04	0,67
		0,36	0,30	1,37E+05	0,94	0,13	0,41	0,31	0,57	0,33	1,25	0,78
		0,39	0,30	1,25E+05	0,99	0,14	0,43	0,35	0,50	0,29	1,41	1,00
		0,43	0,30	1,15E+05	1,02	0,14	0,47	0,35	0,56	0,29	1,36	1,13
		0,46	0,30	1,07E+05	1,06	0,16	0,49	0,33	0,58	0,34	1,31	1,01
	P02	0,23	0,40	1,61E+05	0,88	0,04	0,24	0,09	0,53	0,18	1,27	0,49
		0,25	0,40	1,48E+05	0,90	0,04	0,24	0,11	0,50	0,20	1,41	0,78
		0,28	0,40	1,34E+05	0,94	0,04	0,27	0,13	0,49	0,19	1,43	0,64
		0,31	0,40	1,21E+05	0,94	0,05	0,28	0,13	0,49	0,20	1,42	0,64
		0,33	0,40	1,11E+05	0,97	0,06	0,30	0,13	0,48	0,21	1,51	0,84
	P03	0,44	0,20	1,33E+05	1,13	0,37	1,36	1,74	0,70	0,68	0,86	0,55
		0,47	0,20	1,25E+05	1,24	0,48	1,24	1,29	0,77	0,45	0,92	0,84
		0,49	0,20	1,18E+05	1,24	0,53	0,84	0,95	0,81	0,87	1,43	1,79
		0,53	0,20	1,10E+05	1,13	0,41	0,86	0,79	0,85	0,92	0,94	0,92
		0,57	0,20	1,02E+05	0,97	0,37	0,83	1,05	0,75	0,60	0,89	0,64
	P04	0,45	0,40	1,46E+05	1,13	0,08	0,47	0,16	0,63	0,22	1,16	0,48
		0,48	0,40	1,36E+05	1,17	0,08	0,44	0,19	0,58	0,22	1,32	0,62
		0,52	0,40	1,25E+05	1,26	0,11	0,46	0,27	0,46	0,20	1,71	1,08
		0,57	0,40	1,15E+05	1,27	0,11	0,46	0,27	0,51	0,22	1,63	1,03
		0,61	0,40	1,07E+05	1,33	0,13	0,50	0,29	0,51	0,23	1,70	1,08
P05	0,34	0,50	1,57E+05	1,12	0,05	0,27	0,08	0,49	0,18	1,70	0,74	
	0,37	0,50	1,45E+05	1,15	0,05	0,30	0,09	0,51	0,21	1,66	0,70	
	0,41	0,50	1,31E+05	1,21	0,06	0,34	0,11	0,54	0,24	1,61	0,67	
	0,45	0,50	1,19E+05	1,22	0,06	0,35	0,10	0,54	0,25	1,64	0,75	
	0,49	0,50	1,10E+05	1,27	0,07	0,38	0,11	0,56	0,27	1,59	0,72	

	J_G	J_L	P_{abs}	V_{TB}	σ_{VTB}	L_B	σ_{LB}	L_S	σ_{LS}	f	σ_f
	[m/s]	[m/s]	[kPa]	[m/s]	[m/s]	[m]	[m]	[m]	[m]	[Hz]	[Hz]
P06	0,56	0,30	1,35E+05	1,18	0,18	0,73	0,44	0,66	0,41	1,08	0,63
	0,59	0,30	1,27E+05	1,22	0,19	0,69	0,55	0,55	0,33	1,36	0,89
	0,64	0,30	1,18E+05	1,30	0,19	0,67	0,58	0,44	0,21	1,66	1,12
	0,69	0,30	1,10E+05	1,33	0,21	0,71	0,64	0,52	0,30	1,51	1,02
	0,73	0,30	1,04E+05	1,39	0,24	0,74	0,65	0,50	0,27	1,63	1,33
P07	0,56	0,50	1,46E+05	1,37	0,08	0,43	0,15	0,55	0,21	1,67	0,99
	0,60	0,50	1,36E+05	1,44	0,09	0,48	0,15	0,60	0,24	1,56	0,78
	0,66	0,50	1,25E+05	1,53	0,10	0,52	0,21	0,57	0,23	1,65	0,79
	0,72	0,50	1,15E+05	1,55	0,10	0,56	0,20	0,59	0,23	1,55	0,69
	0,77	0,50	1,07E+05	1,63	0,12	0,58	0,25	0,57	0,23	1,69	0,92
D1 P08	0,35	0,70	1,66E+05	1,38	0,05	0,16	0,05	0,34	0,15	3,26	1,60
	0,38	0,70	1,52E+05	1,39	0,04	0,19	0,06	0,39	0,18	2,83	1,22
	0,42	0,70	1,37E+05	1,47	0,05	0,23	0,07	0,44	0,21	2,58	1,15
	0,46	0,70	1,23E+05	1,46	0,05	0,26	0,07	0,48	0,23	2,31	0,92
	0,51	0,70	1,13E+05	1,51	0,05	0,29	0,08	0,50	0,24	2,28	1,09
P09	0,78	0,30	1,28E+05	1,46	0,25	1,12	0,78	0,71	0,45	1,07	0,84
	0,82	0,30	1,21E+05	1,51	0,30	1,08	0,84	0,66	0,42	1,40	1,67
	0,87	0,30	1,14E+05	1,62	0,36	1,11	1,04	0,53	0,31	1,62	1,63
	0,93	0,30	1,07E+05	1,71	0,37	1,12	1,01	0,58	0,32	1,45	1,06
	0,98	0,30	1,02E+05	1,71	0,38	1,15	0,98	0,59	0,38	1,44	1,13
P10	0,68	0,60	1,48E+05	1,63	0,08	0,45	0,16	0,54	0,21	1,98	1,31
	0,73	0,60	1,37E+05	1,70	0,08	0,50	0,17	0,59	0,24	1,82	0,84
	0,79	0,60	1,26E+05	1,82	0,10	0,62	0,21	0,63	0,26	1,68	0,69
	0,86	0,60	1,15E+05	1,85	0,11	0,64	0,19	0,67	0,29	1,61	0,64
	0,92	0,60	1,08E+05	1,90	0,11	0,72	0,22	0,69	0,28	1,53	0,67

	J_G	J_L	P_{abs}	V_{TB}	σ_{VTB}	L_B	σ_{LB}	L_S	σ_{LS}	f	σ_f
	[m/s]	[m/s]	[kPa]	[m/s]	[m/s]	[m]	[m]	[m]	[m]	[Hz]	[Hz]
P11	0,89	0,40	1,32E+05	1,69	0,17	1,02	0,55	0,71	0,30	1,20	0,74
	0,94	0,40	1,25E+05	1,74	0,19	1,05	0,60	0,71	0,29	1,24	0,74
	1,01	0,40	1,16E+05	1,86	0,28	1,07	0,76	0,62	0,29	1,53	1,02
	1,08	0,40	1,09E+05	1,89	0,25	1,12	0,74	0,62	0,27	1,54	1,22
	1,13	0,40	1,03E+05	1,97	0,29	1,16	0,81	0,61	0,26	1,58	1,17
P12	0,46	0,80	1,64E+05	1,64	0,05	0,20	0,07	0,37	0,17	3,61	2,00
	0,50	0,80	1,51E+05	1,67	0,05	0,23	0,07	0,43	0,19	3,04	1,54
	0,56	0,80	1,36E+05	1,76	0,06	0,29	0,09	0,49	0,21	2,63	1,12
	0,62	0,80	1,23E+05	1,78	0,06	0,32	0,09	0,53	0,24	2,43	0,98
	0,67	0,80	1,13E+05	1,83	0,07	0,36	0,10	0,56	0,26	2,32	1,01
D1 P13	0,85	0,75	1,51E+05	2,04	0,07	0,45	0,14	0,51	0,18	2,43	1,30
	0,92	0,75	1,40E+05	2,11	0,08	0,49	0,14	0,54	0,21	2,30	0,85
	1,00	0,75	1,28E+05	2,27	0,10	0,63	0,17	0,55	0,25	2,19	0,88
	1,10	0,75	1,17E+05	2,35	0,11	0,68	0,20	0,62	0,28	2,07	0,82
	1,17	0,75	1,09E+05	2,40	0,12	0,79	0,24	0,66	0,28	1,85	0,67
P14	1,11	0,50	1,33E+05	2,08	0,18	1,08	0,49	0,73	0,29	1,39	0,81
	1,17	0,50	1,27E+05	2,14	0,16	1,15	0,49	0,75	0,26	1,35	0,73
	1,26	0,50	1,17E+05	2,27	0,26	1,23	0,70	0,67	0,31	1,56	1,02
	1,35	0,50	1,10E+05	2,34	0,22	1,36	0,67	0,72	0,30	1,38	0,75
	1,42	0,50	1,04E+05	2,43	0,26	1,40	0,69	0,70	0,30	1,46	0,88
P15	0,58	1,00	1,68E+05	2,04	0,05	0,20	0,05	0,38	0,16	4,03	1,71
	0,63	1,00	1,54E+05	2,09	0,05	0,23	0,06	0,43	0,18	3,63	1,40
	0,70	1,00	1,39E+05	2,21	0,06	0,30	0,09	0,47	0,20	3,26	1,22
	0,78	1,00	1,25E+05	2,25	0,07	0,32	0,09	0,52	0,23	3,07	1,14
	0,85	1,00	1,15E+05	2,31	0,07	0,36	0,10	0,54	0,24	2,91	1,09

	J_G	J_L	P_{abs}	V_{TB}	σ_{VTB}	L_B	σ_{LB}	L_S	σ_{LS}	f	σ_f
	[m/s]	[m/s]	[kPa]	[m/s]	[m/s]	[m]	[m]	[m]	[m]	[Hz]	[Hz]
P16	1,14	1,00	1,57E+05	2,76	0,08	0,49	0,18	0,53	0,18	3,05	1,15
	1,23	1,00	1,45E+05	2,82	0,08	0,53	0,17	0,55	0,21	2,97	1,18
	1,35	1,00	1,32E+05	3,10	0,10	0,72	0,20	0,56	0,24	2,69	0,95
	1,49	1,00	1,20E+05	3,21	0,10	0,74	0,20	0,62	0,25	2,62	0,90
	1,61	1,00	1,12E+05	3,35	0,12	0,86	0,22	0,63	0,27	2,48	0,77
P17	0,58	1,50	1,84E+05	2,71	0,06	0,12	0,03	0,29	0,11	7,36	3,04
	0,64	1,50	1,68E+05	2,73	0,06	0,13	0,03	0,33	0,13	6,80	2,79
	0,72	1,50	1,50E+05	2,91	0,06	0,20	0,06	0,33	0,13	6,11	2,23
	0,81	1,50	1,33E+05	2,94	0,06	0,19	0,06	0,40	0,15	5,57	2,01
	0,89	1,50	1,21E+05	3,02	0,07	0,25	0,07	0,39	0,17	5,28	1,97
D1 P18	1,62	0,50	1,29E+05	2,79	0,34	1,73	0,98	0,72	0,41	1,48	0,97
	1,72	0,50	1,22E+05	2,87	0,35	1,96	1,10	0,85	0,42	1,37	0,95
	1,82	0,50	1,14E+05	3,14	0,46	2,11	1,42	0,83	0,47	1,71	1,52
	1,94	0,50	1,08E+05	3,22	0,47	2,34	1,34	0,89	0,45	1,43	1,26
	2,04	0,50	1,03E+05	3,37	0,51	2,49	1,44	0,87	0,44	1,48	1,39
P19	1,45	0,70	1,41E+05	2,78	0,15	1,11	0,45	0,64	0,27	1,88	0,94
	1,53	0,70	1,33E+05	2,85	0,16	1,16	0,43	0,67	0,26	1,82	0,85
	1,66	0,70	1,22E+05	3,15	0,20	1,36	0,51	0,64	0,32	1,86	0,83
	1,79	0,70	1,13E+05	3,24	0,20	1,48	0,53	0,65	0,32	1,76	0,72
	1,89	0,70	1,07E+05	3,38	0,24	1,69	0,61	0,67	0,34	1,65	0,65
P20	0,81	1,30	1,74E+05	2,74	0,06	0,22	0,06	0,38	0,13	5,07	1,83
	0,88	1,30	1,59E+05	2,78	0,07	0,25	0,06	0,41	0,15	4,71	1,57
	0,98	1,30	1,43E+05	3,01	0,07	0,38	0,09	0,40	0,19	4,30	1,44
	1,09	1,30	1,28E+05	3,07	0,08	0,35	0,10	0,49	0,21	4,12	1,46
	1,19	1,30	1,18E+05	3,18	0,08	0,49	0,12	0,45	0,22	3,80	1,31

	J_G [m/s]	J_L [m/s]	P_{abs} [kPa]	V_{TB} [m/s]	σ_{VTB} [m/s]	L_B [m]	σ_{LB} [m]	L_S [m]	σ_{LS} [m]	f [Hz]	σ_f [Hz]
P01	0,57	0,50	1,46E+05	1,56	0,35	0,90	0,76	1,31	1,09	1,09	1,09
	0,61	0,50	1,36E+05	1,55	0,38	0,88	0,74	1,31	1,08	0,96	0,65
	0,66	0,50	1,25E+05	1,70	0,44	0,97	1,03	1,21	0,93	1,05	0,74
	0,72	0,50	1,15E+05	1,65	0,39	0,82	0,84	1,20	0,87	1,05	0,69
	0,77	0,50	1,07E+05	1,76	0,48	0,92	0,93	1,17	0,75	1,08	0,79
P02	0,65	0,40	1,40E+05	1,38	0,37	0,85	0,71	1,00	0,92	1,04	0,69
	0,69	0,40	1,31E+05	1,53	0,48	1,03	1,14	1,06	0,91	0,99	0,57
	0,76	0,40	1,20E+05	1,70	0,62	1,14	1,71	1,03	0,84	1,36	1,39
	0,81	0,40	1,11E+05	1,82	0,68	1,15	1,91	1,00	0,66	1,24	0,89
	0,86	0,40	1,05E+05	2,10	0,82	1,39	2,46	1,05	0,79	1,48	1,64
P03	0,45	0,60	1,55E+05	1,39	0,11	0,50	0,18	1,25	0,51	0,96	0,54
	0,49	0,60	1,43E+05	1,38	0,11	0,45	0,21	1,06	0,48	1,10	0,57
	0,54	0,60	1,30E+05	1,59	0,19	0,47	0,28	0,94	0,49	1,39	0,78
	0,59	0,60	1,19E+05	1,55	0,15	0,44	0,27	0,96	0,43	1,35	0,75
	0,64	0,60	1,11E+05	1,65	0,21	0,46	0,30	0,91	0,46	1,59	1,20
P04	0,86	0,75	1,47E+05	2,01	0,17	0,65	0,34	1,00	0,45	1,52	0,81
	0,92	0,75	1,36E+05	2,03	0,18	0,66	0,33	1,04	0,43	1,48	0,82
	1,00	0,75	1,25E+05	2,27	0,24	0,73	0,47	0,90	0,45	1,79	1,14
	1,08	0,75	1,16E+05	2,25	0,22	0,69	0,43	1,01	0,49	1,72	1,03
	1,16	0,75	1,08E+05	2,40	0,30	0,76	0,54	0,94	0,46	1,89	1,20
P05	1,13	0,50	1,33E+05	2,19	0,62	1,16	0,88	1,00	1,07	1,64	1,64
	1,19	0,50	1,26E+05	2,36	0,68	1,66	1,78	1,02	0,73	1,49	1,31
	1,28	0,50	1,17E+05	2,65	0,88	1,71	2,21	1,19	0,99	1,53	1,28
	1,36	0,50	1,10E+05	2,36	0,77	1,64	1,89	1,14	0,76	1,29	0,94
	1,44	0,50	1,05E+05	2,49	0,95	1,79	2,06	1,24	0,80	1,28	1,04

	J_G	J_L	P_{abs}	V_{TB}	σ_{VTB}	L_B	σ_{LB}	L_S	σ_{LS}	f	σ_f
	[m/s]	[m/s]	[kPa]	[m/s]	[m/s]	[m]	[m]	[m]	[m]	[Hz]	[Hz]
P06	0,58	1,00	1,63E+05	1,99	0,10	0,25	0,08	0,64	0,29	2,69	1,38
	0,63	1,00	1,49E+05	1,98	0,09	0,27	0,08	0,71	0,29	2,41	1,31
	0,70	1,00	1,35E+05	2,14	0,11	0,30	0,10	0,78	0,32	2,33	1,15
	0,77	1,00	1,22E+05	2,15	0,13	0,32	0,09	0,83	0,36	2,21	1,11
	0,83	1,00	1,13E+05	2,25	0,13	0,36	0,11	0,87	0,37	2,16	1,10
P07	1,13	1,00	1,50E+05	2,67	0,15	0,66	0,27	0,91	0,36	2,02	1,07
	1,22	1,00	1,39E+05	2,69	0,16	0,67	0,29	0,98	0,41	1,97	1,10
	1,33	1,00	1,27E+05	2,96	0,22	0,92	0,38	0,98	0,40	1,89	1,30
	1,45	1,00	1,17E+05	2,99	0,21	0,82	0,34	1,14	0,41	1,73	0,72
	1,55	1,00	1,09E+05	3,21	0,24	1,02	0,41	1,24	0,48	1,63	0,67
D2 P08	1,46	0,70	1,35E+05	2,75	0,46	1,48	1,01	1,13	0,73	1,46	1,10
	1,54	0,70	1,28E+05	2,88	0,54	1,70	1,17	1,30	0,80	1,52	1,54
	1,66	0,70	1,19E+05	3,08	0,52	1,70	1,33	1,12	0,62	1,66	1,42
	1,77	0,70	1,11E+05	3,21	0,58	1,84	1,35	1,31	0,69	1,55	1,39
	1,87	0,70	1,05E+05	3,51	0,79	1,98	1,53	1,30	0,69	1,73	2,75
P09	0,81	1,30	1,65E+05	2,68	0,12	0,28	0,09	0,65	0,28	3,47	1,90
	0,88	1,30	1,51E+05	2,67	0,11	0,28	0,09	0,73	0,31	3,19	1,84
	0,98	1,30	1,37E+05	2,87	0,13	0,38	0,14	0,81	0,33	2,79	1,18
	1,08	1,30	1,24E+05	2,91	0,14	0,35	0,10	0,90	0,37	2,75	1,51
	1,17	1,30	1,14E+05	3,06	0,14	0,40	0,12	0,97	0,39	2,61	1,24
P10	1,44	1,25	1,54E+05	3,42	0,16	0,74	0,31	0,89	0,35	2,47	1,14
	1,55	1,25	1,42E+05	3,47	0,20	0,76	0,33	0,92	0,38	2,46	1,24
	1,69	1,25	1,30E+05	3,74	0,22	0,97	0,41	0,95	0,43	2,26	0,98
	1,85	1,25	1,19E+05	3,85	0,22	0,92	0,44	1,15	0,44	2,20	1,10
	1,99	1,25	1,11E+05	4,21	0,26	1,05	0,54	1,18	0,44	2,24	1,31

	J_G [m/s]	J_L [m/s]	P_{abs} [kPa]	V_{TB} [m/s]	σ_{VTB} [m/s]	L_B [m]	σ_{LB} [m]	L_S [m]	σ_{LS} [m]	f [Hz]	σ_f [Hz]
P11	1,89	0,80	1,35E+05	3,47	0,46	1,77	0,99	1,07	0,58	1,68	1,88
	2,01	0,80	1,27E+05	3,62	0,46	2,01	1,03	1,24	0,66	1,50	1,23
	2,16	0,80	1,19E+05	3,96	0,54	2,13	1,25	1,18	0,66	1,71	1,59
	2,30	0,80	1,11E+05	4,09	0,61	2,11	1,29	1,26	0,65	1,69	1,32
	2,42	0,80	1,06E+05	4,34	0,75	2,22	1,53	1,30	0,75	2,01	2,48
D2	0,95	1,70	1,74E+05	3,37	0,12	0,26	0,09	0,63	0,25	4,37	1,88
	1,04	1,70	1,59E+05	3,44	0,11	0,25	0,09	0,69	0,27	4,23	1,82
	1,15	1,70	1,44E+05	3,63	0,14	0,38	0,14	0,69	0,32	4,19	2,62
	1,28	1,70	1,29E+05	3,69	0,12	0,28	0,10	0,85	0,33	3,87	2,29
	1,39	1,70	1,18E+05	3,95	0,15	0,33	0,13	0,93	0,37	3,75	2,00

	J_G [m/s]	J_L [m/s]	P_{abs} [kPa]	V_{TB} [m/s]	$\sigma_{VTB_}$ [m/s]	L_B [m]	σ_{LB} [m]	L_S [m]	σ_{LS} [m]	f [Hz]	σ_f [Hz]
P01	0,45	0,40	1,47E+05	1,33	0,26	0,79	0,54	1,64	1,36	0,84	0,68
	0,49	0,40	1,36E+05	1,22	0,26	0,75	0,49	1,27	0,70	0,70	0,32
	0,53	0,40	1,25E+05	1,43	0,33	0,83	0,59	1,34	0,91	0,78	0,41
	0,57	0,40	1,15E+05	1,38	0,28	0,68	0,52	1,23	0,63	0,84	0,44
	0,61	0,40	1,08E+05	1,45	0,31	0,81	0,67	1,20	0,52	0,89	0,64
P02	0,34	0,50	1,58E+05	1,18	0,14	0,43	0,24	1,40	1,03	0,97	0,73
	0,37	0,50	1,44E+05	1,25	0,19	0,43	0,25	1,30	0,91	0,91	0,44
	0,41	0,50	1,31E+05	1,35	0,16	0,46	0,22	1,19	0,55	0,97	0,58
	0,45	0,50	1,20E+05	1,25	0,25	0,41	0,24	1,20	0,59	0,92	0,44
	0,48	0,50	1,11E+05	1,31	0,26	0,43	0,25	1,15	0,49	0,96	0,48
P03	0,57	0,30	1,37E+05	1,28	0,34	1,14	0,76	1,28	1,41	0,69	0,38
	0,61	0,30	1,28E+05	1,44	0,32	1,33	0,95	1,59	1,39	0,64	0,37
	0,66	0,30	1,19E+05	1,63	0,39	1,54	1,23	1,58	1,34	0,75	0,67
	0,70	0,30	1,11E+05	1,33	0,40	1,28	1,03	1,17	0,78	0,65	0,36
	0,75	0,30	1,04E+05	1,56	0,41	1,25	0,89	1,46	1,02	0,69	0,44
P04	0,57	0,50	1,46E+05	1,51	0,27	0,70	0,44	1,22	0,99	1,03	0,58
	0,62	0,50	1,36E+05	1,58	0,29	0,72	0,57	1,30	0,90	1,01	0,76
	0,67	0,50	1,24E+05	1,75	0,38	0,95	0,71	1,41	0,86	0,94	0,53
	0,73	0,50	1,15E+05	1,60	0,36	0,85	0,73	1,41	0,79	0,87	0,51
	0,78	0,50	1,08E+05	1,81	0,41	0,88	0,60	1,48	0,91	0,99	0,95
P05	0,69	0,40	1,39E+05	1,51	0,41	0,94	0,69	1,12	1,10	1,00	0,69
	0,74	0,40	1,29E+05	1,66	0,45	1,33	1,10	1,34	0,99	0,82	0,60
	0,80	0,40	1,19E+05	1,91	0,58	1,50	1,29	1,31	1,08	0,98	1,03
	0,86	0,40	1,11E+05	1,77	0,59	1,33	1,56	1,39	0,88	0,90	0,75
	0,91	0,40	1,04E+05	1,87	0,60	1,42	1,38	1,51	0,91	0,80	0,43

	J_G	J_L	P_{abs}	V_{TB}	σ_{VTB}	L_B	σ_{LB}	L_S	σ_{LS}	f	σ_f
	[m/s]	[m/s]	[kPa]	[m/s]	[m/s]	[m]	[m]	[m]	[m]	[Hz]	[Hz]
P06	0,46	0,60	1,55E+05	1,38	0,16	0,52	0,26	1,38	0,80	0,94	0,56
	0,50	0,60	1,43E+05	1,53	0,20	0,54	0,32	1,47	0,76	0,99	0,78
	0,55	0,60	1,30E+05	1,68	0,28	0,63	0,42	1,56	0,92	1,02	0,87
	0,60	0,60	1,19E+05	1,58	0,25	0,52	0,31	1,46	0,76	0,98	0,55
	0,64	0,60	1,10E+05	1,61	0,27	0,55	0,37	1,38	0,80	1,06	0,67
P07	0,85	0,75	1,46E+05	2,02	0,20	0,74	0,31	1,27	0,52	1,20	0,61
	0,91	0,75	1,36E+05	2,17	0,24	0,81	0,42	1,43	0,59	1,20	0,73
	0,99	0,75	1,25E+05	2,36	0,34	0,99	0,55	1,42	0,63	1,19	0,59
	1,07	0,75	1,16E+05	2,30	0,26	0,85	0,39	1,53	0,62	1,14	0,54
	1,15	0,75	1,08E+05	2,51	0,36	0,97	0,49	1,64	0,65	1,14	0,57
D3 P08	1,15	0,50	1,32E+05	2,31	0,65	1,45	0,94	1,15	1,04	1,16	0,73
	1,24	0,50	1,23E+05	2,34	0,71	2,06	1,53	1,52	1,25	0,85	0,51
	1,31	0,50	1,16E+05	2,42	0,71	2,44	2,06	1,56	0,98	0,87	0,68
	1,39	0,50	1,09E+05	2,51	0,67	2,33	1,86	1,86	1,25	0,79	0,48
	1,46	0,50	1,04E+05	2,48	0,75	2,51	2,04	1,95	1,42	0,76	0,45
P09	0,58	1,00	1,62E+05	1,97	0,11	0,37	0,13	1,08	0,42	1,60	0,77
	0,64	1,00	1,48E+05	2,09	0,16	0,37	0,12	1,16	0,50	1,71	1,11
	0,70	1,00	1,34E+05	2,19	0,16	0,43	0,15	1,30	0,51	1,52	0,90
	0,77	1,00	1,22E+05	2,19	0,15	0,43	0,12	1,37	0,55	1,44	0,79
	0,84	1,00	1,13E+05	2,28	0,19	0,46	0,13	1,43	0,58	1,41	0,66
P10	1,15	1,00	1,49E+05	2,70	0,20	0,73	0,31	1,11	0,43	1,71	0,79
	1,24	1,00	1,38E+05	2,87	0,24	0,81	0,40	1,22	0,51	1,76	1,22
	1,34	1,00	1,27E+05	3,05	0,31	1,16	0,42	1,14	0,52	1,55	0,85
	1,46	1,00	1,17E+05	3,05	0,26	0,87	0,38	1,45	0,57	1,51	0,64
	1,56	1,00	1,10E+05	3,17	0,32	0,95	0,43	1,50	0,65	1,54	0,77

