

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM RECURSOS HÍDRICOS E SANEAMENTO
AMBIENTAL

RENATO STEINKE JÚNIOR

**MODELAGENS FÍSICA E NUMÉRICA DAS FLUTUAÇÕES DE PRESSÃO E
VELOCIDADE EM BACIAS DE DISSIPAÇÃO POR RESSALTO HIDRÁULICO
COM BAIXO NÚMERO DE FROUDE**

PORTO ALEGRE

2024

RENATO STEINKE JÚNIOR

**MODELAGENS FÍSICA E NUMÉRICA DAS FLUTUAÇÕES DE PRESSÃO E
VELOCIDADE EM BACIAS DE DISSIPAÇÃO POR RESSALTO HIDRÁULICO
COM BAIXO NÚMERO DE FROUDE**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial para a obtenção do grau de doutor.

Prof. Dr. Eder Daniel Teixeira
UFRGS
Orientador

Prof. Dr. Luiz Augusto Magalhães Endres
UFRGS
Coorientador

PORTO ALEGRE

2024

CIP - Catalogação na Publicação

Steinke Jr., Renato

Modelagens física e numérica das flutuações de pressão e velocidade em bacias de dissipação por ressalto hidráulico com baixo número de Froude / Renato Steinke Jr. -- 2024.

183 f.

Orientador: Eder Daniel Teixeira.

Coorientador: Luiz Augusto Magalhães Endres.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Porto Alegre, BR-RS, 2024.

1. Ressalto hidráulico. 2. Baixo número de Froude. 3. Bacia de dissipação. 4. FLOW-3D. 5. 4D-PTV. I. Teixeira, Eder Daniel, orient. II. Endres, Luiz Augusto Magalhães, coorient. III. Título.

RENATO STEINKE JÚNIOR

**MODELAGENS FÍSICA E NUMÉRICA DAS FLUTUAÇÕES DE PRESSÃO E
VELOCIDADE EM BACIAS DE DISSIPAÇÃO POR RESSALTO HIDRÁULICO
COM BAIXO NÚMERO DE FROUDE**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial para a obtenção do grau de doutor.

Aprovado em: Porto Alegre, 04 de outubro de 2024.

BANCA EXAMINADORA:

Edith Beatriz Camaño Schettini
IPH/UFRGS

José Carlos Cesar Amorim
IME – Instituto Militar de Engenharia

André Luiz Andrade Simões
UFBA – Universidade Federal da Bahia

PORTO ALEGRE

2024

AGRADECIMENTOS

Na desafiadora tarefa de se preparar uma lista extensiva de pessoas que, ao longo dos anos de doutorado, deram, de forma direta ou indireta, contributo para a condução e conclusão desta tese, a memória certamente falta. Assim, tecem-se aqui agradecimentos nominais a alguns, sem esquecer, porém, que a execução deste trabalho não poderia ser levada a cabo sem o auxílio de muitos outros.

Agradeço e louvo a Deus, criador, sustentador e redentor, pela saúde, pelo ânimo, pela disposição e pela providência de todas as outras condições necessárias à execução deste trabalho. “Coloquei toda minha esperança no Senhor; ele se inclinou para mim e ouviu o meu grito de socorro. Ele me tirou de um poço de destruição, de um atoleiro de lama; pôs os meus pés sobre uma rocha e firmou-me num local seguro.” Salmo 40:1-2.

À minha esposa Lauren, companhia tanto nos momentos mais alegres quanto nos mais difíceis destes longos anos, pelo oceano de compreensão, paciência, acolhimento e incentivo.

Ao meu pai (*in memoriam*), minha mãe e minha irmã: vocês me fizeram ser quem eu sou e sempre acreditaram em mim.

Por todas as discussões valiosas, pela compreensão e por muitas vezes indicarem o caminho, agradeço os meus orientadores ao longo desta árdua jornada, professor Eder Daniel Teixeira e professor Luiz Augusto Magalhães Endres, bem como aos demais professores do Laboratório de Obras Hidráulicas, Daniela Guzzon Sanagiotto, Marcelo Giulian Marques e Mauricio Dai Prá. Agradeço também ao prof. Renato Machado de Brito, pelo auxílio com o ADV, ao Dr. José Melo, pelas conversas enriquecedoras e à CAPES pelas bolsas de doutorado e doutorado-sanduíche concedidas.

Agradeço aos colegas do IPH, por tornarem a jornada mais leve, nomeadamente os do LOH: Rute Ferla, Aline Saupe Abreu, Guilherme Santanna Castiglio, Pedro Guido Mottes Bassegio, Priscila Maria Kipper, João Pedro Paludo Bocchi, Felipe Azevedo Paulo e Matheus Kunrath Oliveira. Agradeço também aos bolsistas que auxiliaram na condução dos ensaios e/ou na extração de dados: Lucas Henrique Oliveira Pires, Cassiano Korndoerfer Tornin, Leandro de Souza Oliveira e Letícia Barbosa Yamasaki.

Aos amigos da FH Aachen: professor Daniel B. Bung, pela recepção calorosa, pela oportunidade e pela partilha de conhecimento; Phillip Langohr e Abhishek Mondal, pelos momentos de descontração e pelo companheirismo: vielen Dank!

*“Big whirls have little whirls,
That feed on their velocity;
And little whirls have lesser whirls,
And so on to viscosity.”
Lewis F. Richardson*

*“Todos os rios vão para o mar, contudo, o mar nunca se enche; ainda que sempre corram para lá, para lá voltam a correr. Todas as coisas trazem canseira. O homem não é capaz