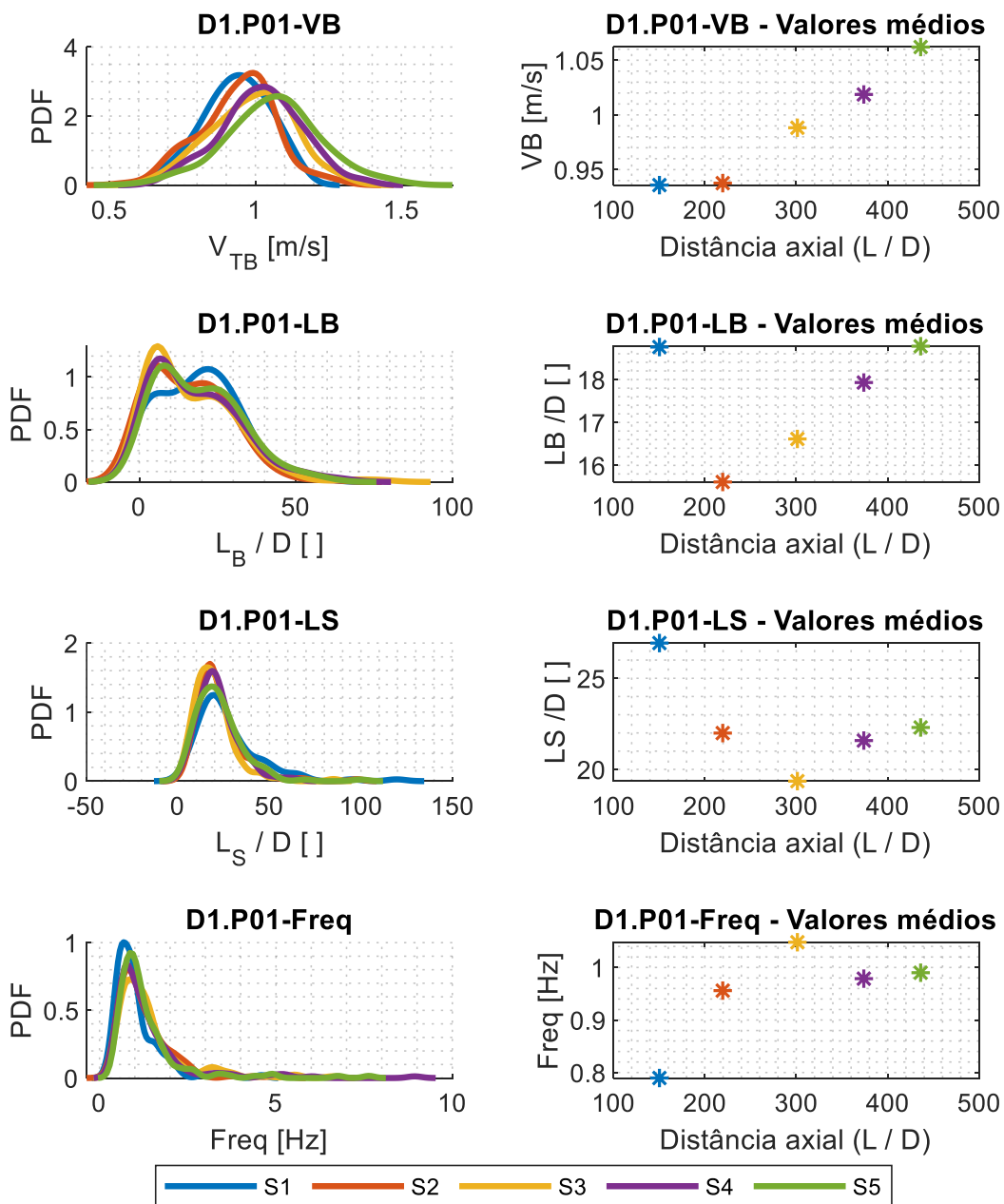
	J_G	J_L	P_{abs}	V_{TB}	σ_{VTB}	L_B	σ_{LB}	L_S	σ_{LS}	f	σ_f
	[m/s]	[m/s]	[kPa]	[m/s]	[m/s]	[m]	[m]	[m]	[m]	[Hz]	[Hz]
P11	1,43	0,70	1,35E+05	2,77	0,46	1,40	0,84	1,16	0,70	1,39	1,02
	1,52	0,70	1,27E+05	2,97	0,43	1,96	1,01	1,56	0,78	1,08	0,71
	1,63	0,70	1,18E+05	3,19	0,54	2,15	1,28	1,36	0,77	1,24	0,99
	1,74	0,70	1,10E+05	3,06	0,52	2,12	1,20	1,79	0,74	0,94	0,44
	1,84	0,70	1,04E+05	3,24	0,61	2,36	1,24	1,89	0,80	0,92	0,50
P12	0,81	1,30	1,66E+05	2,67	0,13	0,32	0,10	0,79	0,33	2,80	1,31
	0,88	1,30	1,53E+05	2,77	0,19	0,33	0,11	0,89	0,40	2,76	1,48
	0,97	1,30	1,38E+05	2,95	0,20	0,38	0,13	1,07	0,45	2,45	1,42
	1,07	1,30	1,26E+05	2,95	0,20	0,40	0,13	1,15	0,52	2,30	1,24
	1,16	1,30	1,16E+05	3,00	0,19	0,43	0,13	1,21	0,56	2,22	1,24
D3 P13	1,42	1,25	1,55E+05	3,42	0,18	0,90	0,34	1,13	0,44	2,06	1,52
	1,54	1,25	1,43E+05	3,57	0,26	0,91	0,37	1,26	0,49	1,97	1,34
	1,67	1,25	1,32E+05	3,77	0,30	1,27	0,37	1,18	0,48	1,79	1,23
	1,81	1,25	1,21E+05	3,89	0,28	1,03	0,45	1,59	0,57	1,71	0,77
	1,94	1,25	1,14E+05	4,02	0,24	1,00	0,40	1,65	0,63	1,78	0,90
P14	1,84	0,80	1,36E+05	3,39	0,73	1,38	0,86	0,99	0,65	1,77	0,98
	1,97	0,80	1,27E+05	3,73	0,56	2,22	1,20	1,45	0,79	1,36	1,40
	2,11	0,80	1,18E+05	3,93	0,72	2,37	1,33	1,45	0,77	1,40	1,44
	2,25	0,80	1,11E+05	4,00	0,61	2,65	1,42	1,73	0,83	1,24	0,97
	2,35	0,80	1,06E+05	4,01	0,74	2,79	1,70	1,80	0,98	1,18	0,97
P15	0,91	1,70	1,76E+05	3,31	0,13	0,28	0,09	0,75	0,29	3,64	1,42
	1,00	1,70	1,62E+05	3,47	0,16	0,28	0,09	0,85	0,36	3,59	1,51
	1,10	1,70	1,46E+05	3,77	0,29	0,36	0,16	0,92	0,43	3,68	2,43
	1,22	1,70	1,32E+05	3,69	0,18	0,30	0,11	1,05	0,46	3,35	1,90
	1,32	1,70	1,22E+05	3,81	0,17	0,33	0,14	1,11	0,49	3,31	2,11

	J_G	J_L	P_{abs}	V_{TB}	σ_{VTB}	L_B	σ_{LB}	L_S	σ_{LS}	f	σ_f
	[m/s]	[m/s]	[kPa]	[m/s]	[m/s]	[m]	[m]	[m]	[m]	[Hz]	[Hz]
P16	1,71	1,50	1,62E+05	4,28	0,27	0,96	0,35	1,08	0,39	2,43	1,15
	1,85	1,50	1,50E+05	4,38	0,25	1,04	0,37	1,14	0,46	2,39	1,38
	2,02	1,50	1,37E+05	4,79	0,34	1,29	0,44	1,10	0,52	2,36	1,26
	2,21	1,50	1,26E+05	4,85	0,32	1,19	0,46	1,43	0,57	2,19	1,41
	2,36	1,50	1,18E+05	5,18	0,36	1,38	0,51	1,57	0,62	2,03	0,97
D3 P17	1,15	2,00	1,82E+05	4,09	0,19	0,34	0,12	0,84	0,32	3,95	1,56
	1,25	2,00	1,67E+05	4,25	0,21	0,34	0,13	0,90	0,35	3,98	1,63
	1,39	2,00	1,51E+05	4,58	0,24	0,55	0,16	0,87	0,38	3,73	1,52
	1,54	2,00	1,36E+05	4,60	0,25	0,33	0,12	1,10	0,44	3,78	1,88
	1,67	2,00	1,26E+05	4,81	0,27	0,35	0,15	1,15	0,51	3,87	1,97
P18	2,26	1,00	1,42E+05	4,33	0,73	1,73	1,07	1,13	0,63	1,83	0,87
	2,44	1,00	1,32E+05	4,63	0,58	2,22	1,19	1,38	0,71	1,63	1,04
	2,61	1,00	1,23E+05	5,12	0,88	2,06	1,64	0,98	0,61	2,66	2,63
	2,80	1,00	1,15E+05	5,18	0,66	2,68	1,49	1,65	0,82	1,49	0,80
	2,95	1,00	1,09E+05	5,32	0,75	2,46	1,65	1,49	0,86	1,95	1,86

APÊNDICE D - Gráficos de Densidade de Probabilidade (PDF) e Valores médios dos pontos experimentais.

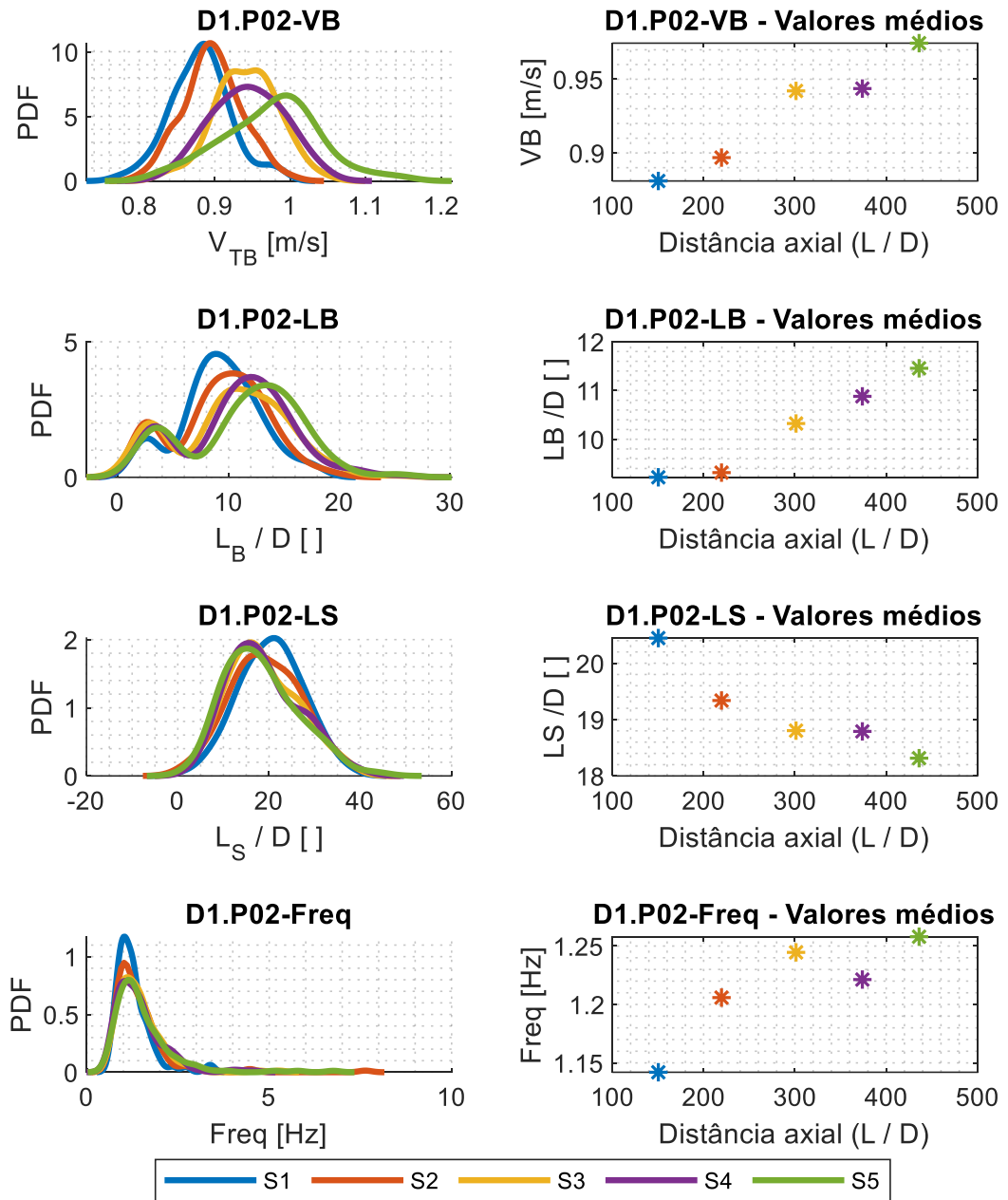
Nesse apêndice, do lado esquerdo, apresentam-se as Funções de Densidade de Probabilidade (PDF) dos parâmetros de velocidade da bolha (VB), comprimento de bolha de Taylor (LB), comprimento de pistão de líquido (LS) e frequência de passagem do escoamento em golfadas (Freq). No lado direito, são exibidos os valores médios para cada um dos parâmetros mencionados anteriormente. Os gráficos mostrados contemplam todos os pontos experimentais coletados a partir dos cinco sensores instalados ao longo da linha vertical de teste.

Figura 90: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P01 ($J_G=0,30 - J_L=0,30$ m/s) em D1 (26mm).



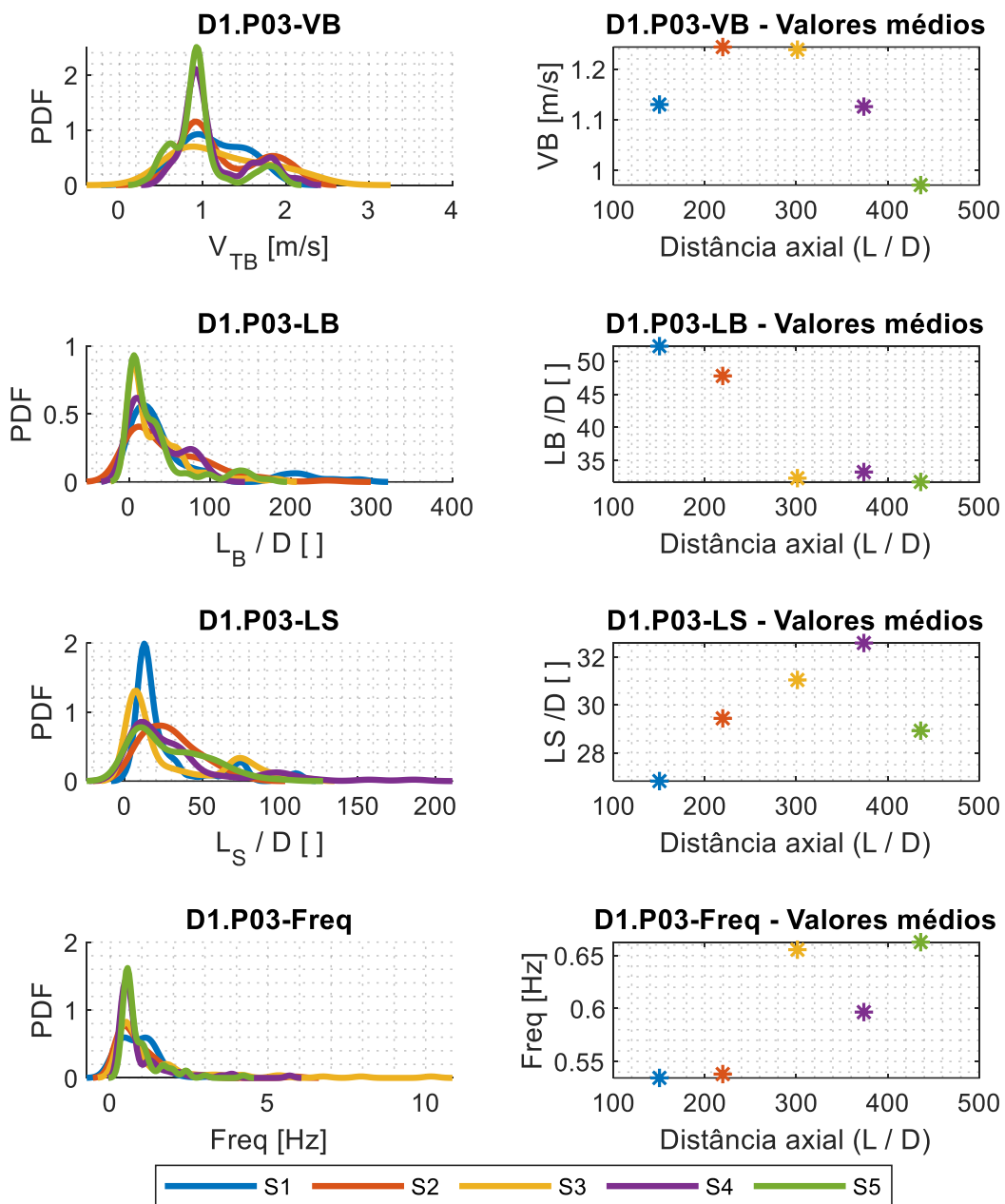
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 91: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P02 ($J_G=0,20 - J_L=0,40$ m/s) em D1 (26mm).



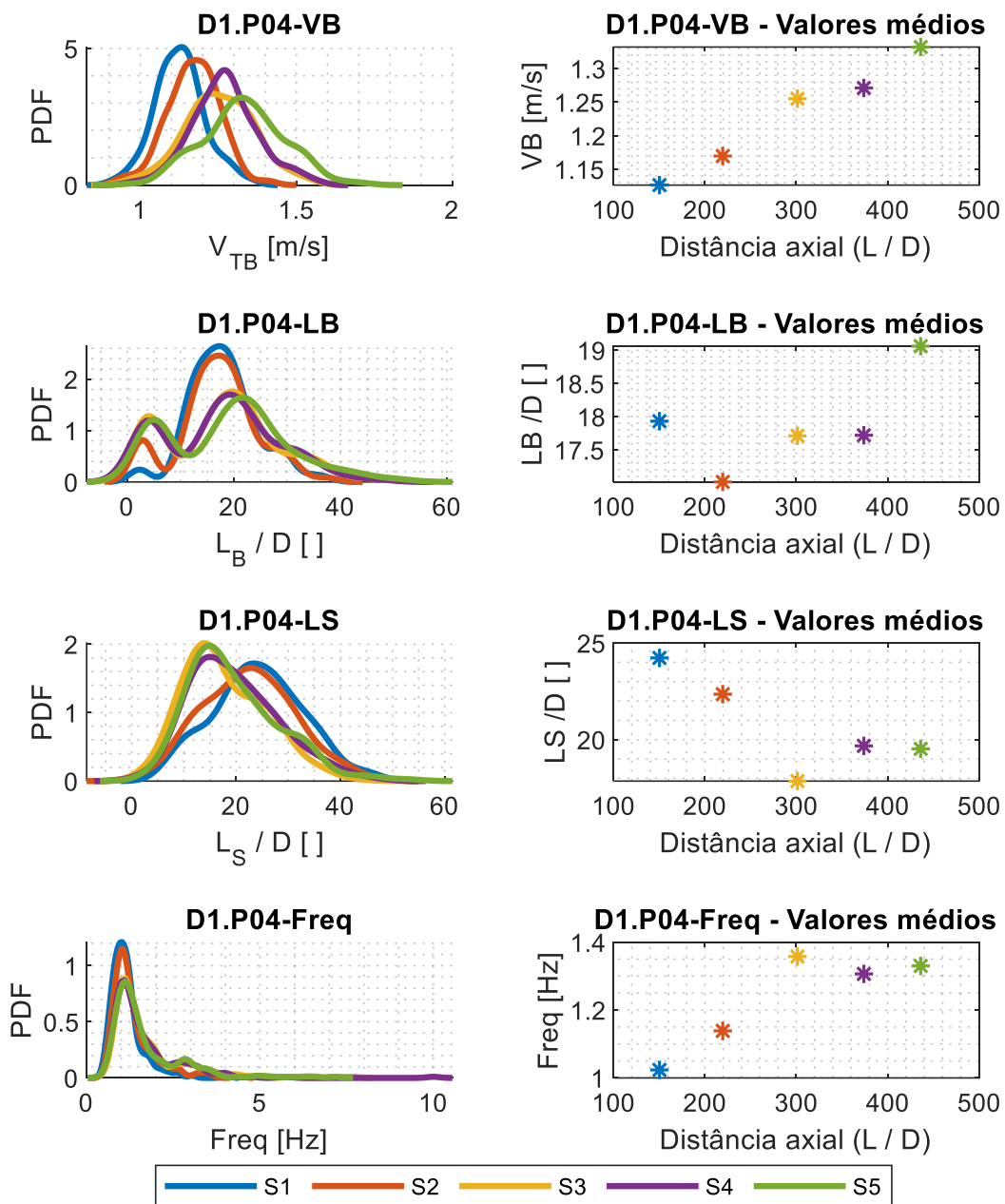
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 92: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P03 ($J_G=0,40 - J_L=0,20$ m/s) em D1 (26mm).



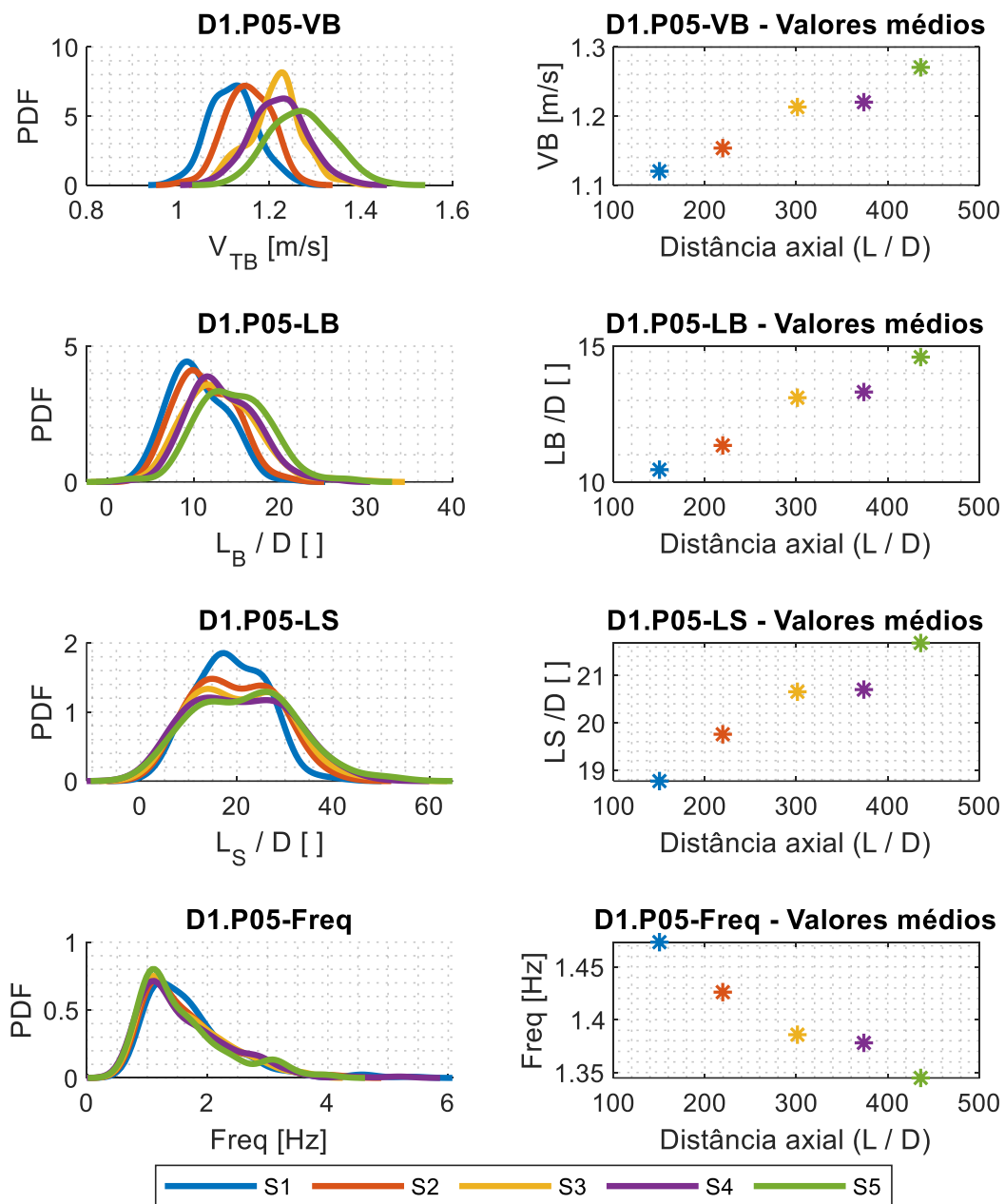
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 93: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P04 ($J_G=0,40 - J_L=0,40$ m/s) em D1 (26mm).



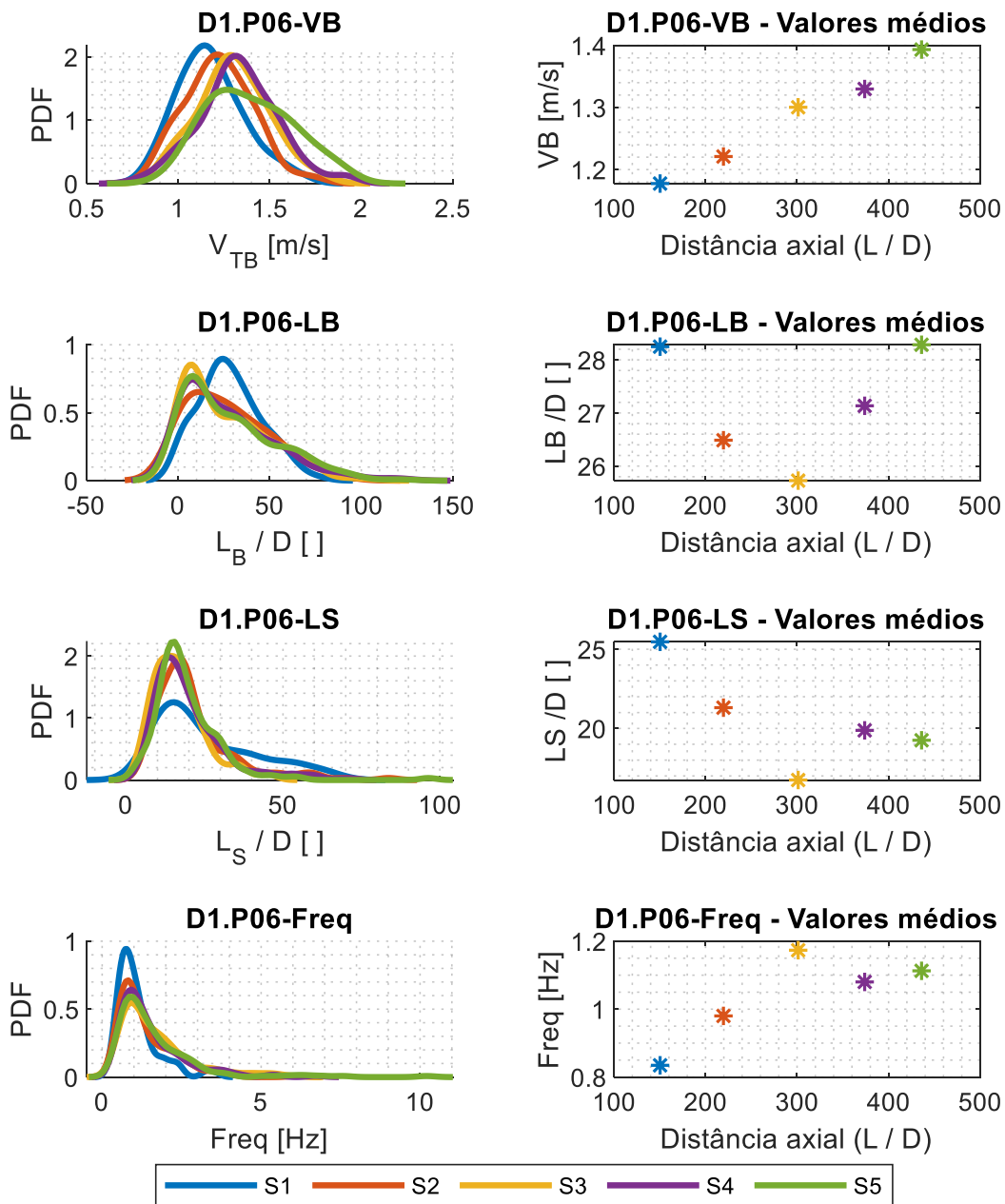
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 94: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P05 ($J_G=0,30 - J_L=0,50$ m/s) em D1 (26mm).



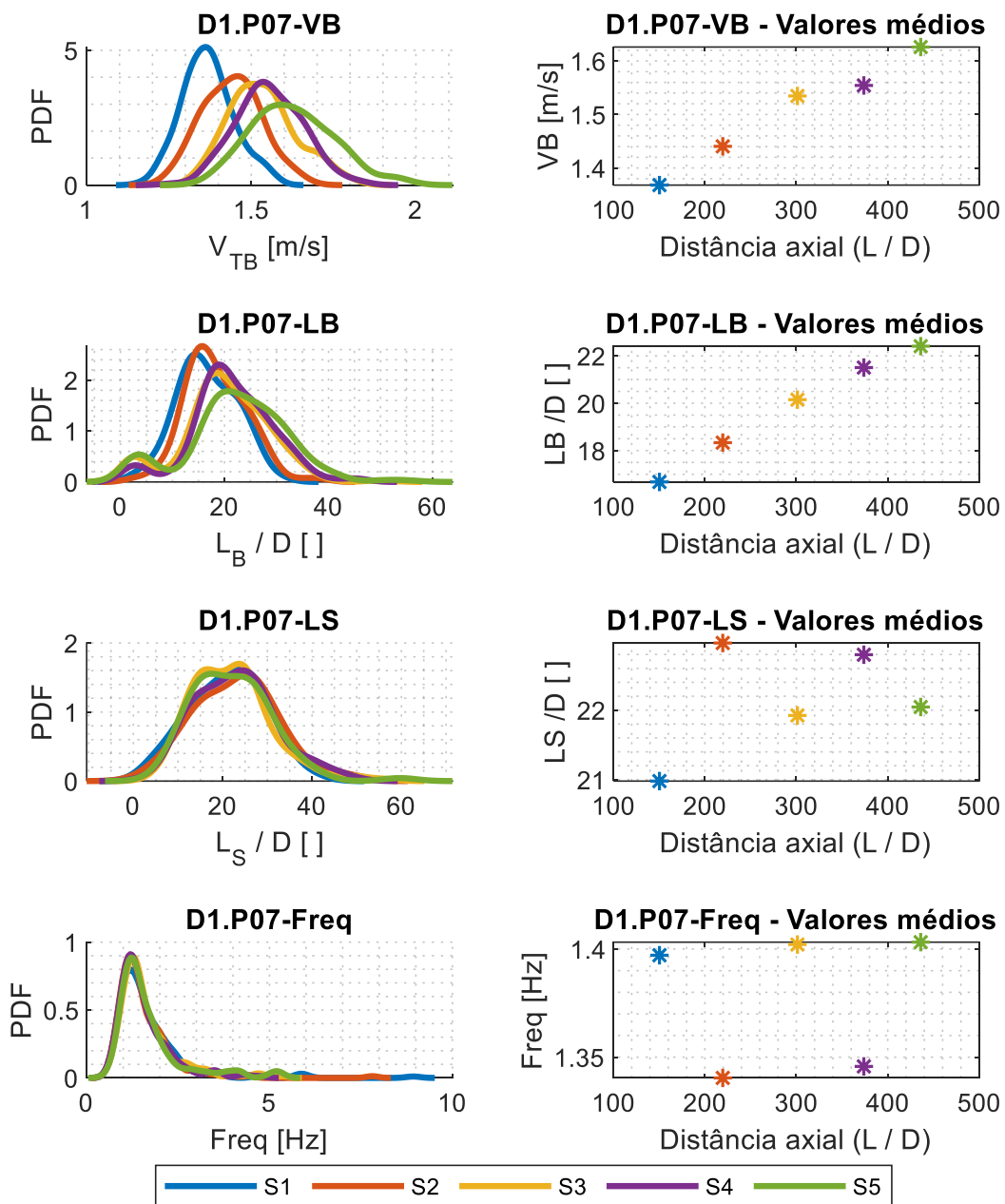
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 95: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P06 ($J_G=0,50 - J_L=0,30$ m/s) em D1 (26mm)



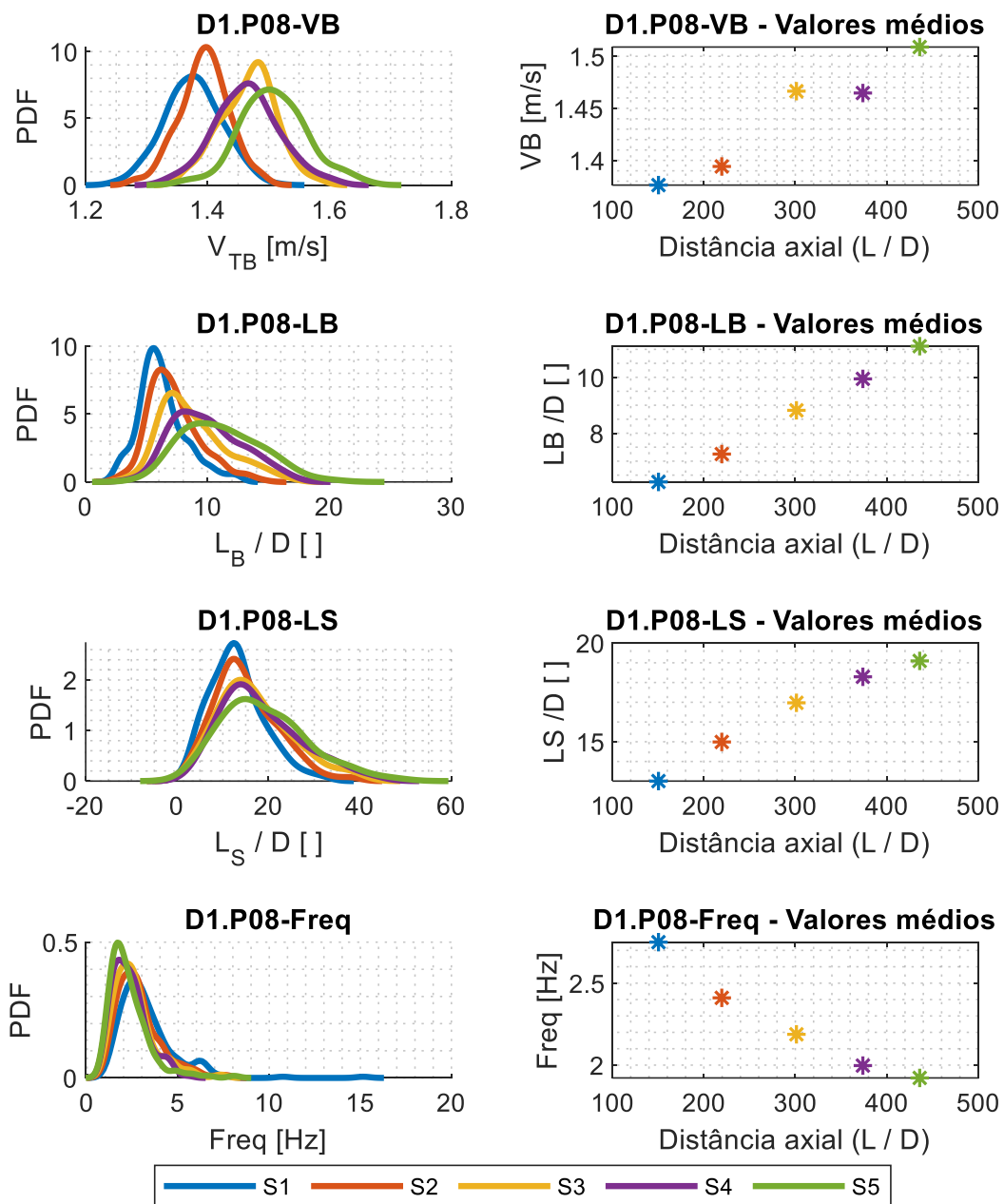
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 96: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P07 ($J_G=0,50 - J_L=0,50$ m/s) em D1 (26mm).



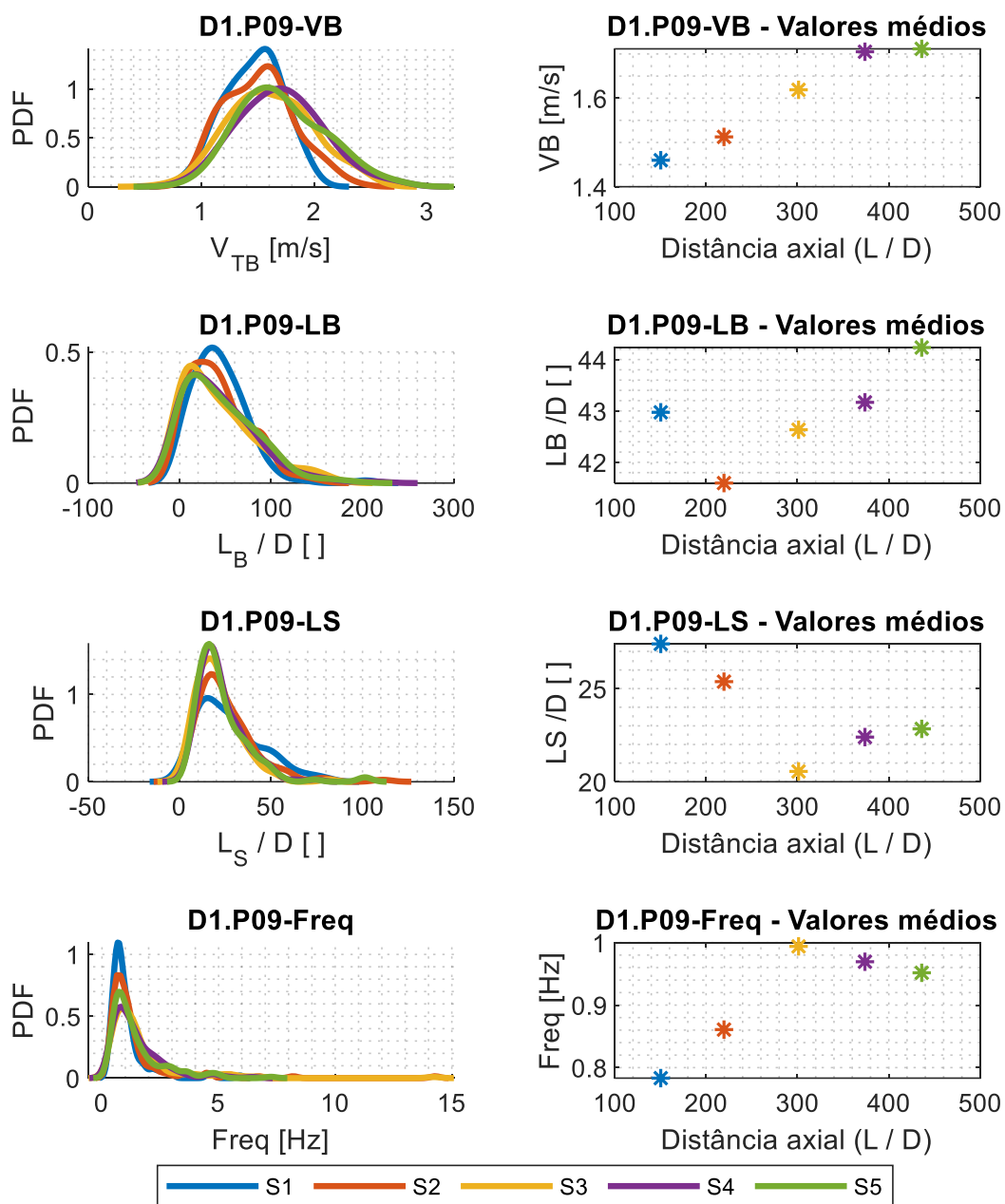
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 97: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P08 ($J_G=0,30 - J_L=0,70$ m/s) em D1 (26mm).



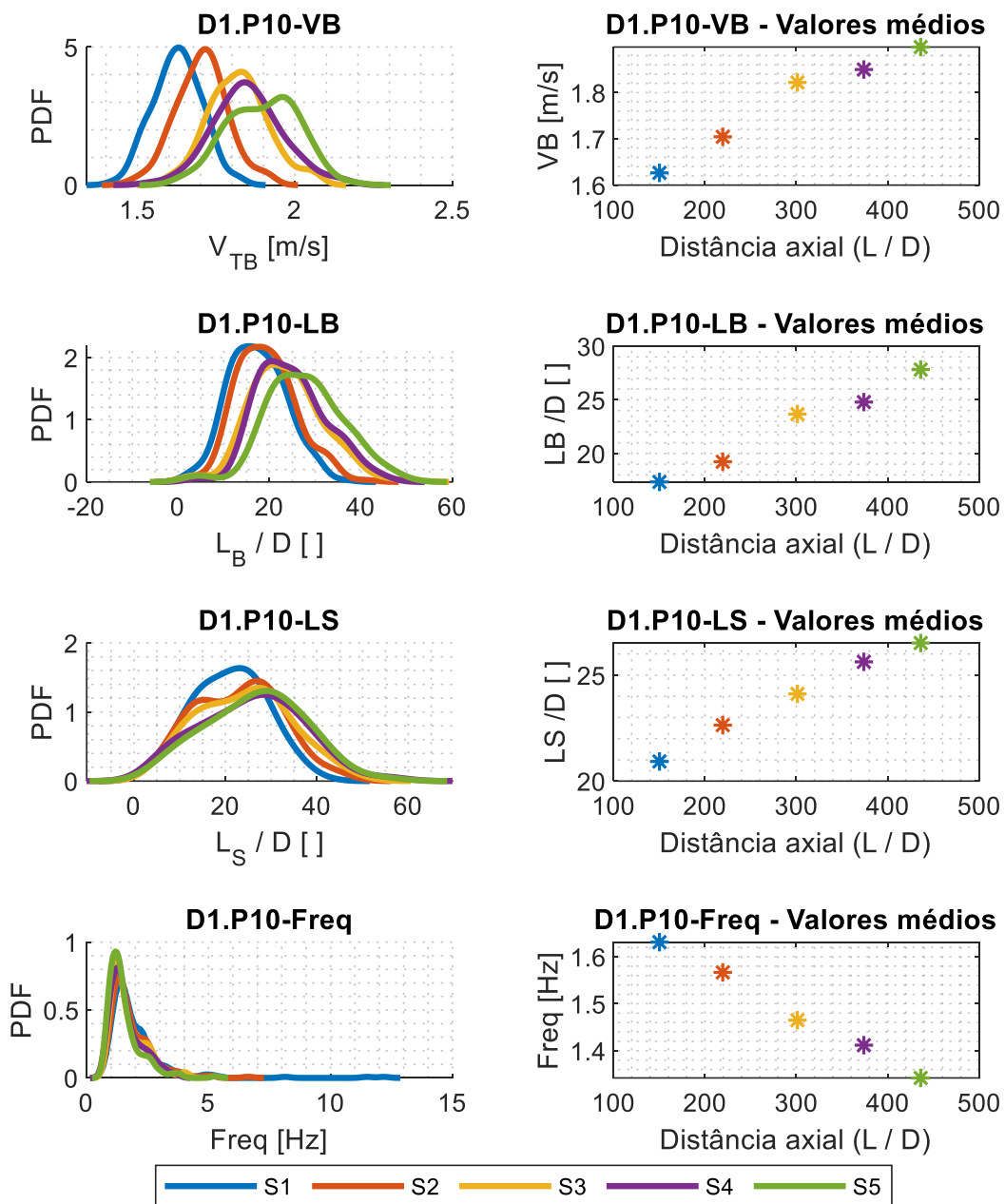
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 98: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P09 ($J_G=0,70 - J_L=0,30$ m/s) em D1 (26mm).



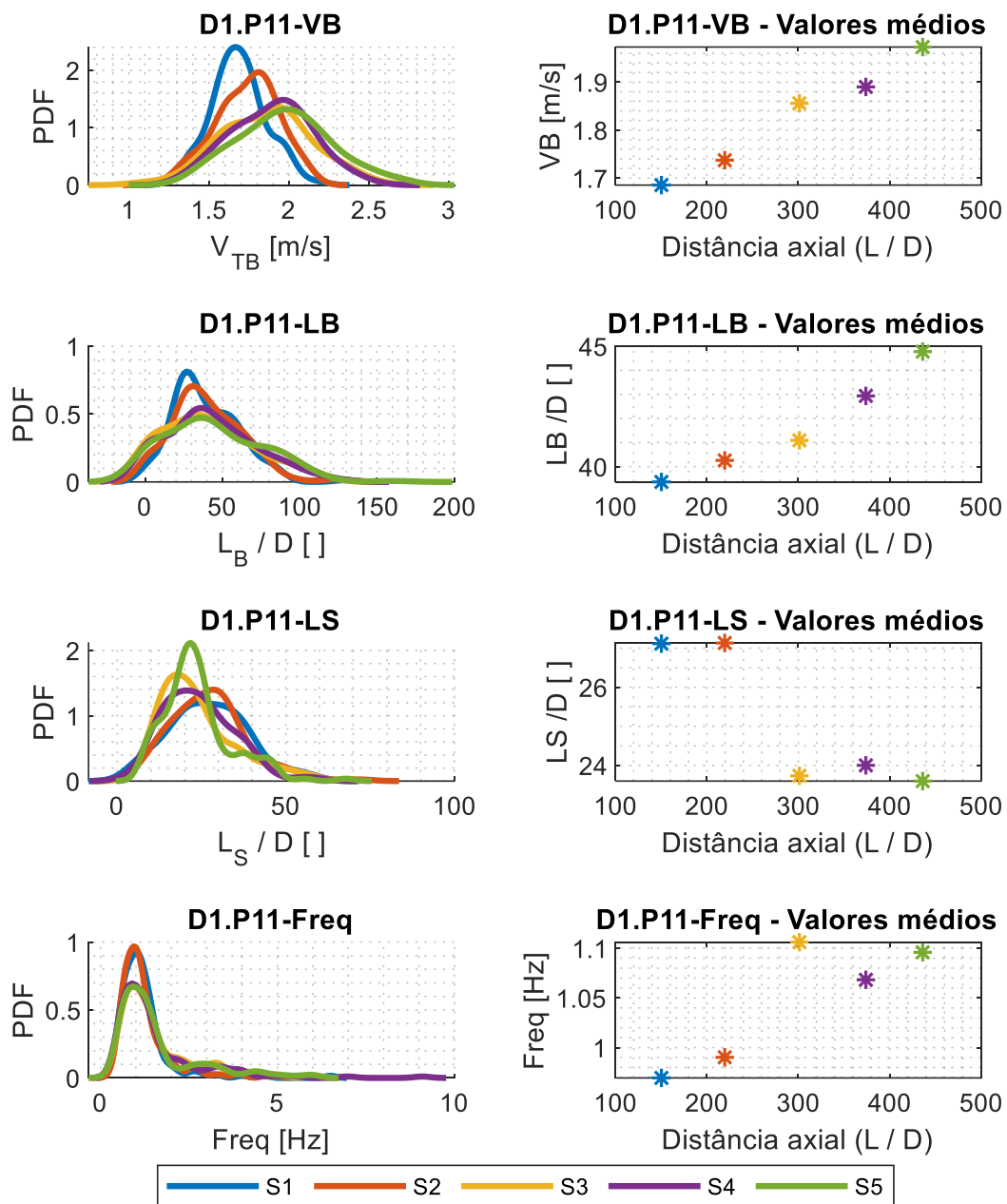
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 99: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P10 ($J_G=0,60 - J_L=0,60$ m/s) em D1 (26mm).



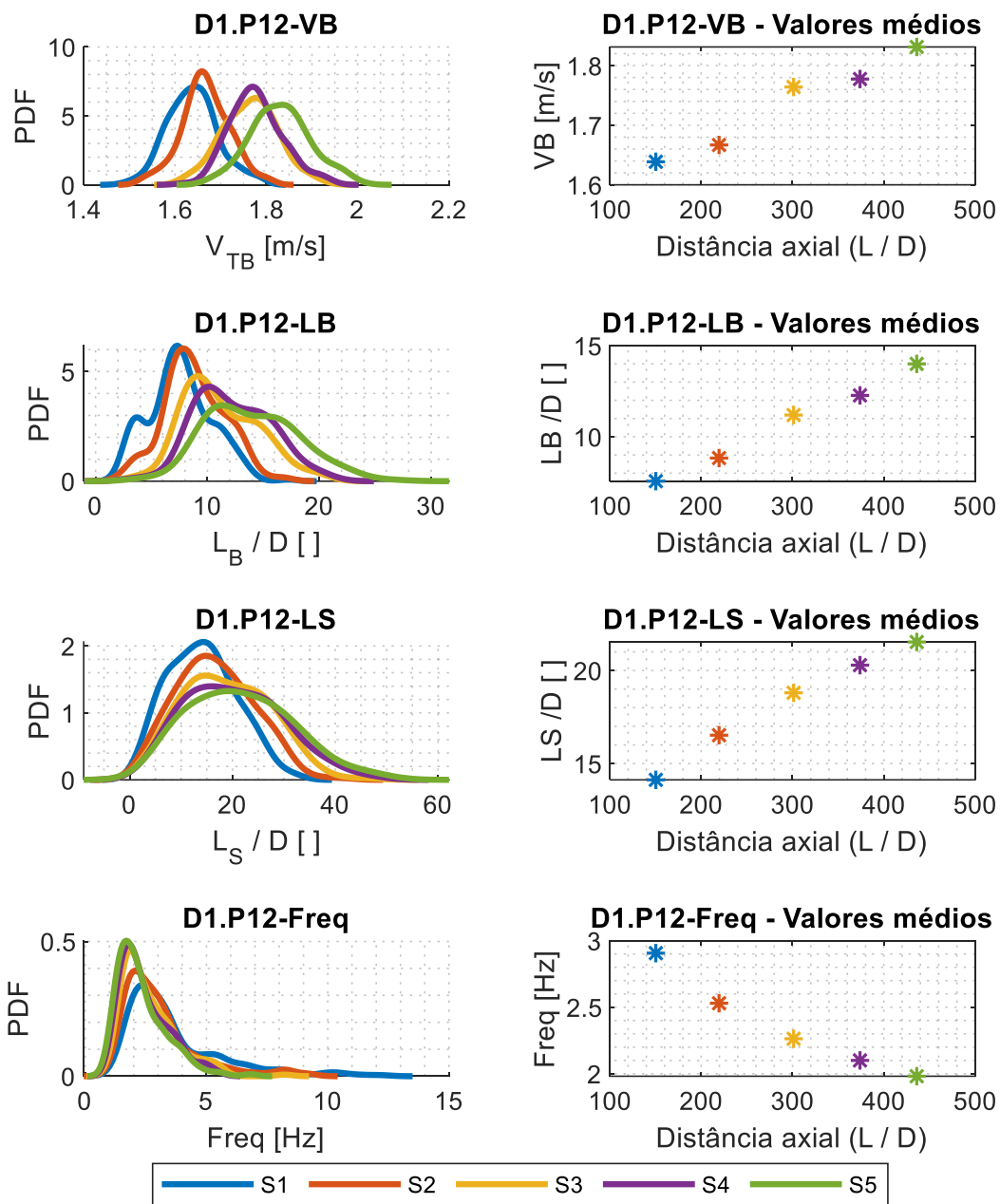
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 100: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P11 ($J_G=0,80 - J_L=0,40$ m/s) em D1 (26mm).



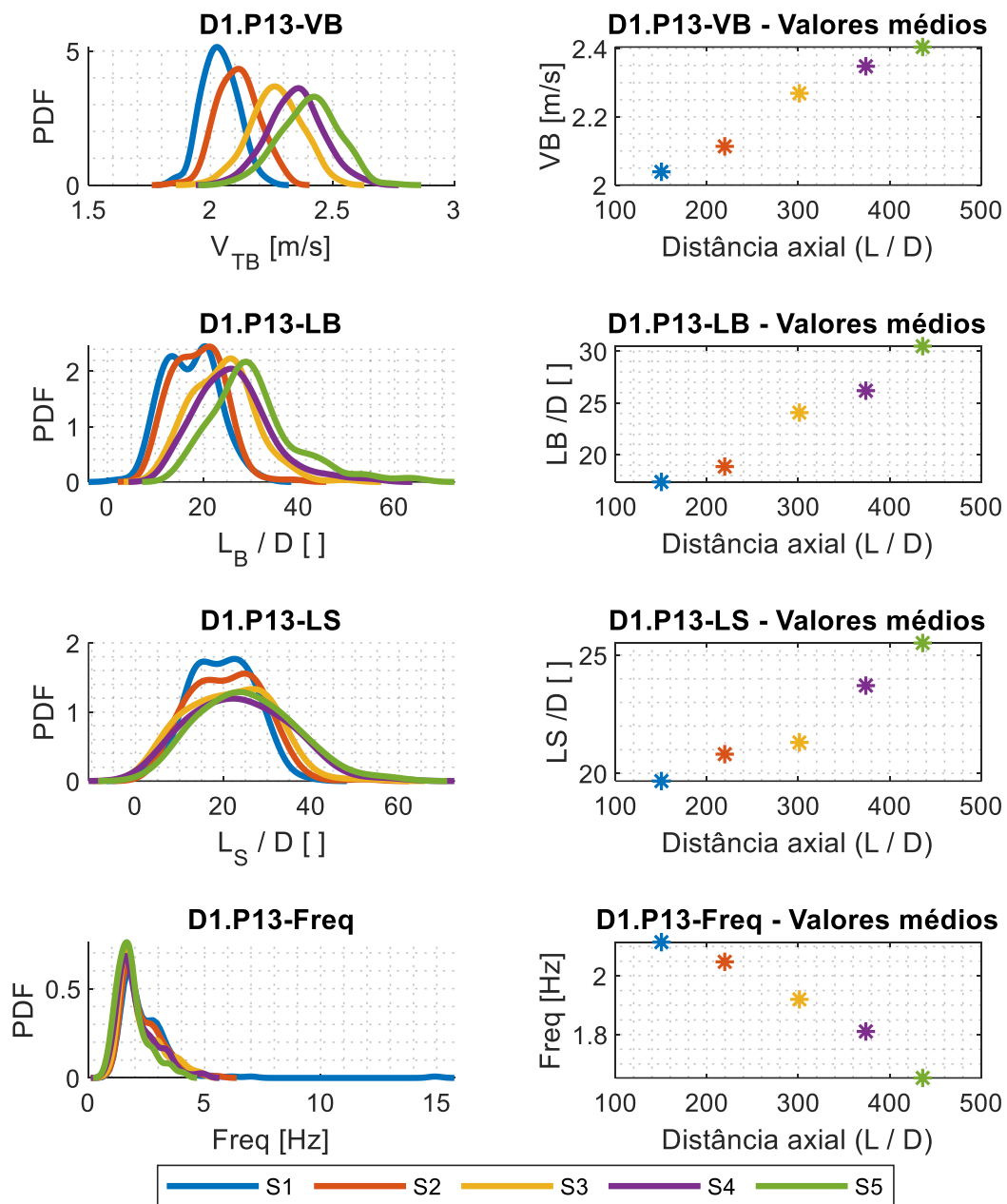
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 101: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P12 ($J_G=0,40 - J_L=0,80$ m/s) em D1 (26mm).



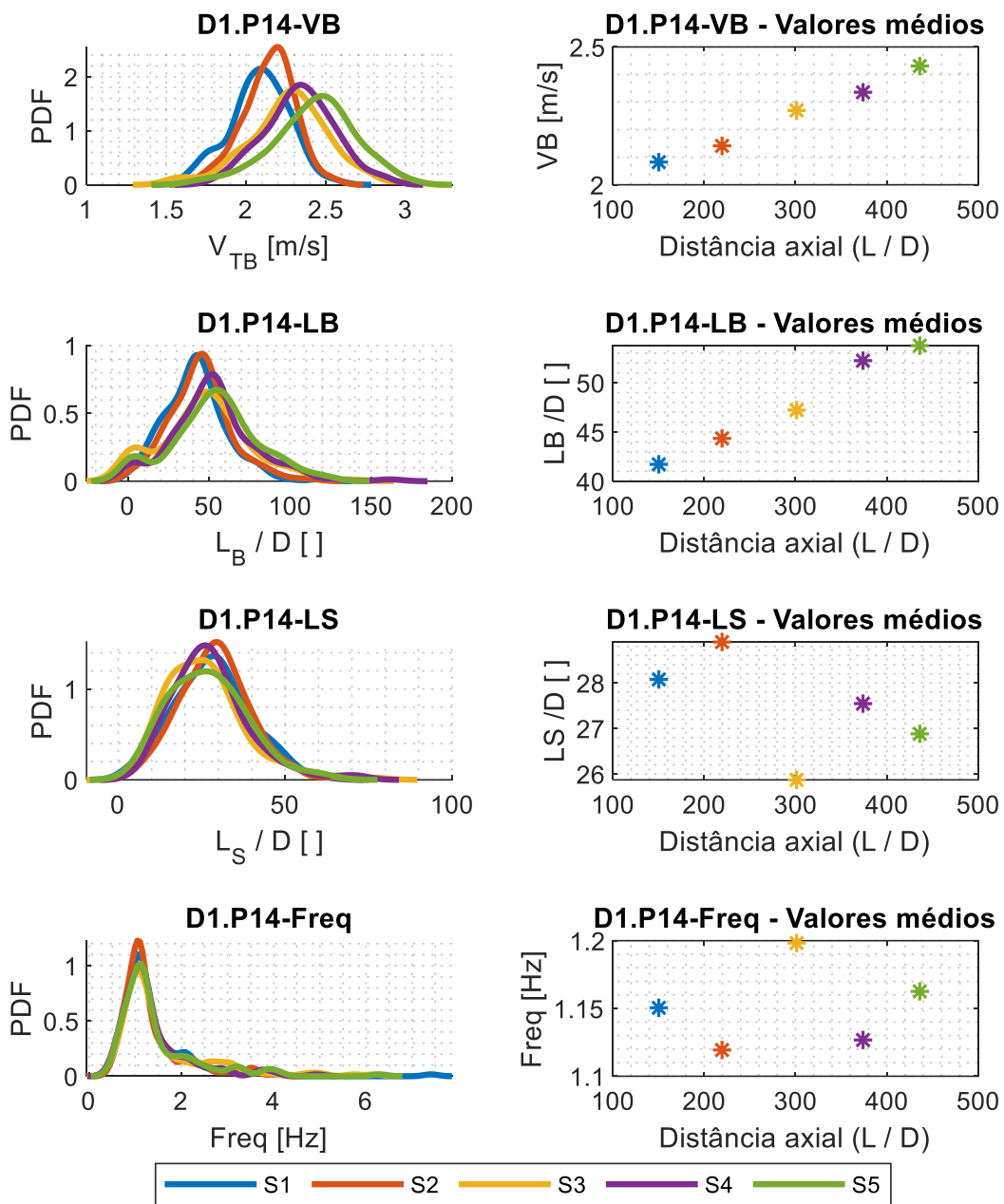
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 102: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P13 ($J_G=0,75 - J_L=0,75$ m/s) em D1 (26mm).



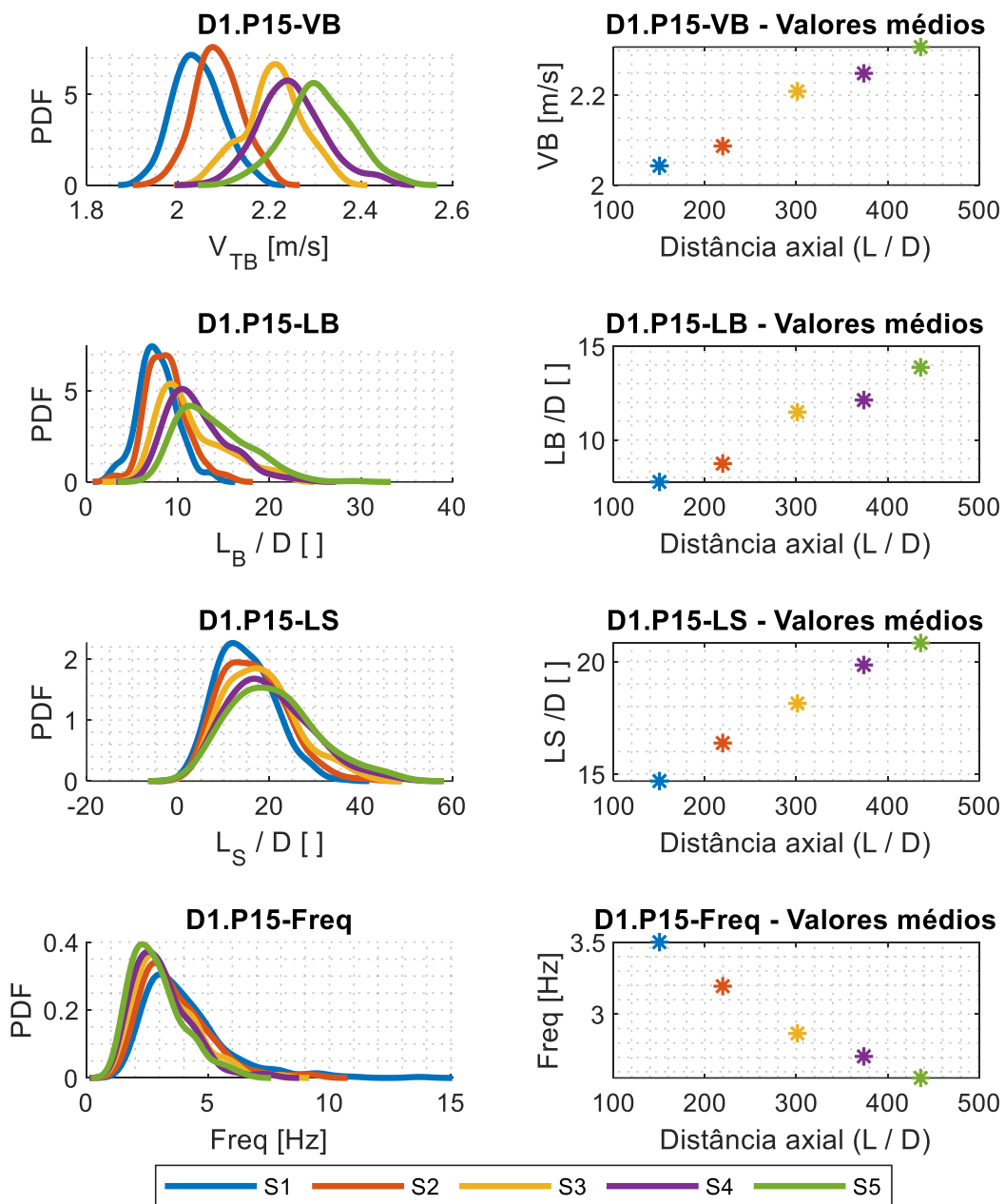
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 103: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P14 ($J_G=1,00 - J_L=0,50$ m/s) em D1 (26mm).



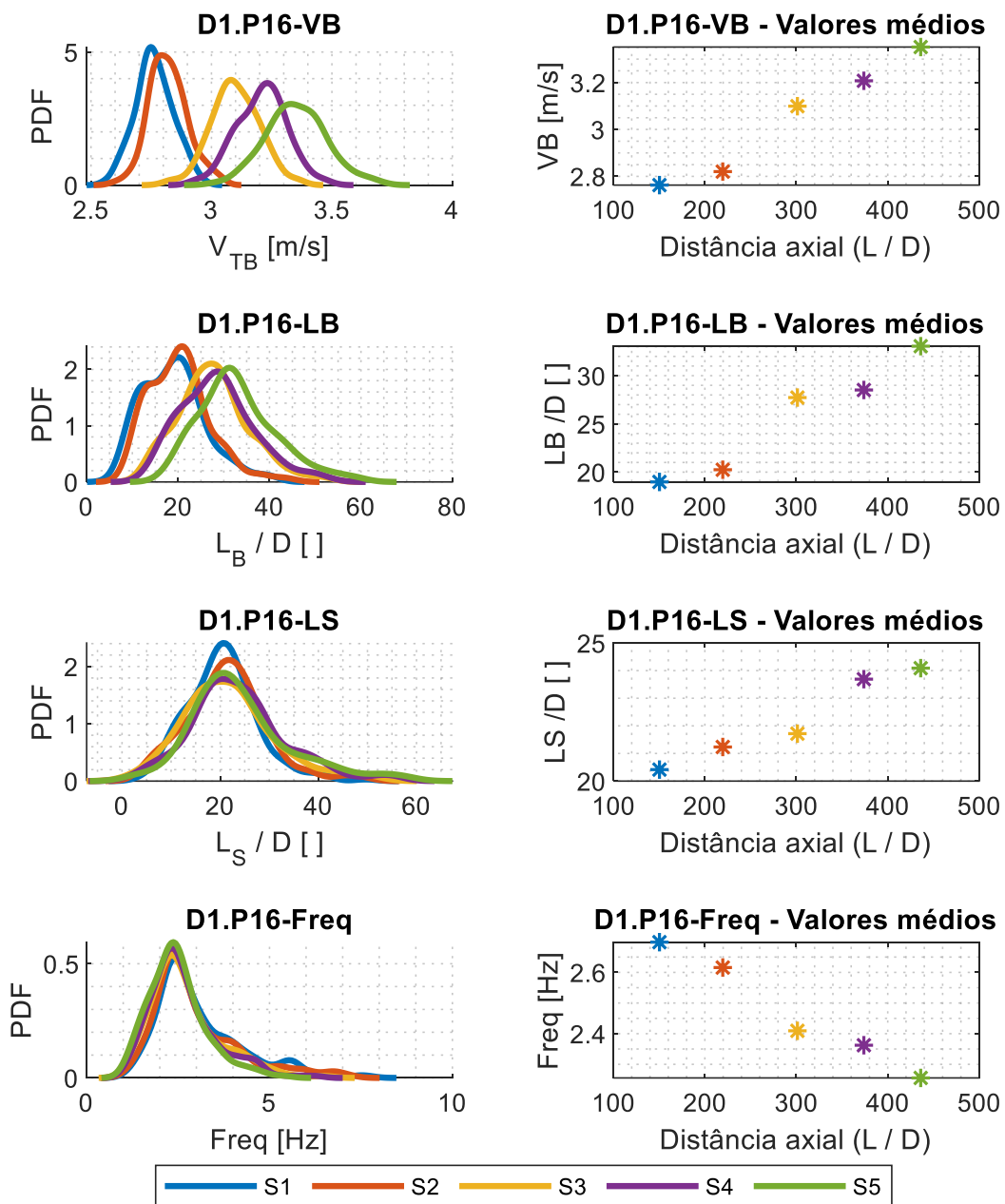
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 104: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P15 ($J_G=0,50 - J_L=1,00$ m/s) em D1 (26mm).



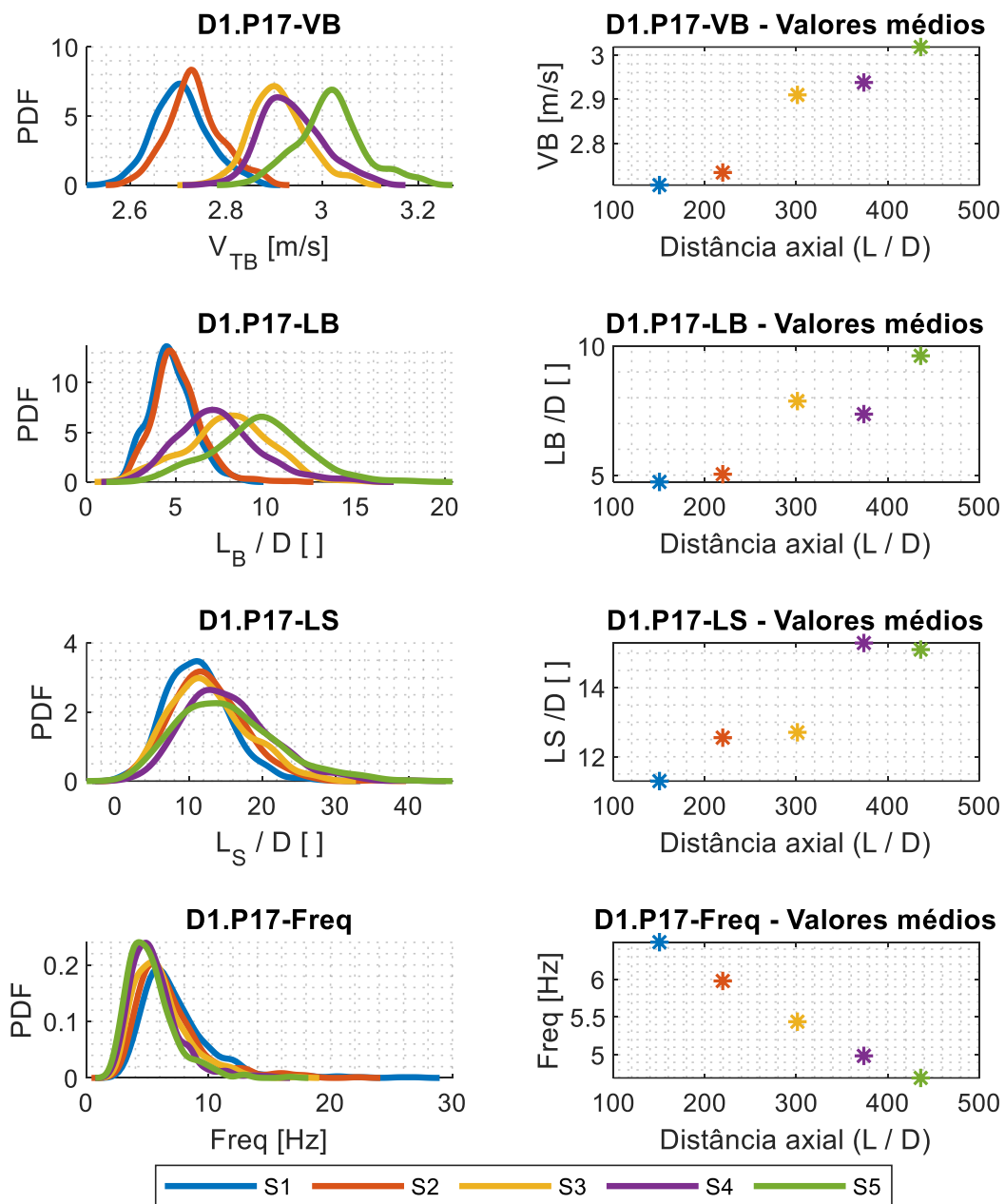
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 105: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P16 ($J_G=1,00 - J_L=1,00$ m/s) em D1 (26mm).



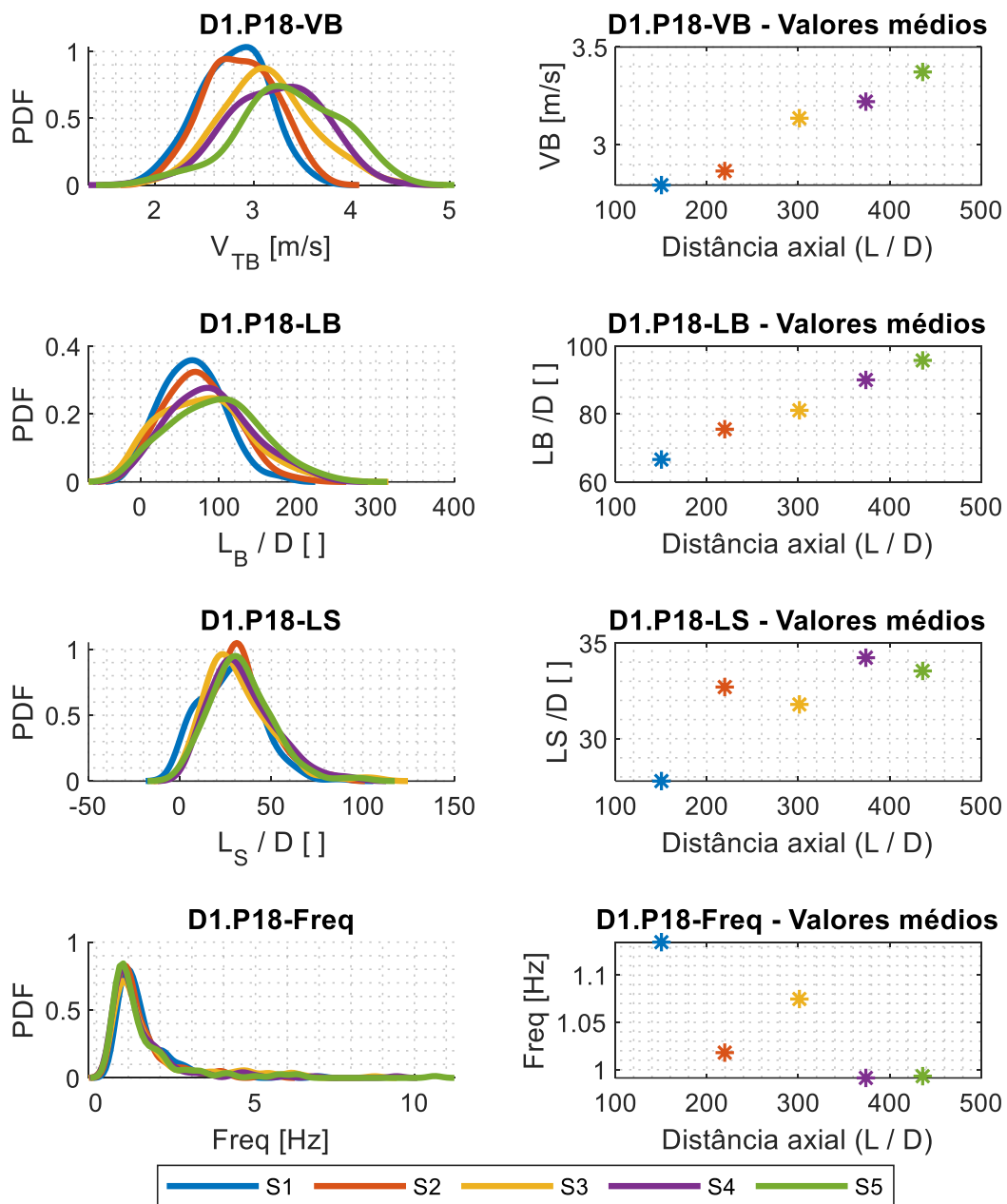
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 106: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P17 ($J_G=0,50 - J_L=1,50$ m/s) em D1 (26mm).



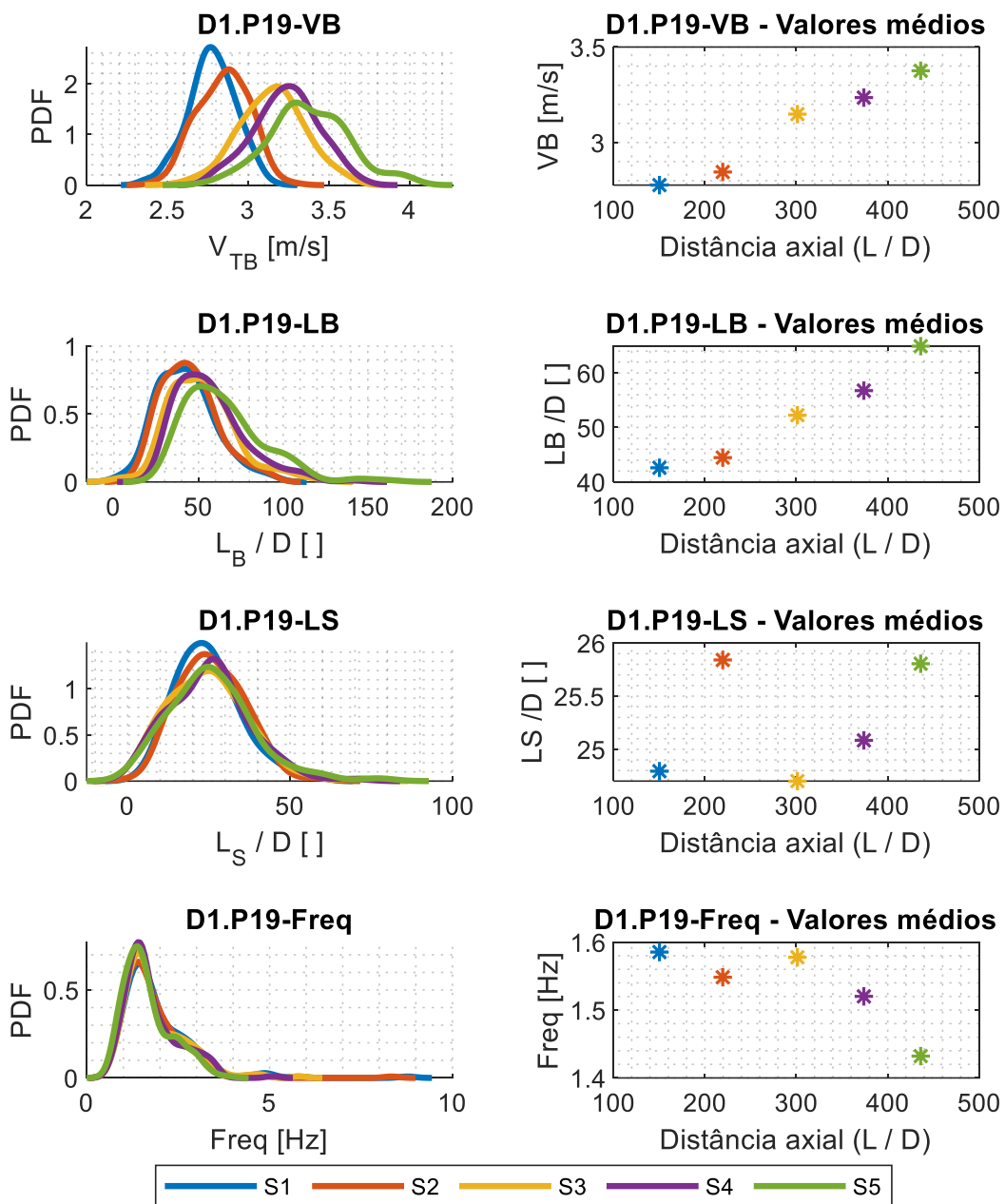
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 107: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P18 ($J_G=1,50 - J_L=0,50$ m/s) em D1 (26mm).



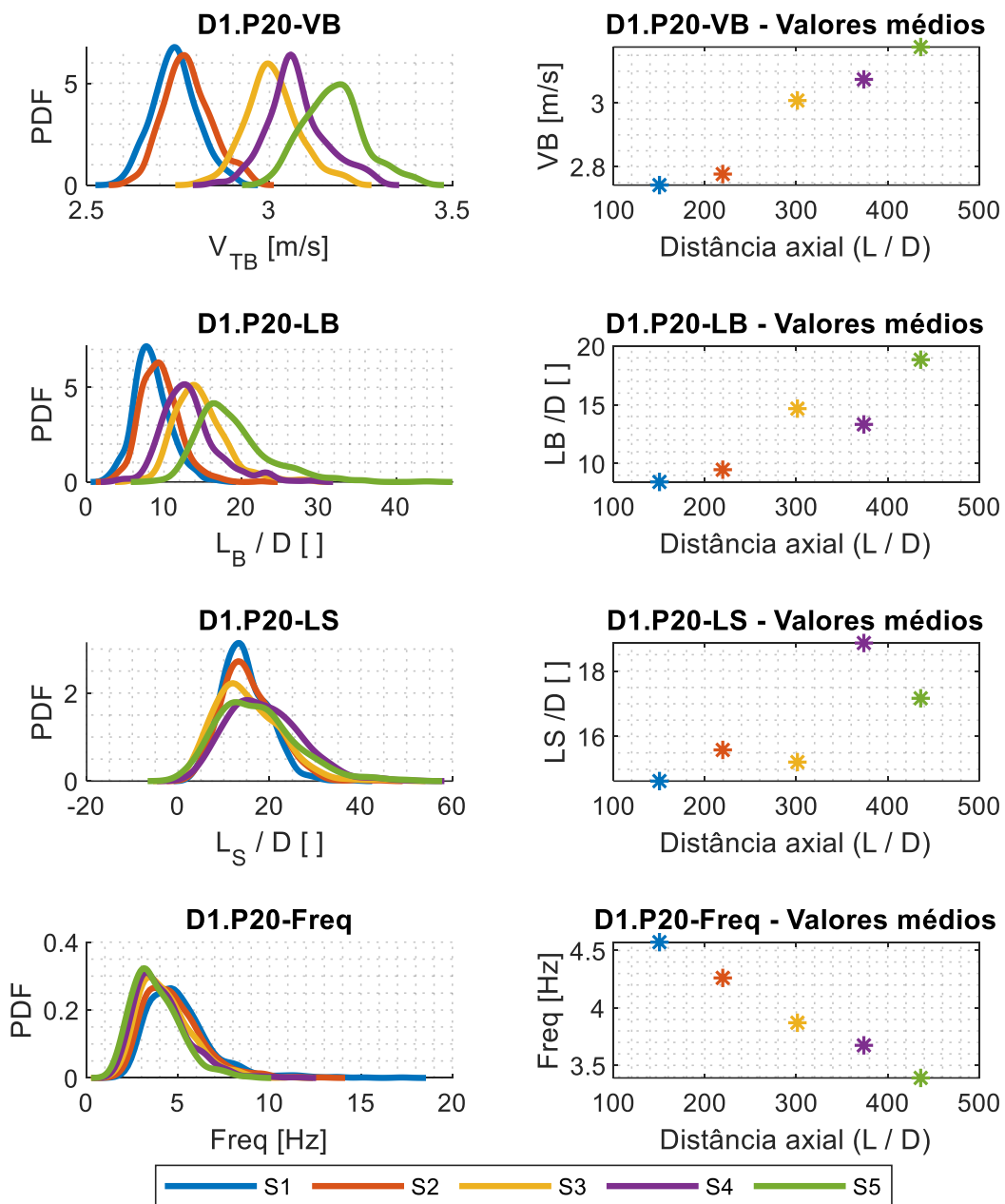
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 108: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P19 ($J_G=1,30 - J_L=0,70$ m/s) em D1 (26mm).



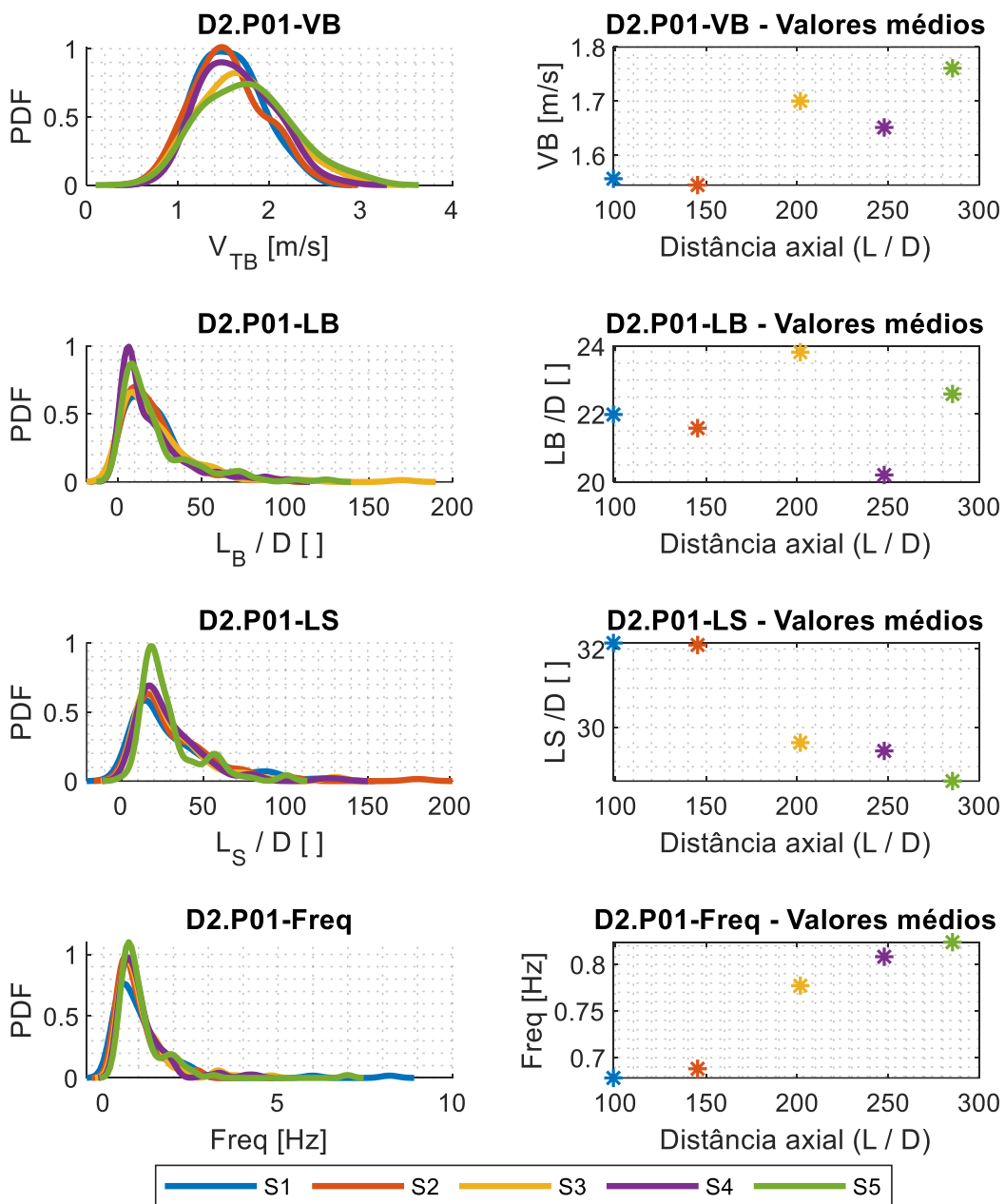
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 109: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P20 ($J_G=0,70 - J_L=1,30$ m/s) em D1 (26mm).



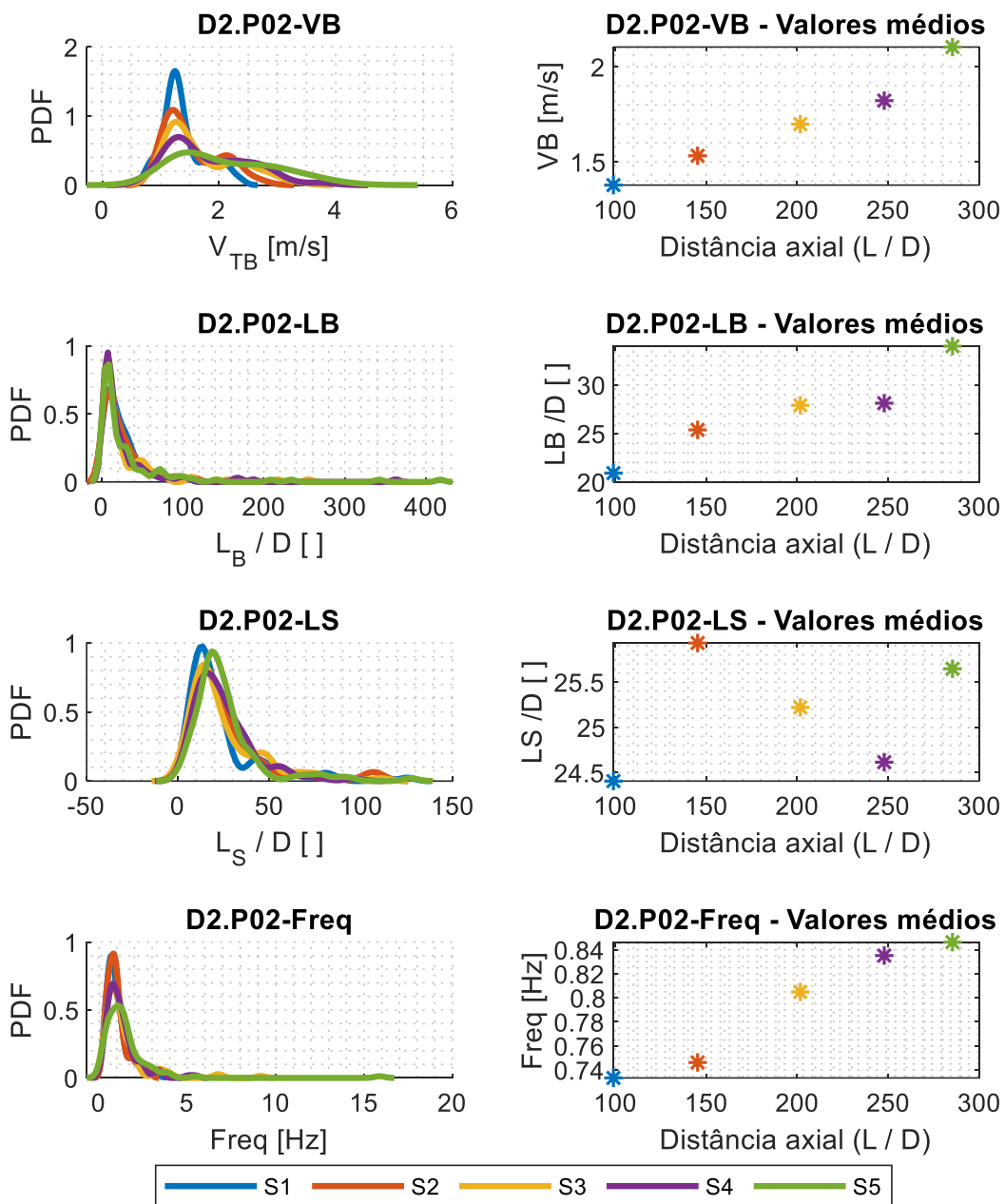
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 110: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P01 ($J_G=0,50 - J_L=0,50$ m/s) em D2 (40,8mm).



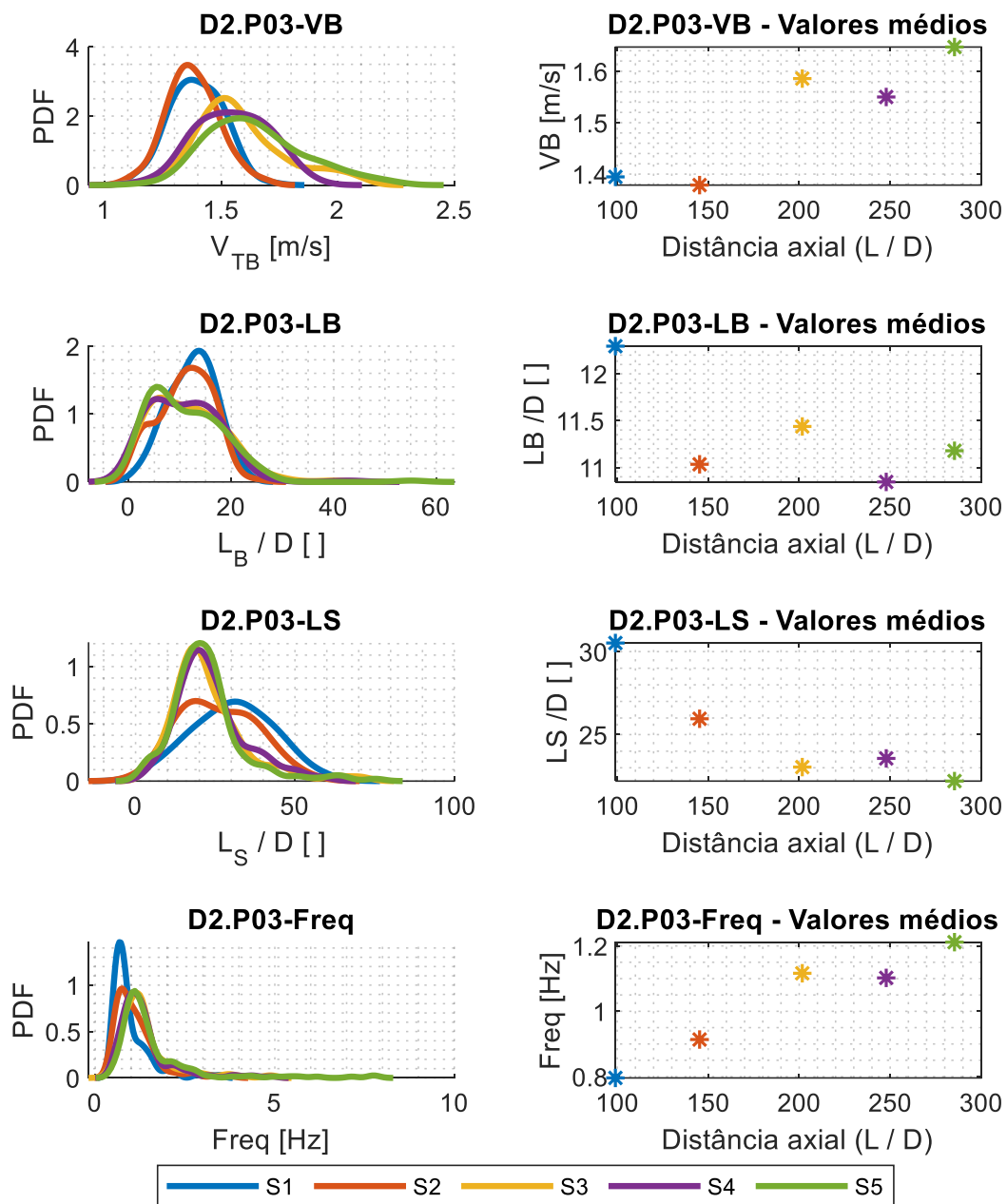
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 111: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P02 ($J_G=0,60 - J_L=0,40$ m/s) em D2 (40,8mm).



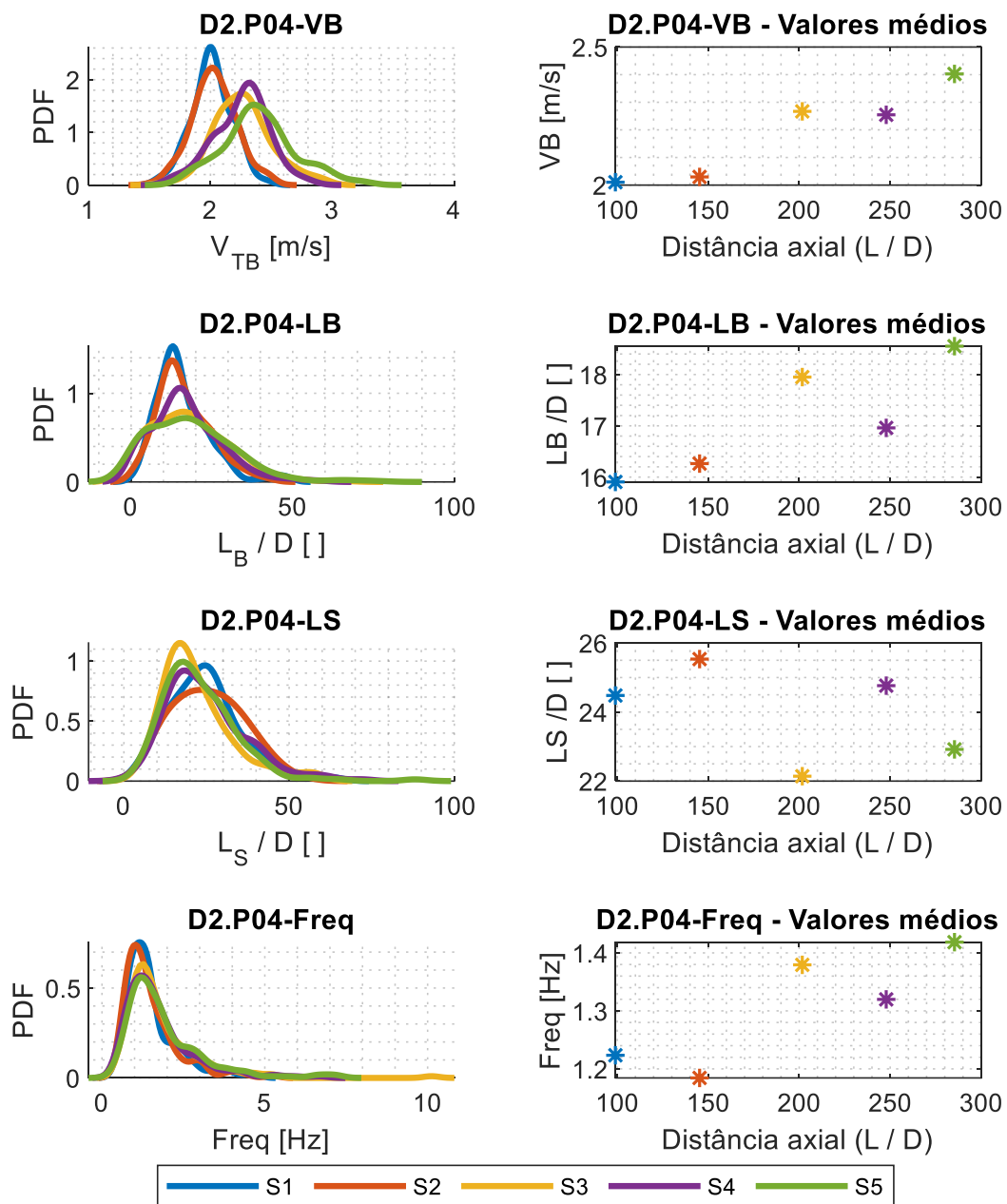
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 112: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P03 ($J_G=0,40 - J_L=0,60$ m/s) em D2 (40,8mm).



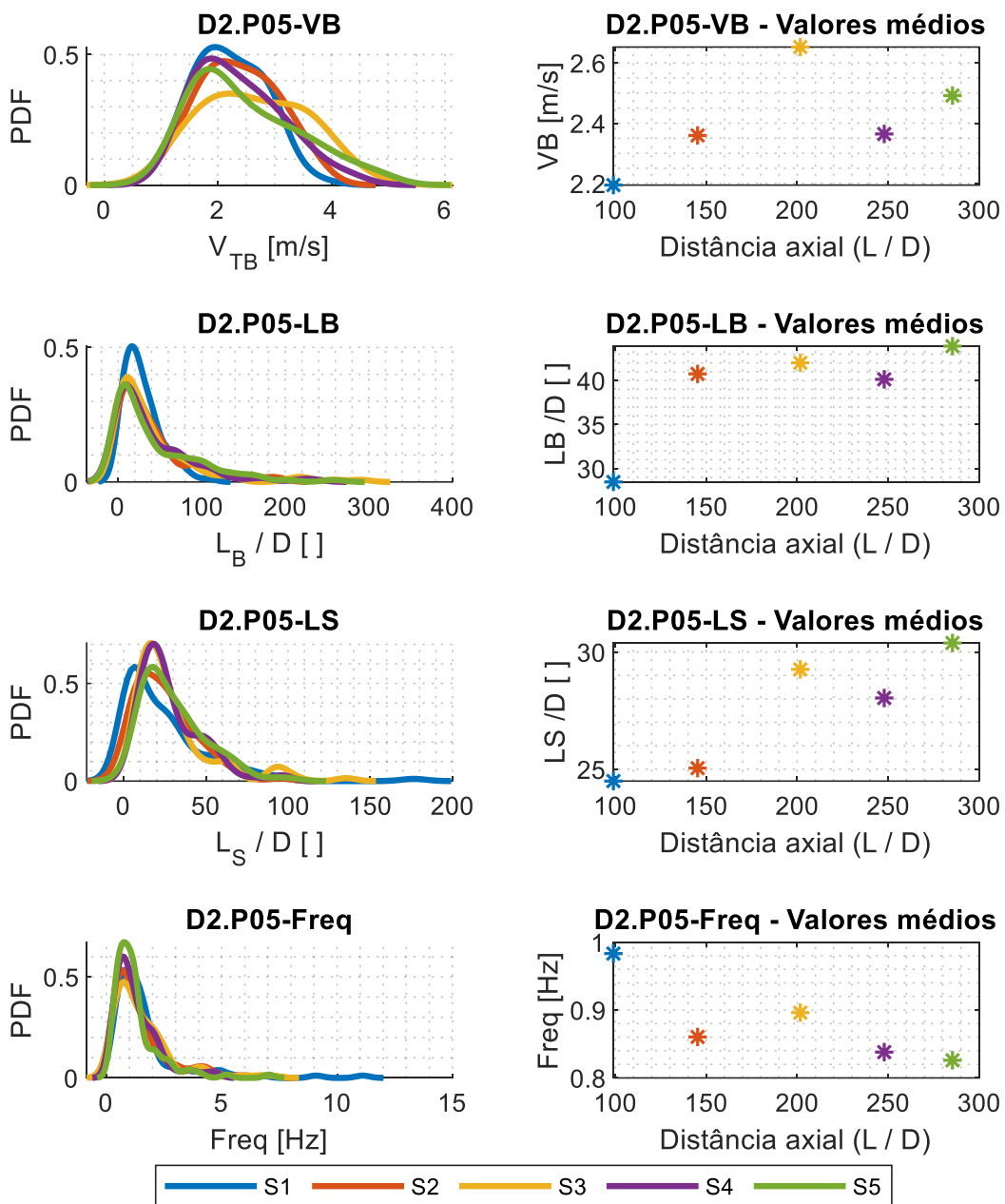
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 113: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P04 ($J_G=0,75 - J_L=0,75$ m/s) em D2 (40,8mm).



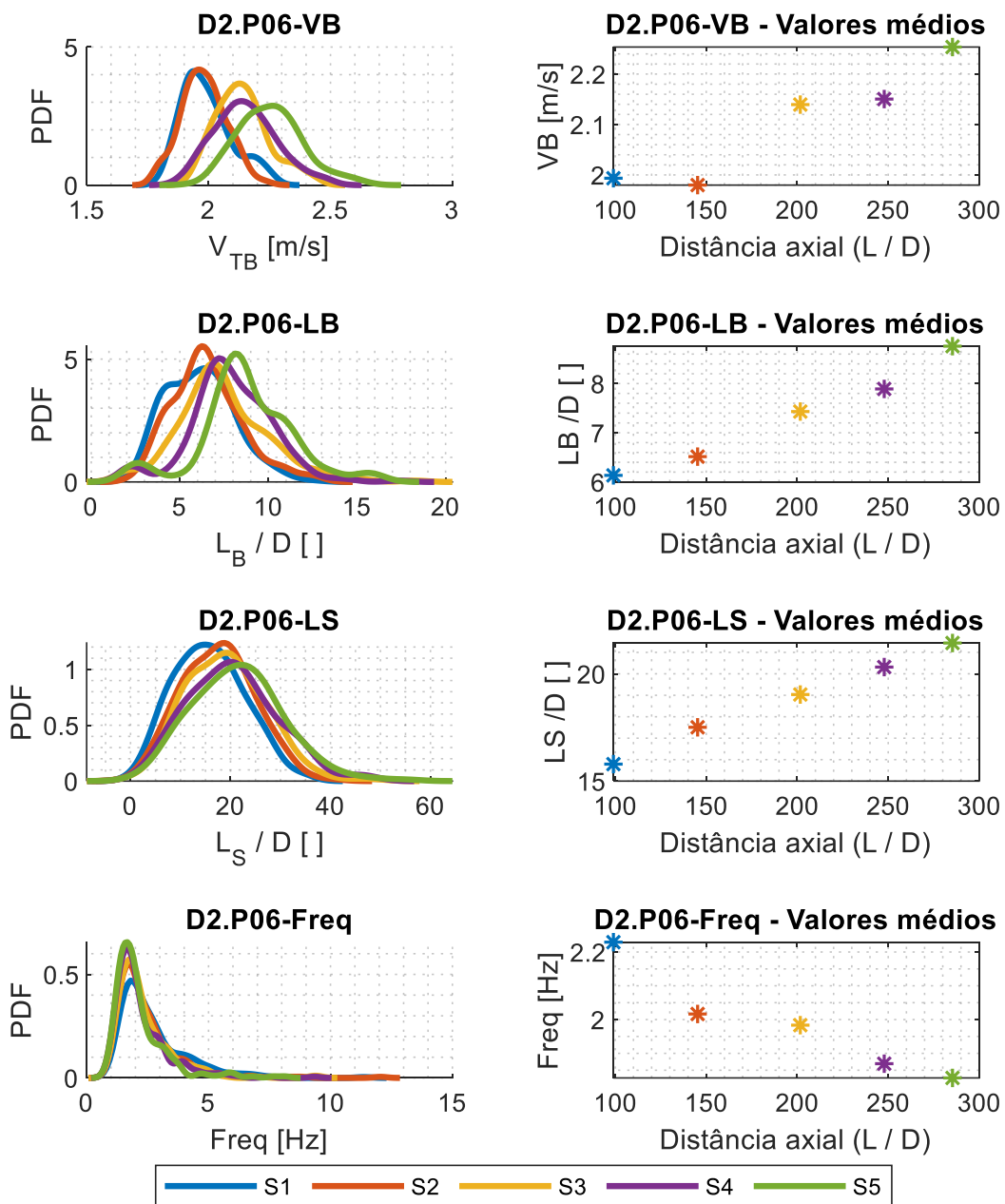
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 114: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P05 ($J_G=1,00 - J_L=0,50$ m/s) em D2 (40,8mm).



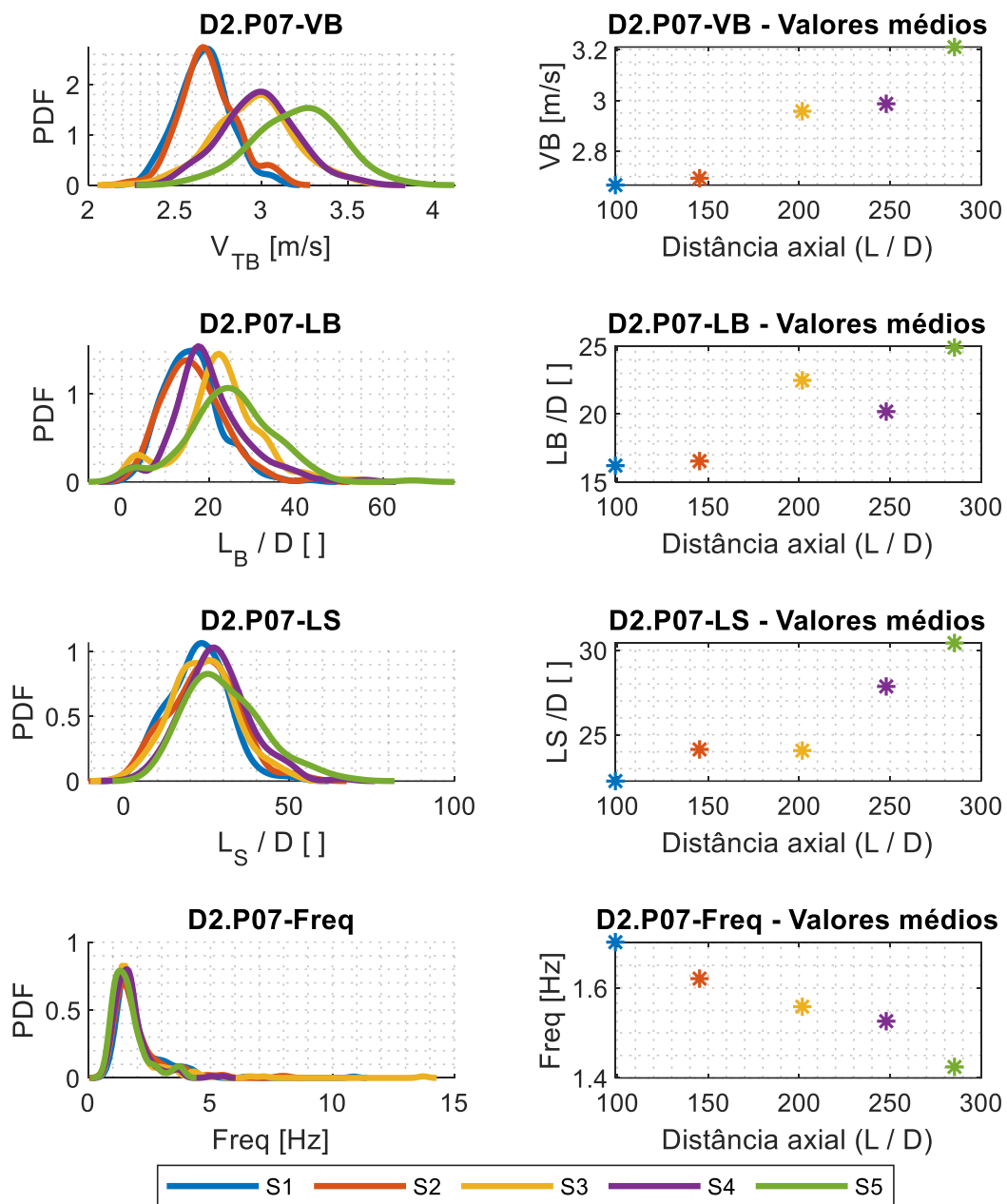
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 115: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P06 ($J_G=0,50 - J_L=1,00$ m/s) em D2 (40,8mm).



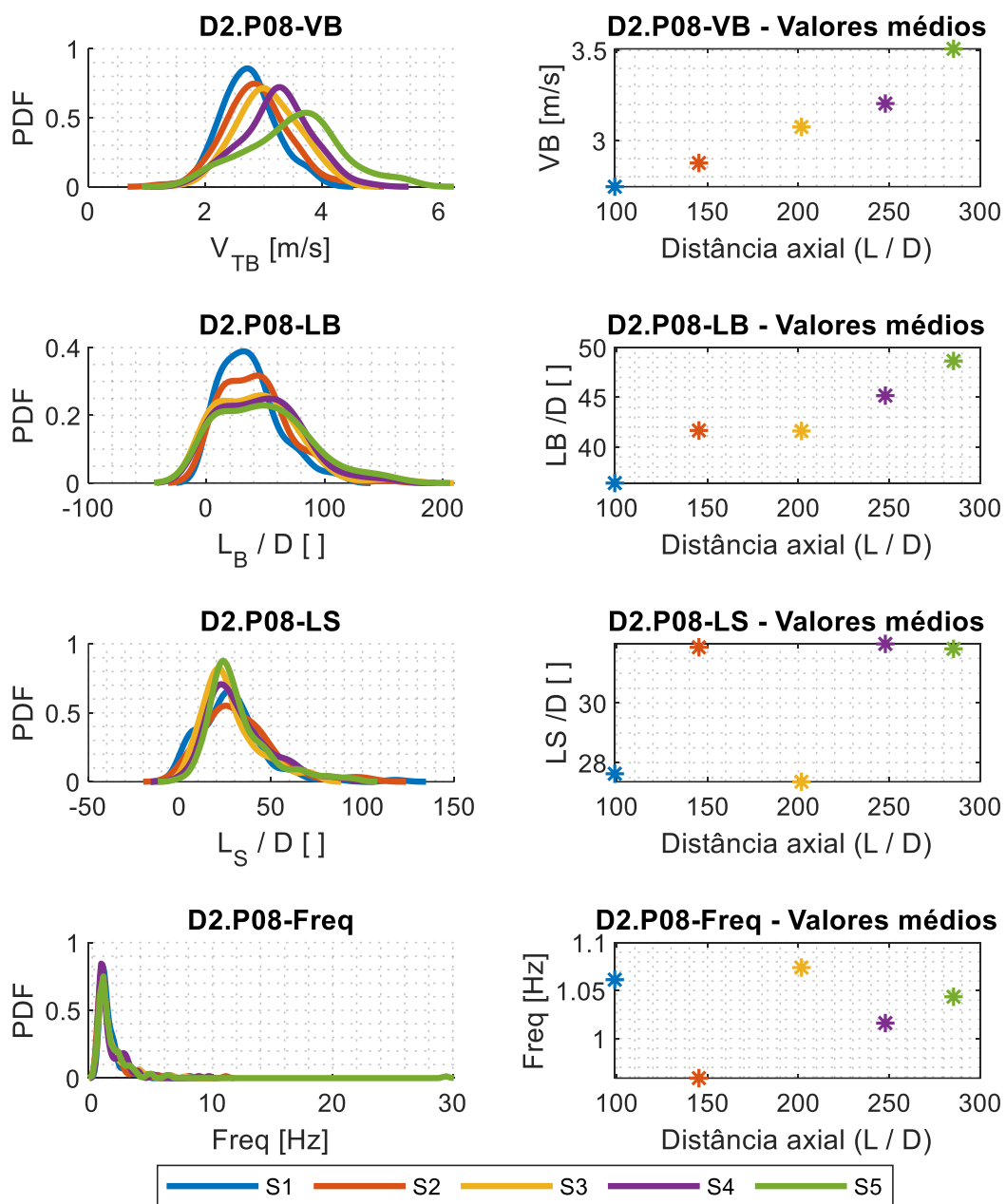
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 116: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P07 ($J_G=1,00 - J_L=1,00$ m/s) em D2 (40,8mm).



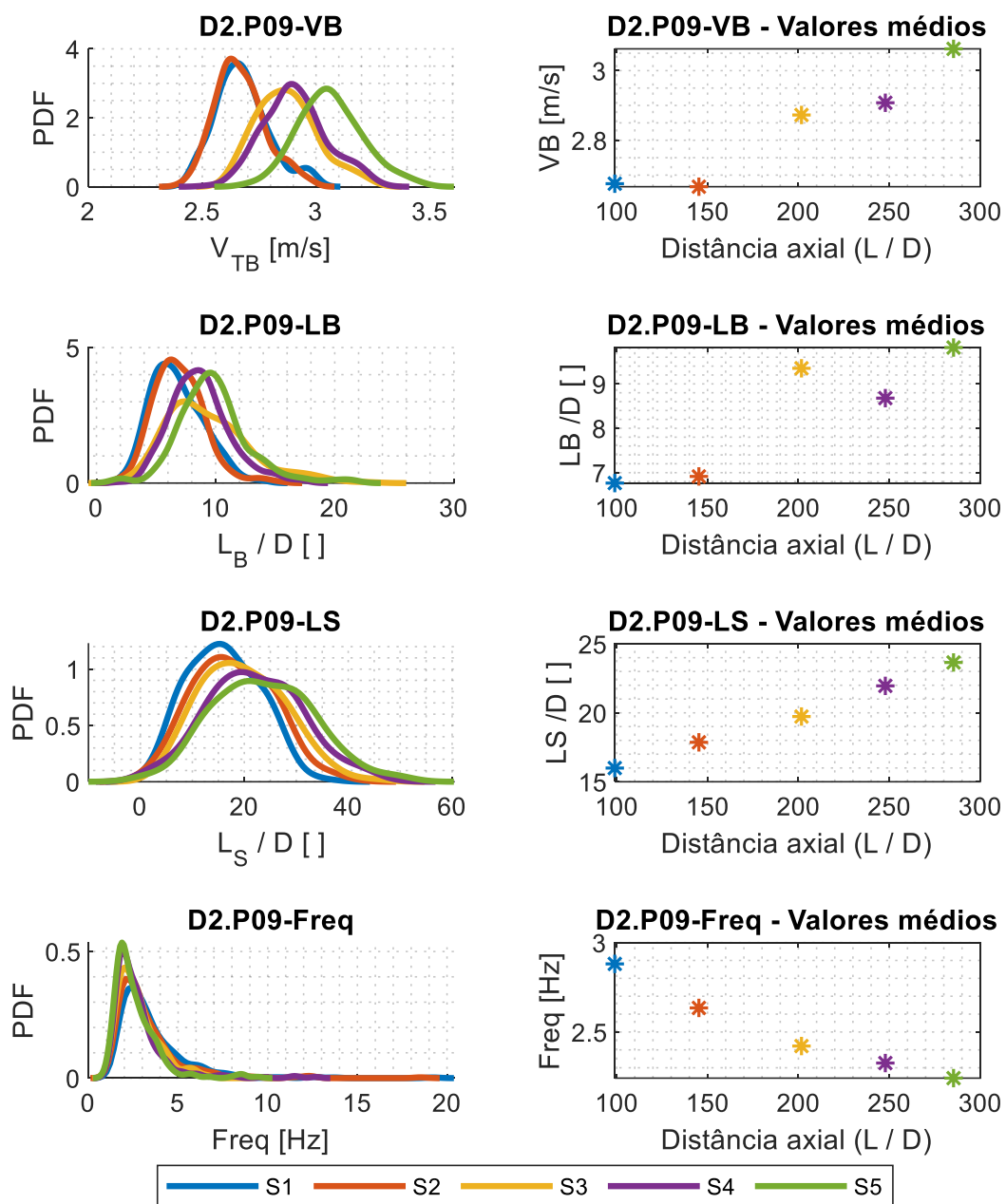
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 117: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P08 ($J_G=1,30 - J_L=0,70$ m/s) em D2 (40,8mm).



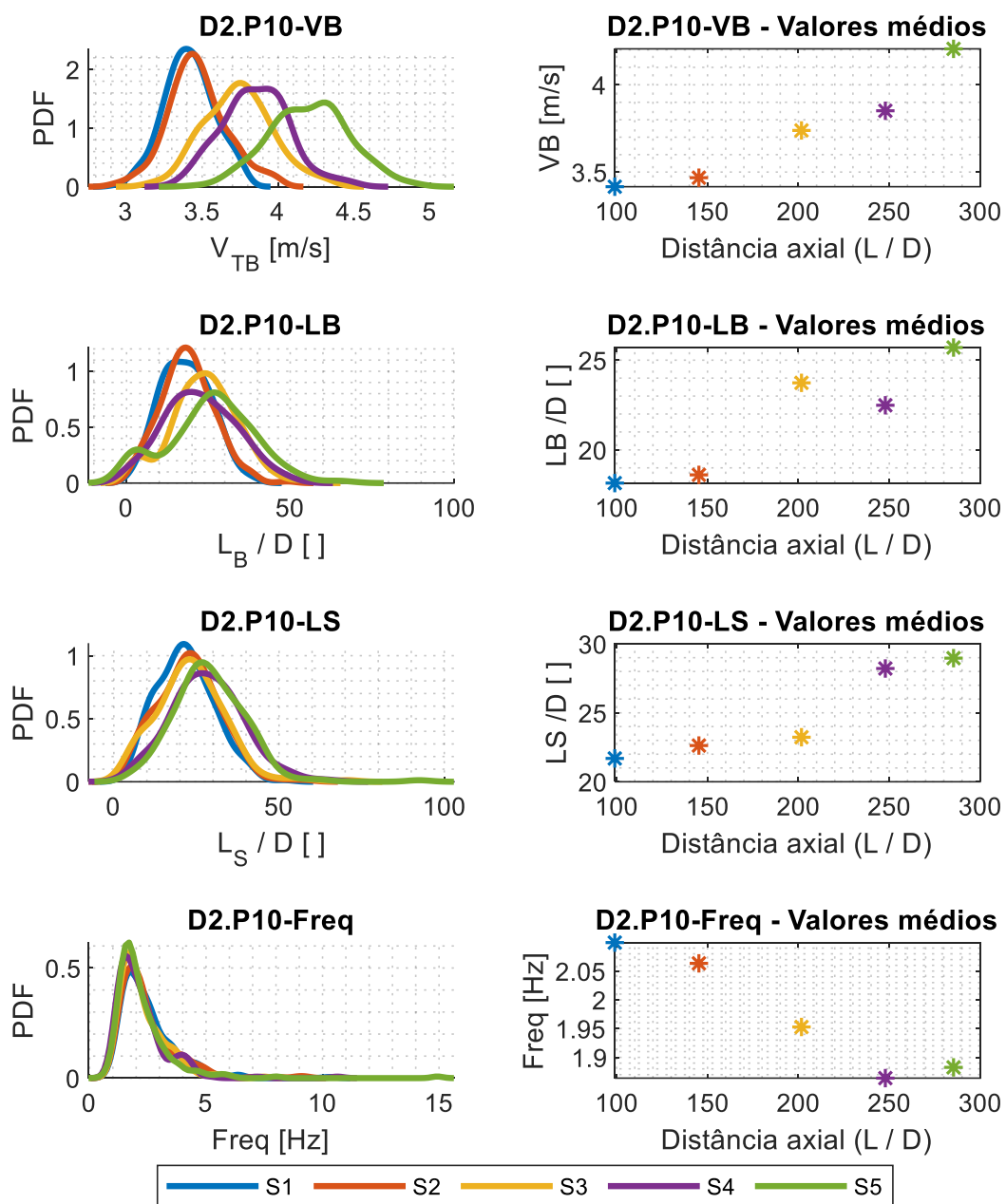
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 118: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P09 ($J_G=0,70 - J_L=1,30$ m/s) em D2 (40,8mm).



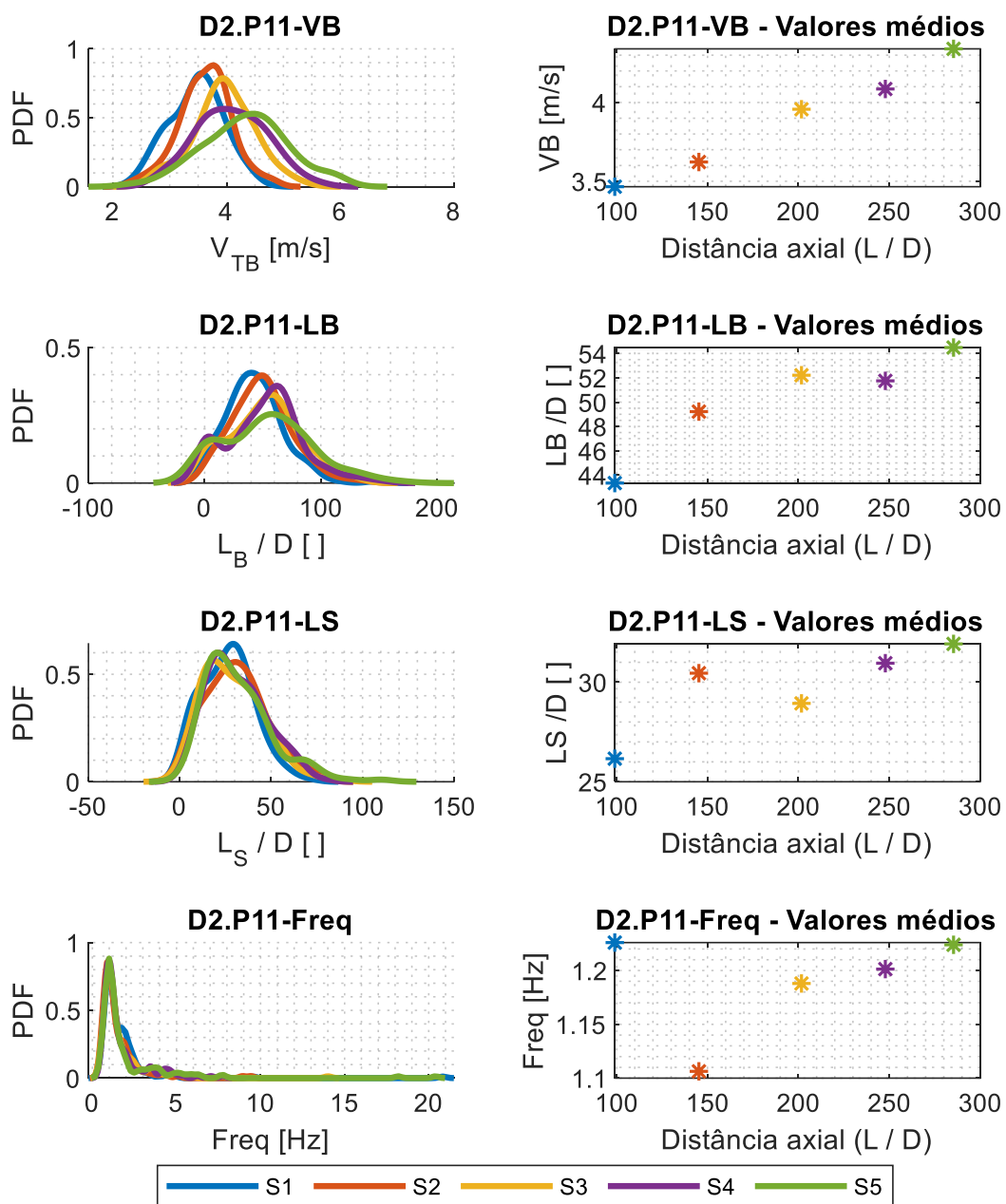
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 119: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P10 ($J_G=1,25 - J_L=1,25$ m/s) em D2 (40,8mm).



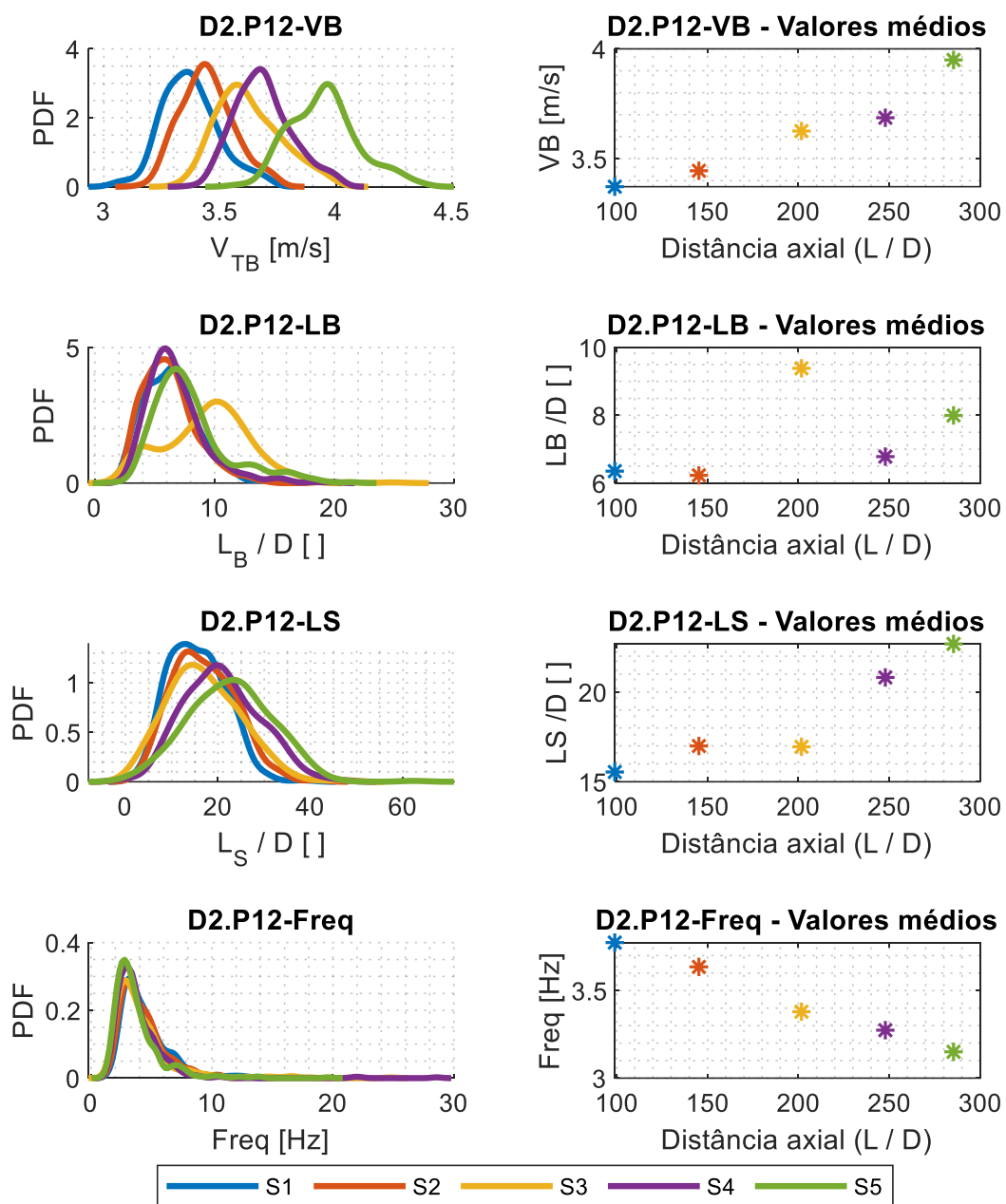
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 120: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P11 ($J_G=1,70 - J_L=0,80$ m/s) em D2 (40,8mm).



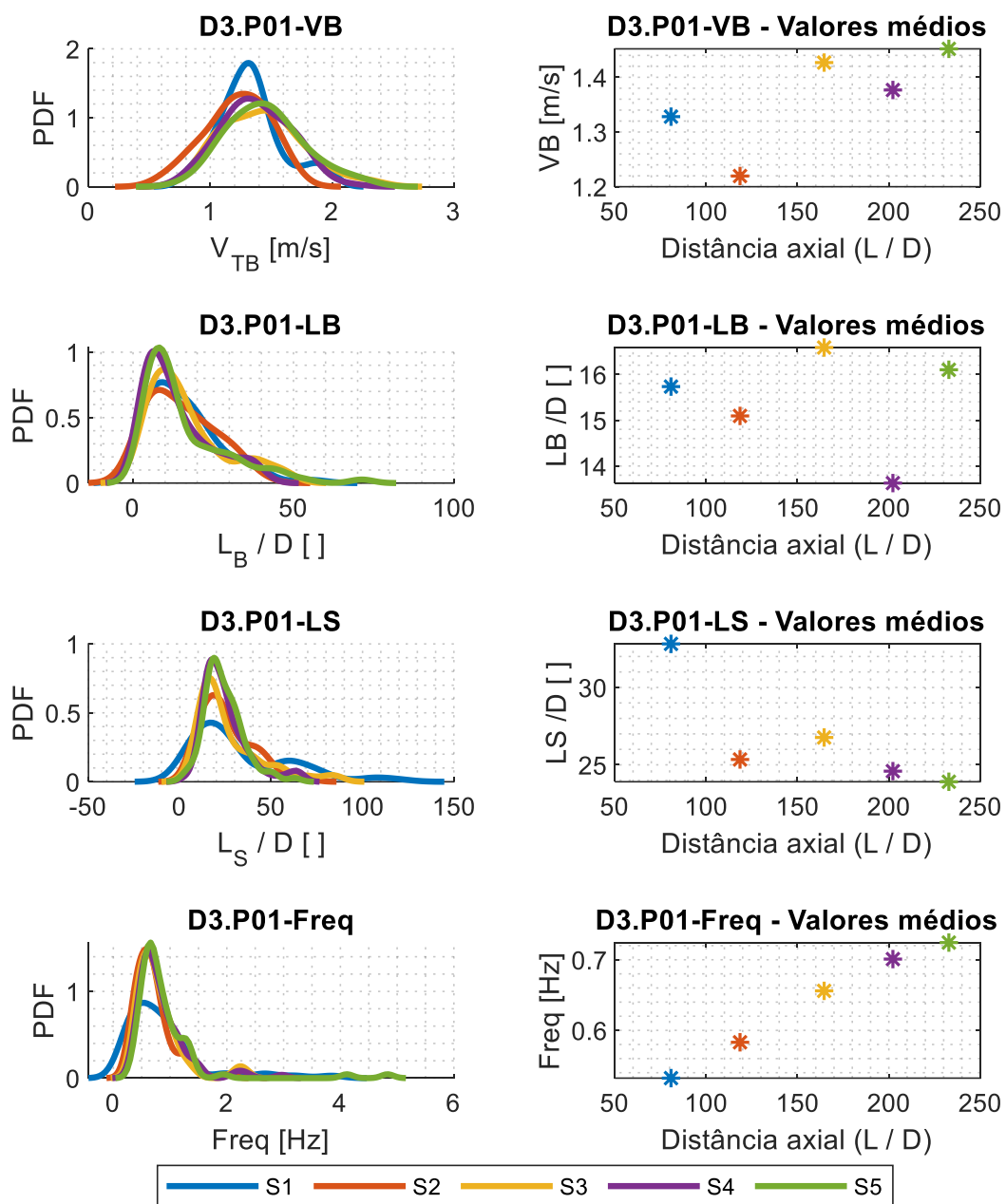
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 121: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P12 ($J_G=0,80 - J_L=1,70$ m/s) em D2 (40,8mm).



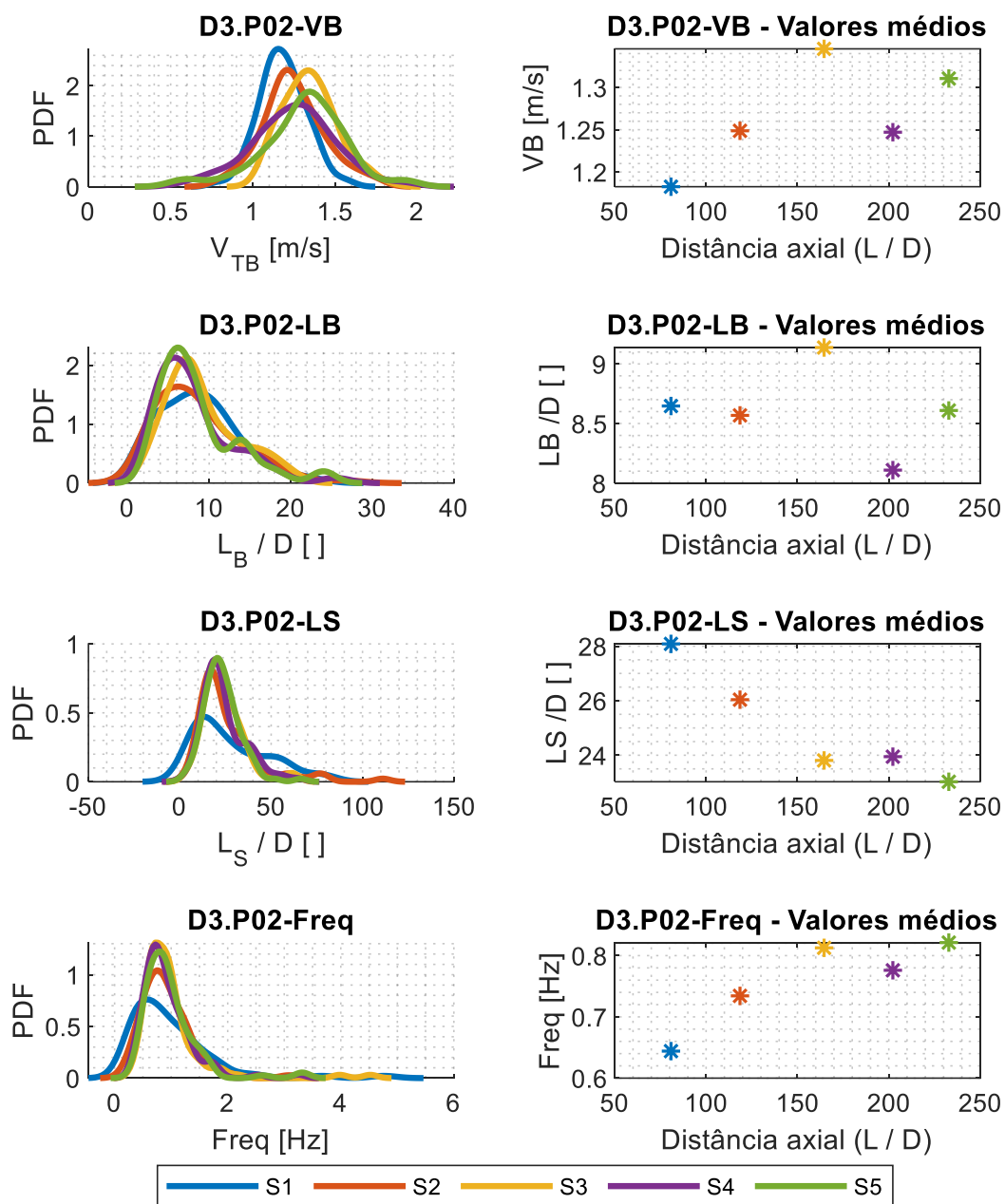
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 122: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P01 ($J_G=0,40 - J_L=0,40$ m/s) em D3 (50mm).



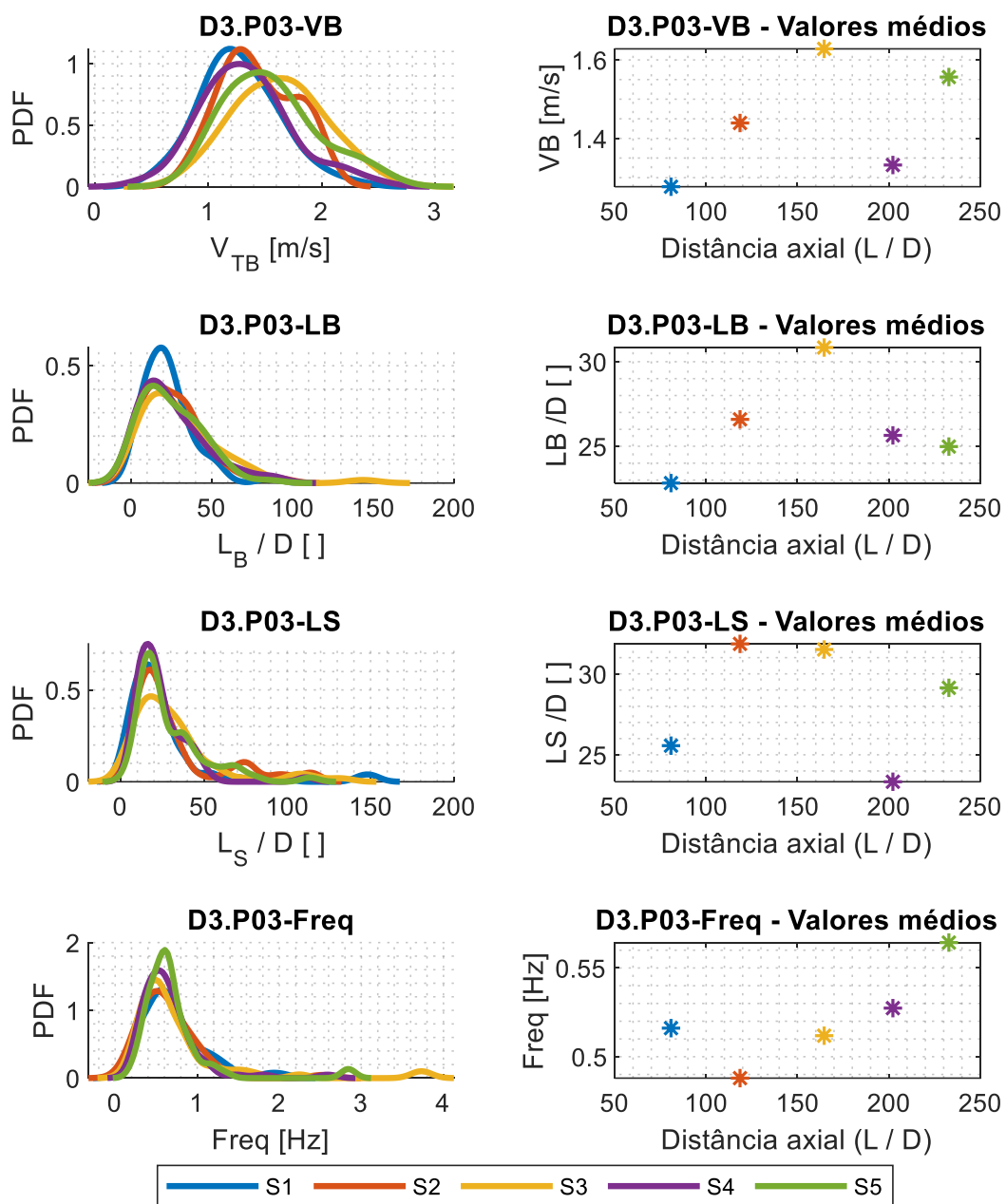
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 123: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P02 ($J_G=0,30 - J_L=0,50$ m/s) em D3 (50mm).



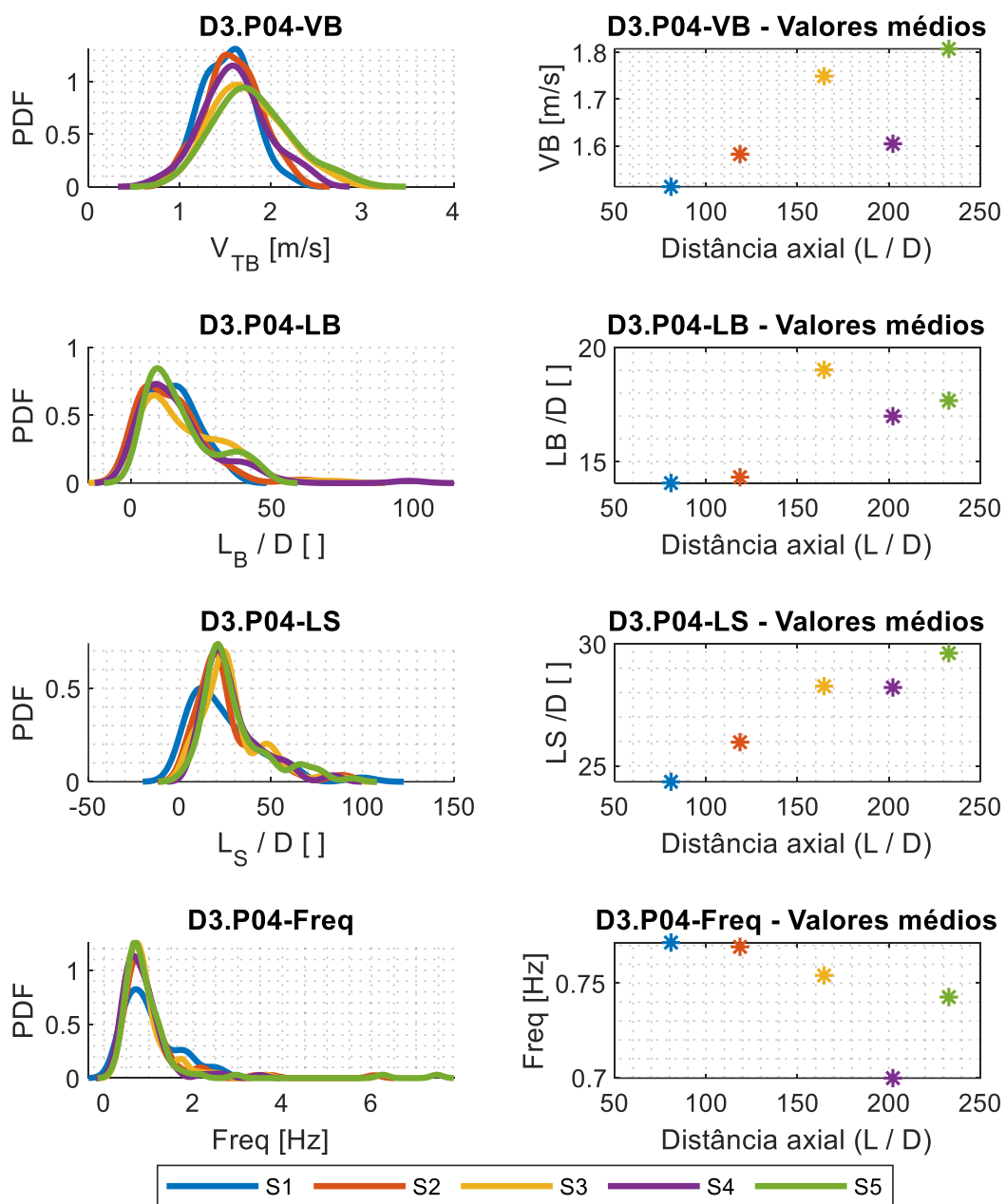
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 124: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P03 ($J_G=0,50 - J_L=0,30$ m/s) em D3 (50mm).



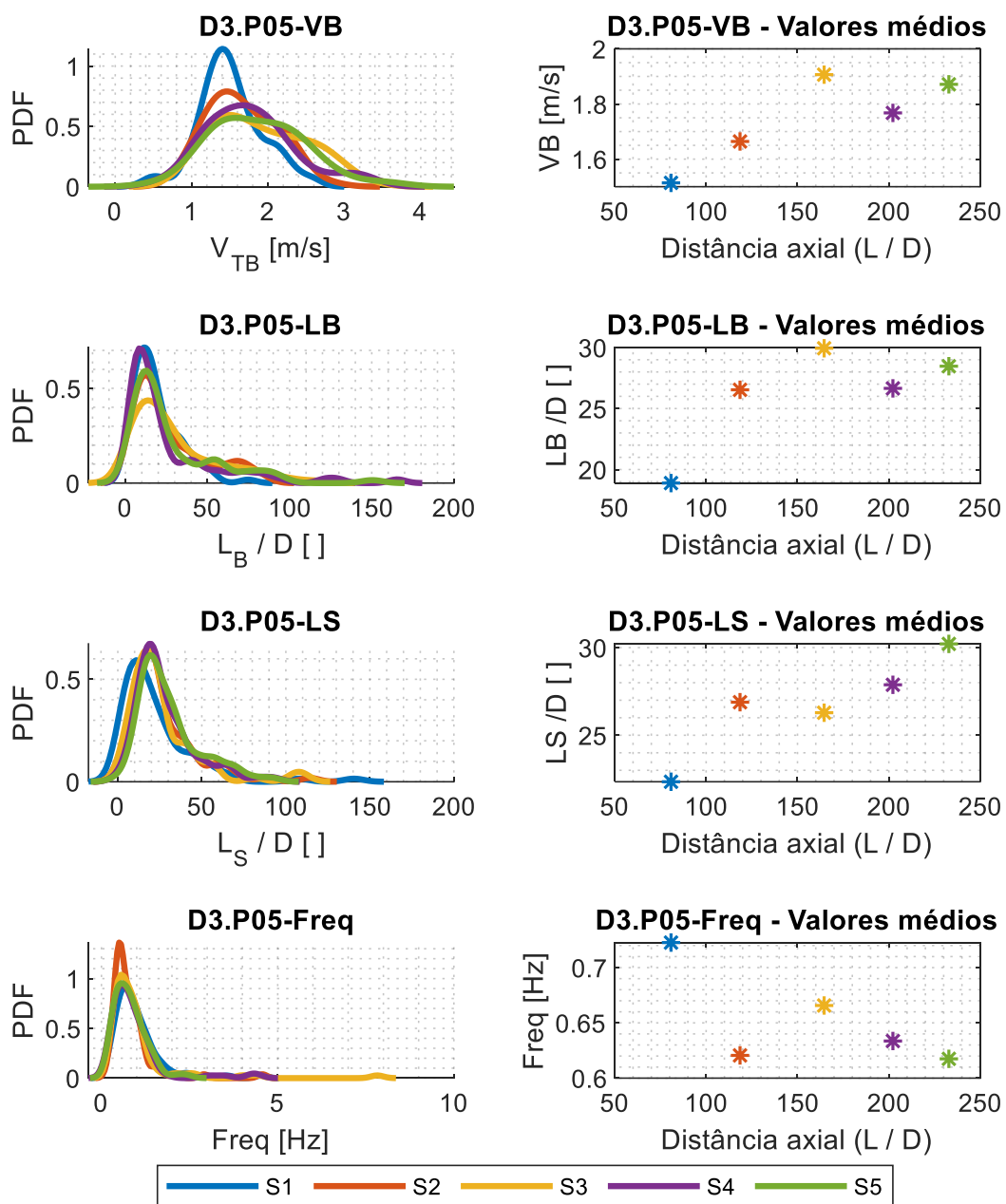
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 125: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P04 ($J_G=0,50 - J_L=0,50$ m/s) em D3 (50mm).



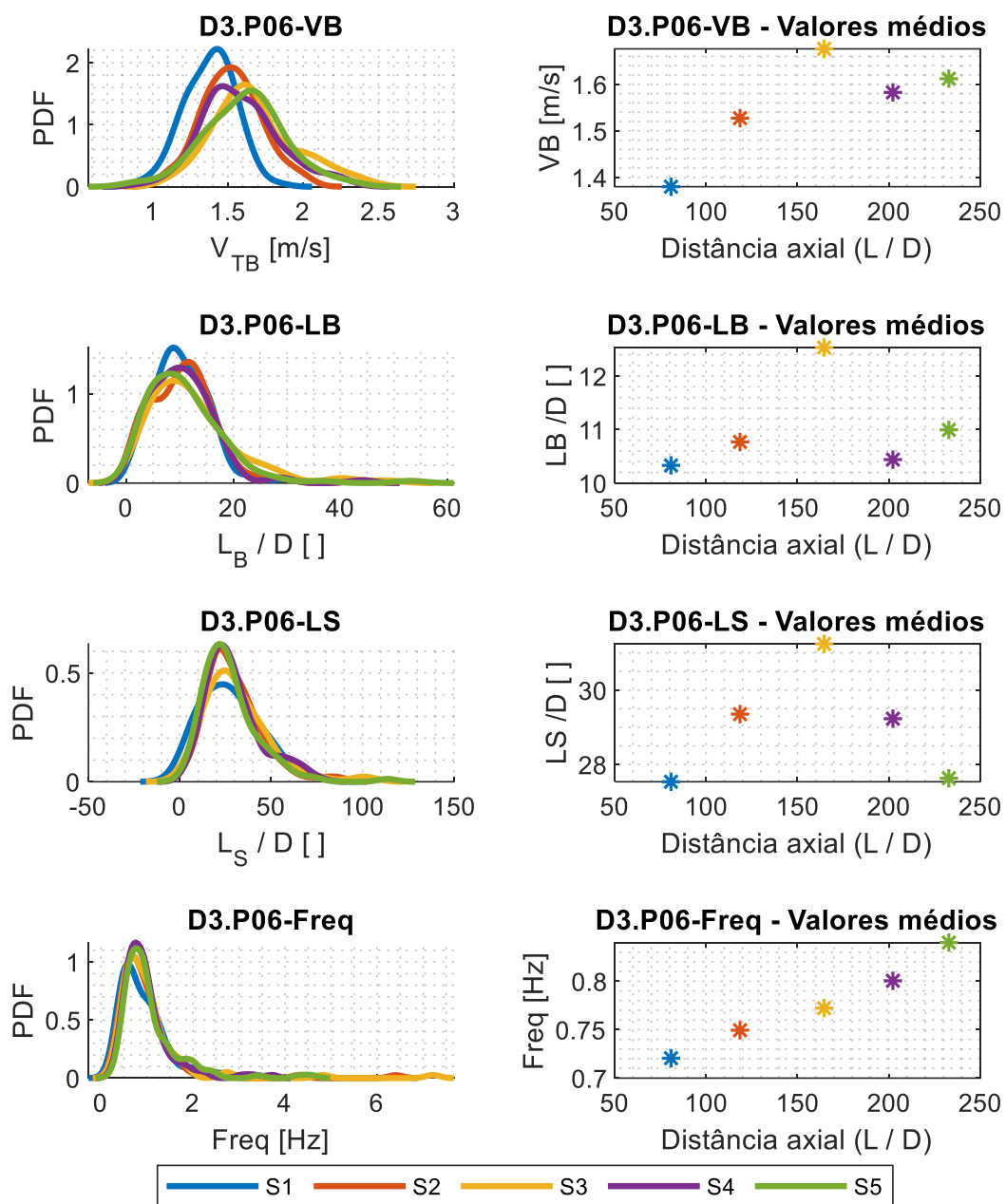
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 126: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P05 ($J_G=0,60 - J_L=0,40$ m/s) em D3 (50mm).



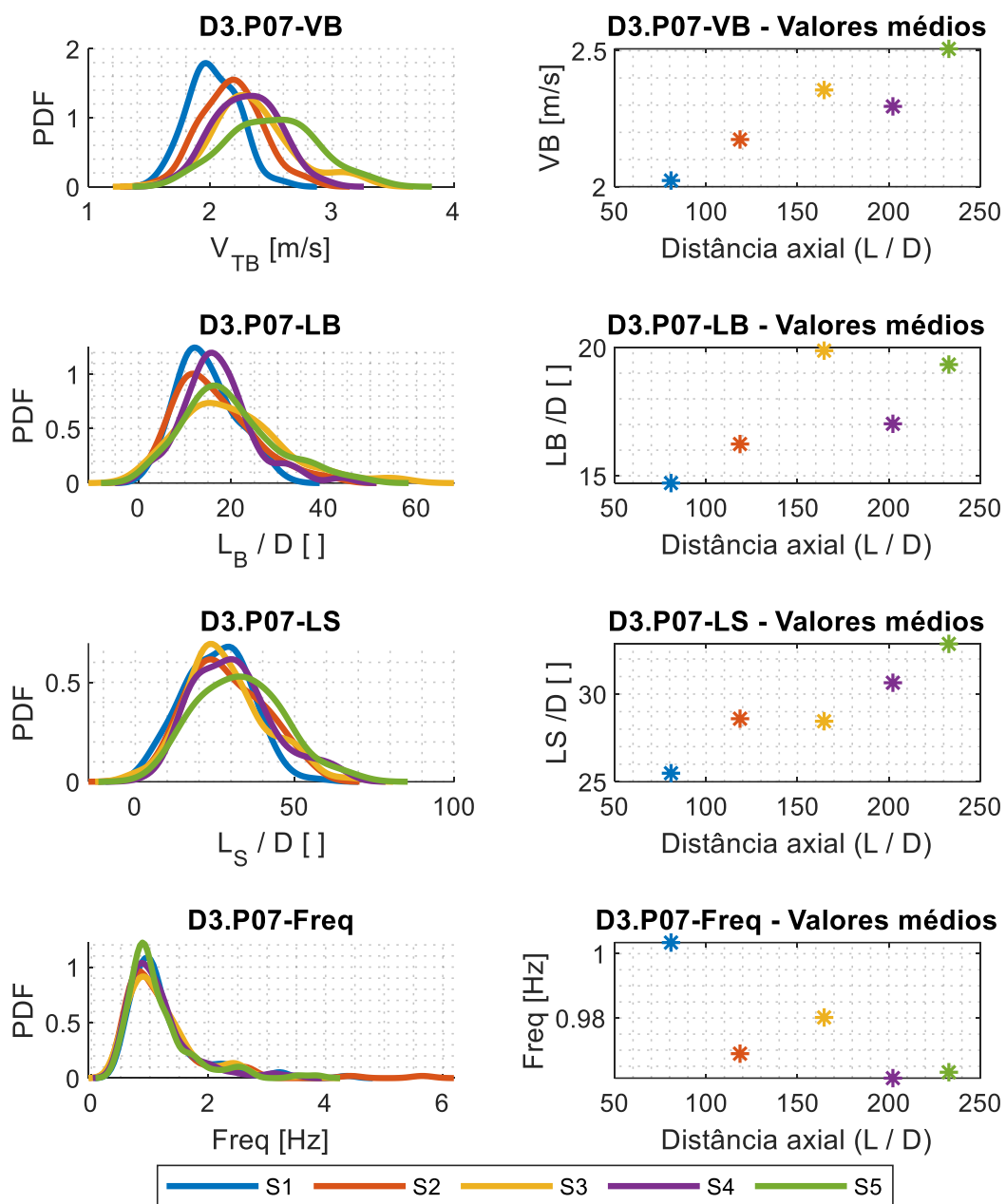
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 127: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P06 ($J_G=0,40 - J_L=0,60$ m/s) em D3 (50mm).



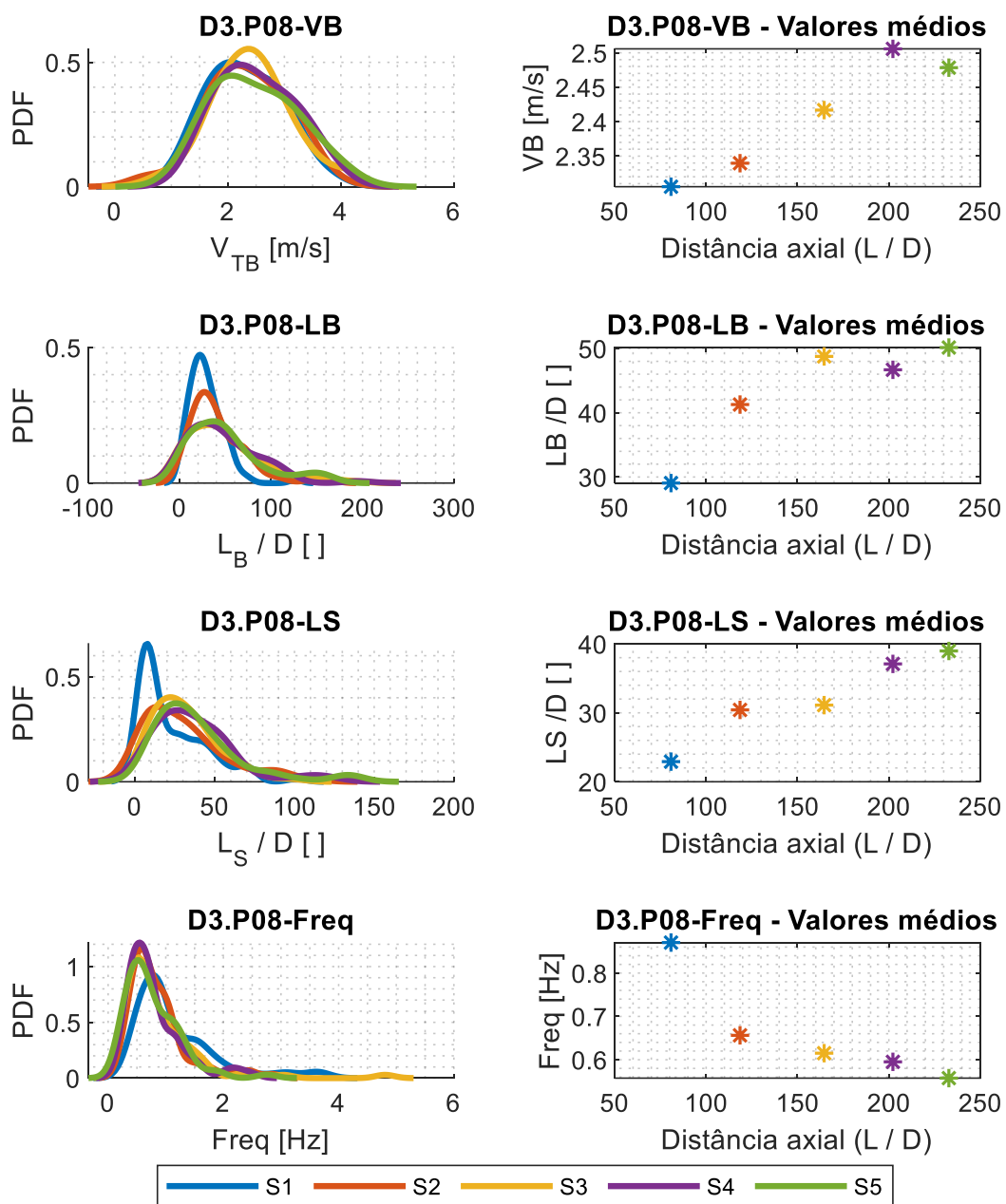
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 128: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P07 ($J_G=0,75 - J_L=0,75$ m/s) em D3 (50mm).



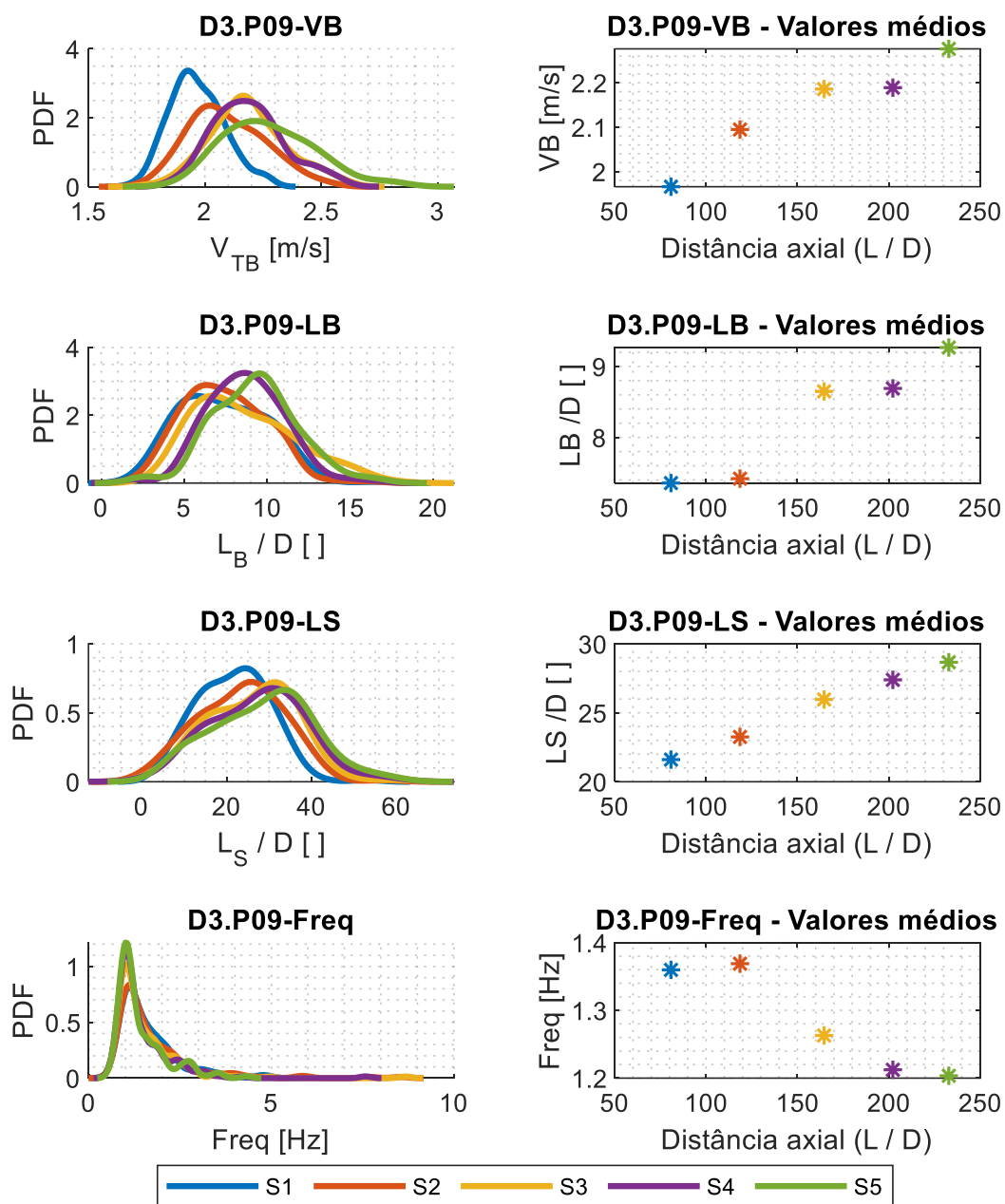
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 129: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P08 ($J_G=1,00 - J_L=0,50$ m/s) em D3 (50mm).



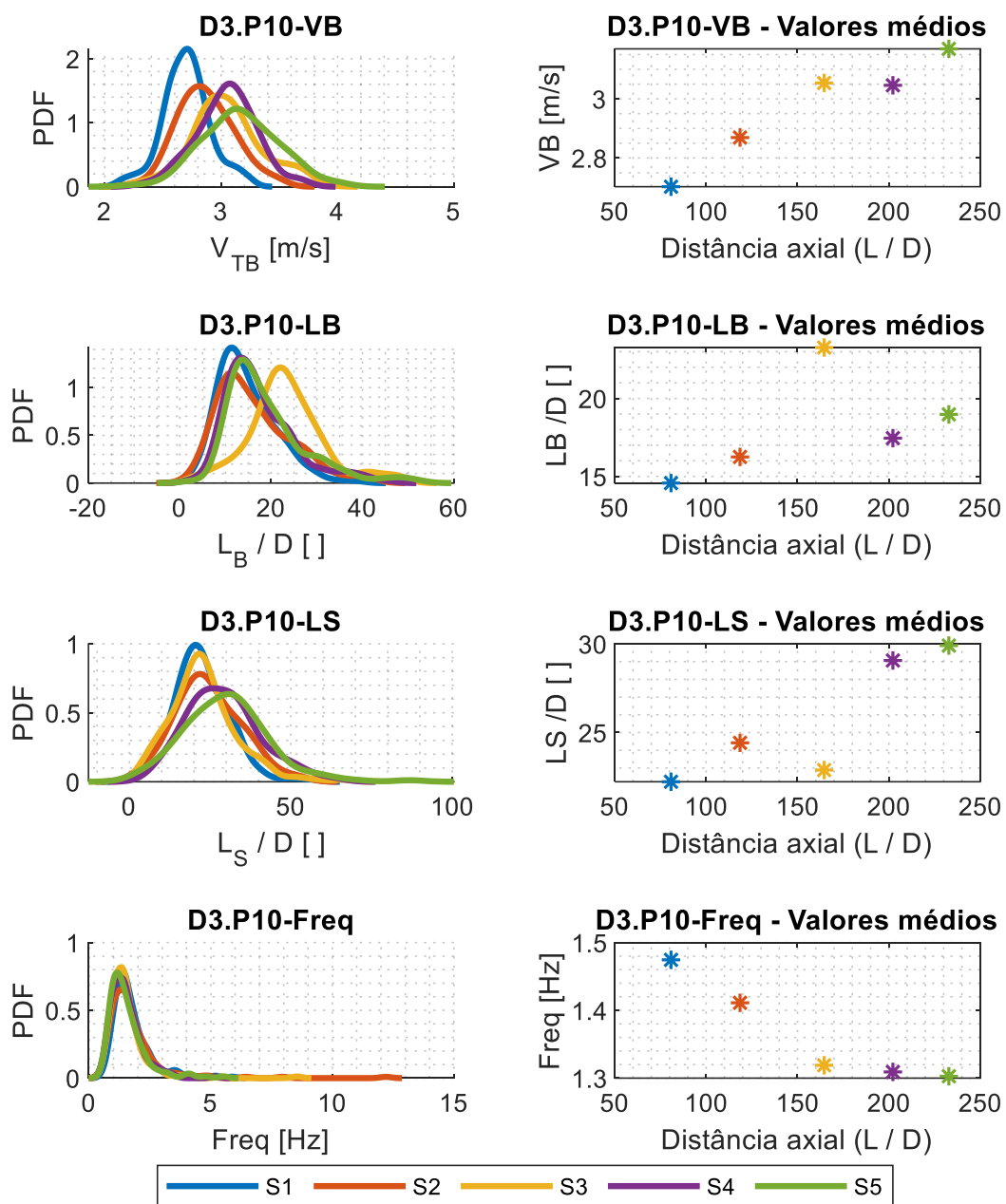
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 130: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P09 ($J_G=0,50 - J_L=1,00$ m/s) em D3 (50mm).



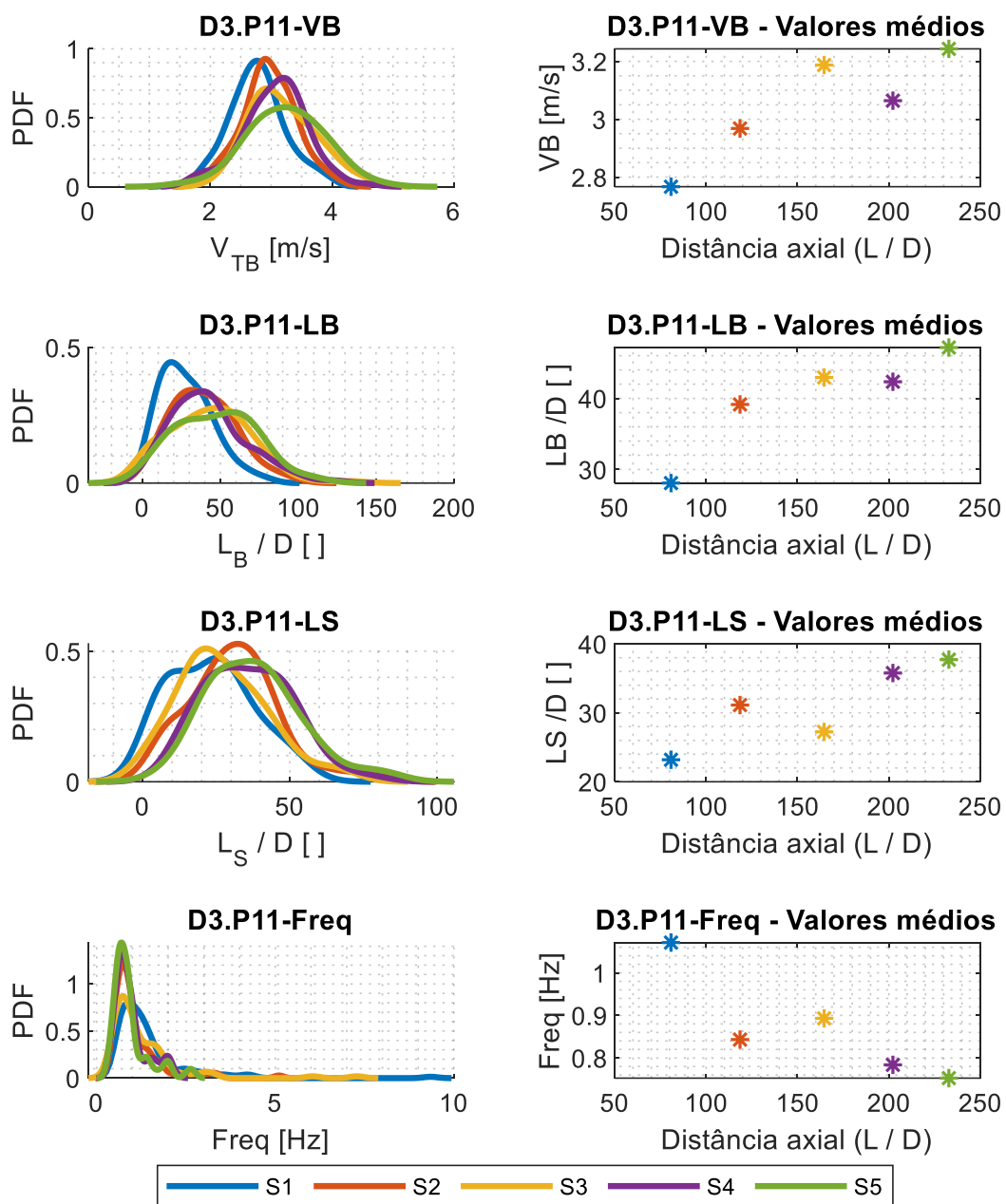
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 131: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P10 ($J_G=1,00 - J_L=1,00$ m/s) em D3 (50mm).



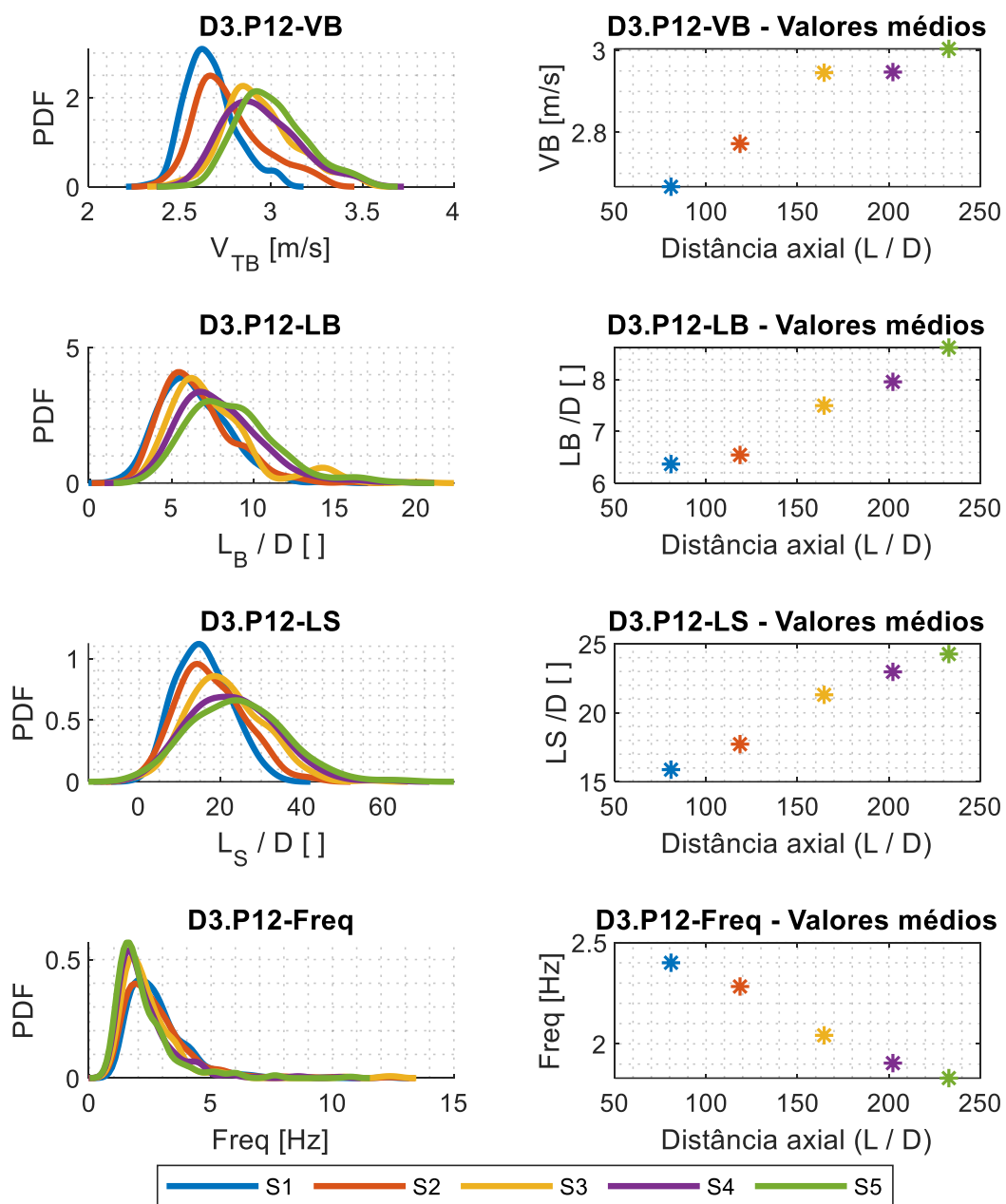
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 132: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P11 ($J_G=1,30 - J_L=0,70$ m/s) em D3 (50mm).



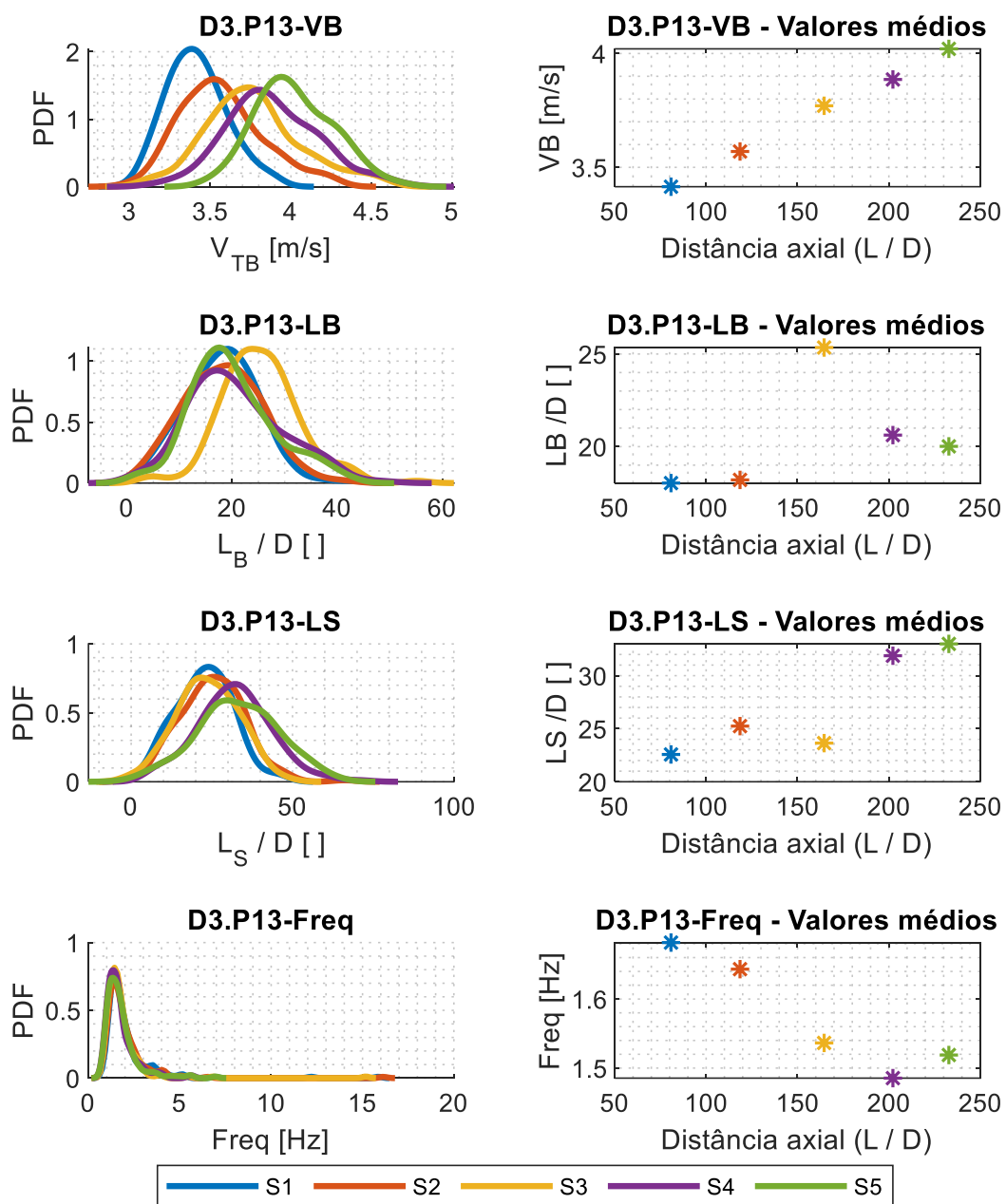
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 133: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P12 ($J_G=0,70 - J_L=1,30$ m/s) em D3 (50mm).



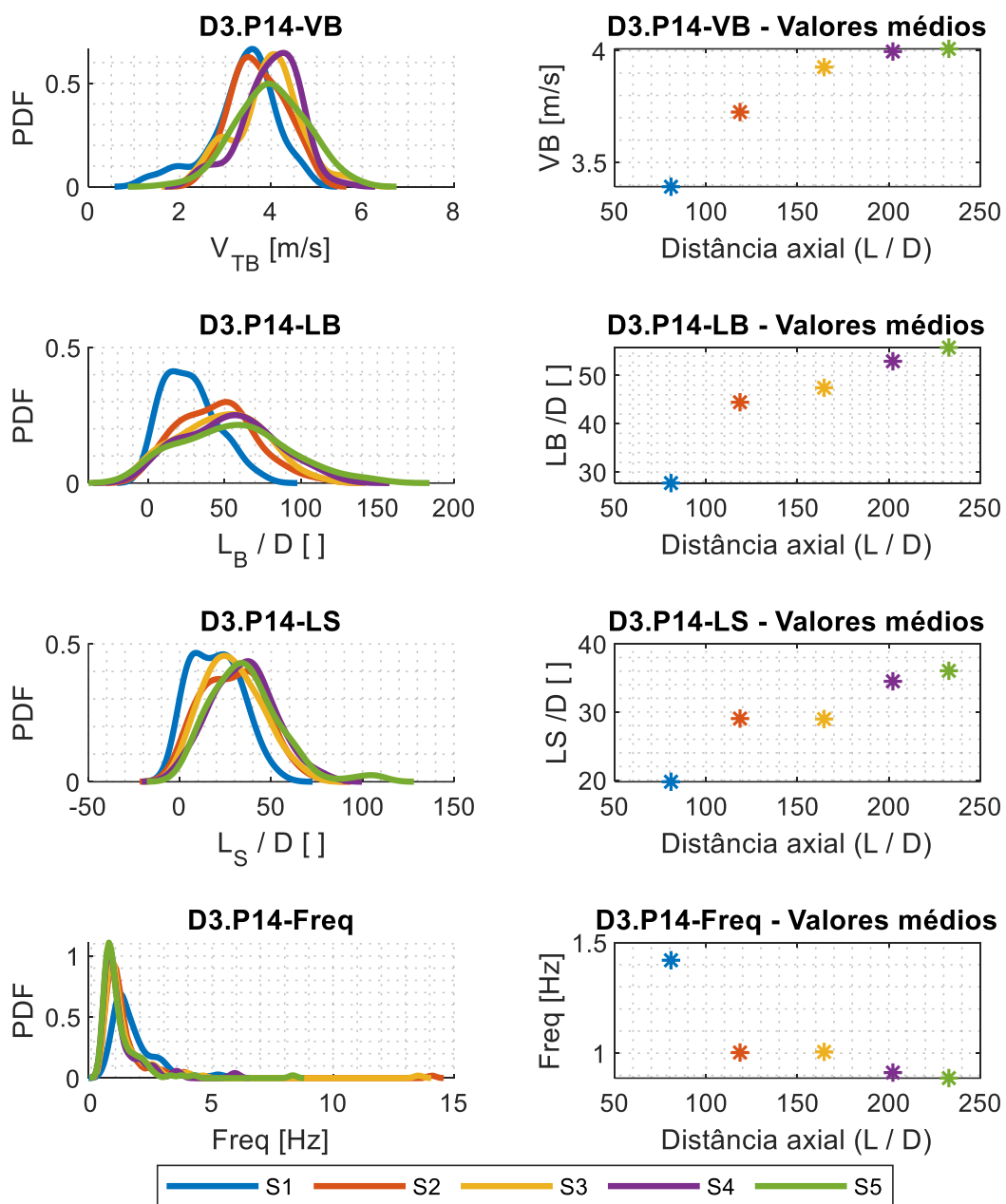
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 134: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P13 ($J_G=1,25 - J_L=1,25$ m/s) em D3 (50mm).



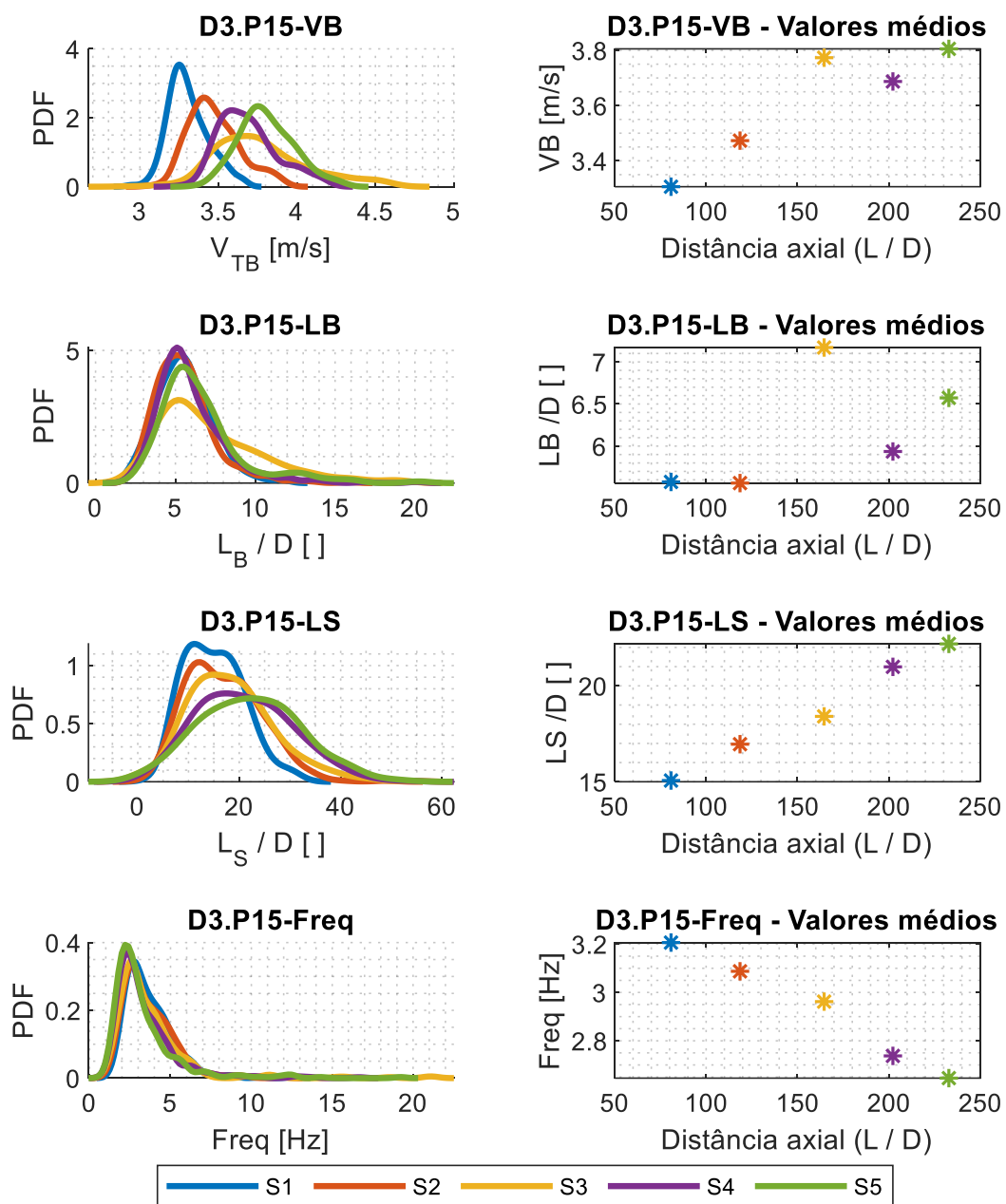
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 135: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P14 ($J_G=1,70 - J_L=0,80$ m/s) em D3 (50mm).



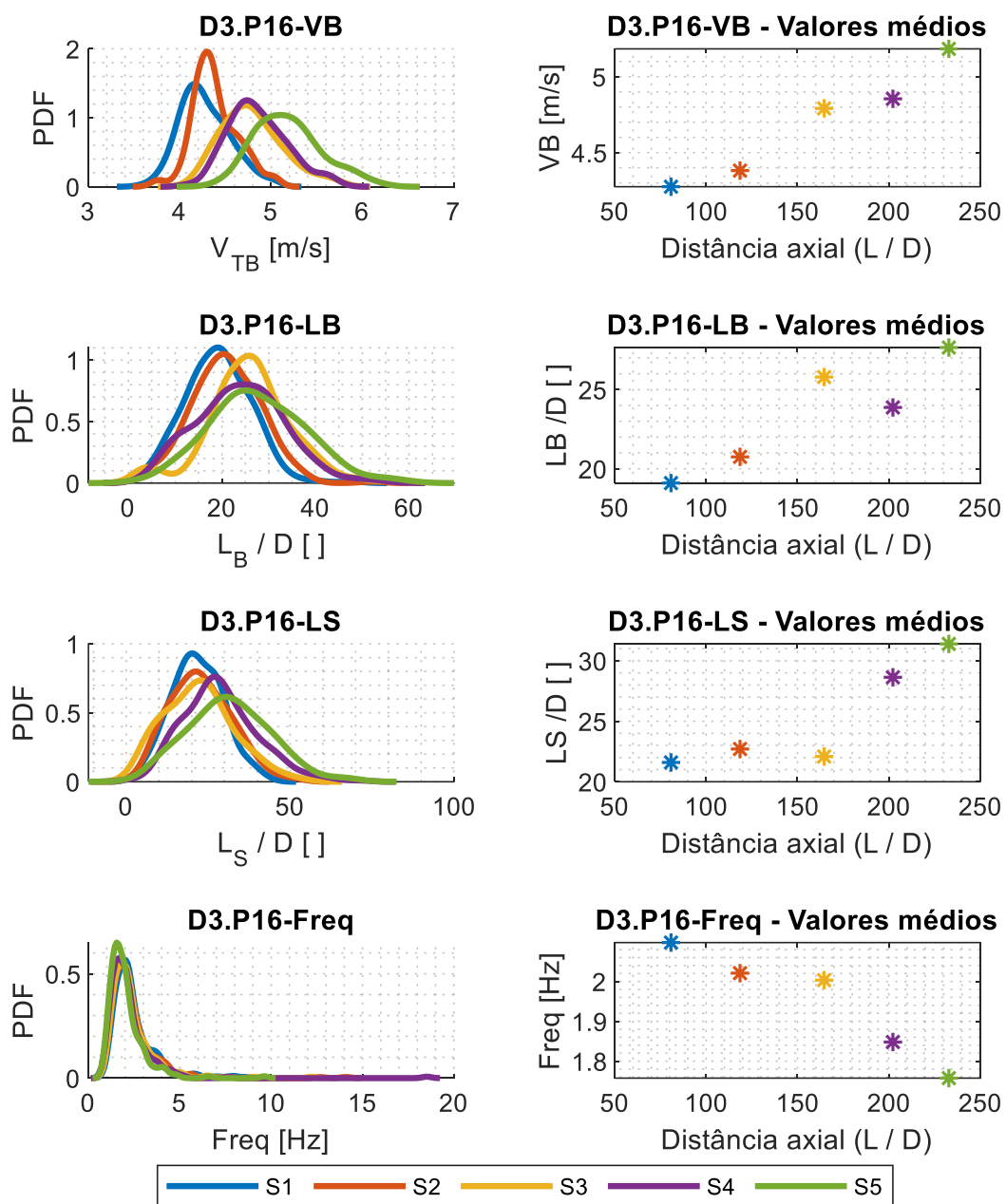
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 136: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P15 ($J_G=0,80 - J_L=1,70$ m/s) em D3 (50mm).



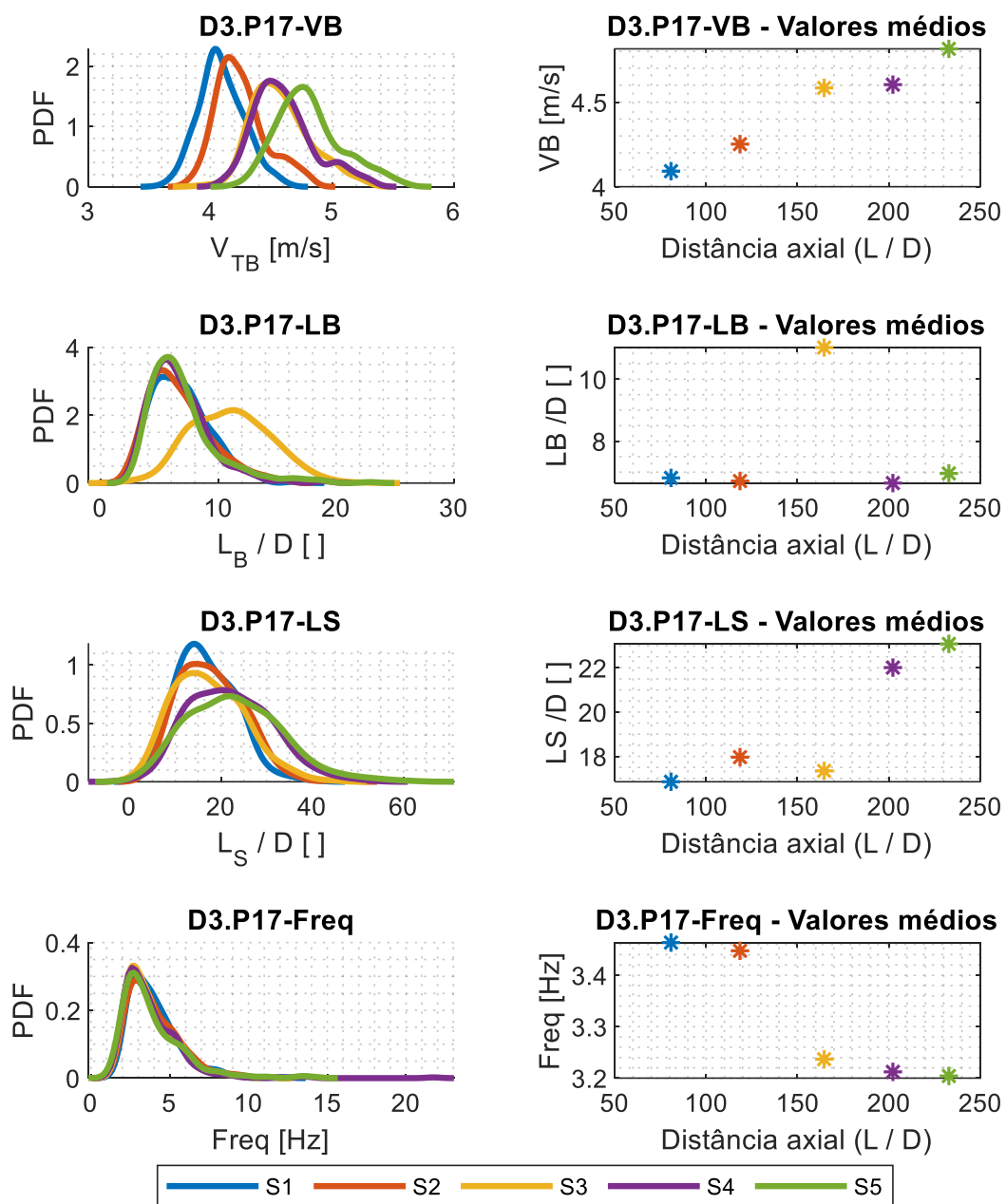
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 137: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P16 ($J_G=1,50 - J_L=1,50$ m/s) em D3 (50mm).



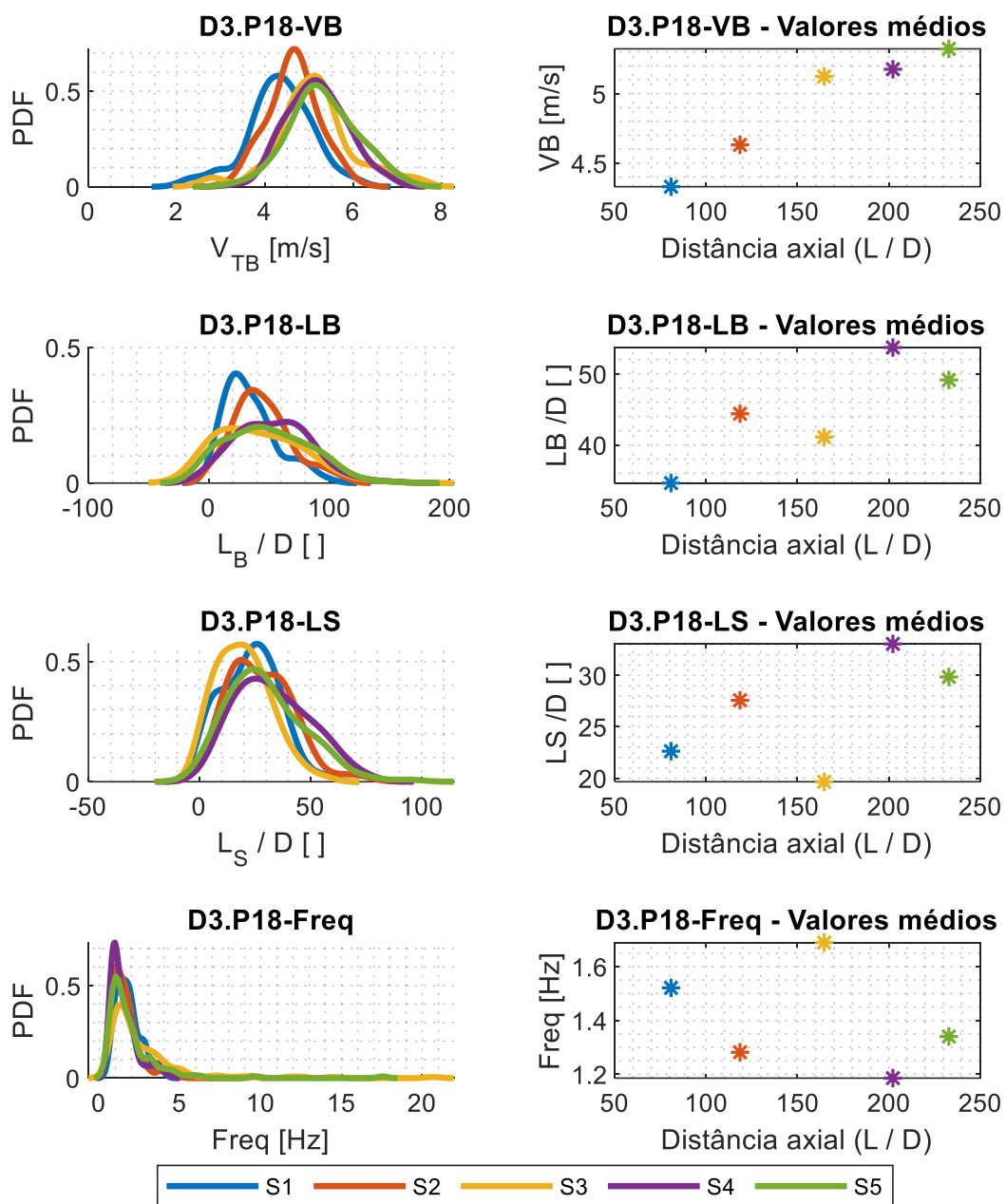
Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 138: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P17 ($J_G=1,00 - J_L=2,00$ m/s) em D3 (50mm).



Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 139: Funções de densidade de probabilidade (PDF) e valores médios dos parâmetros característicos para P18 ($J_G=2,00 - J_L=1,00$ m/s) em D3 (50mm).



Fonte: Autoria própria (2023)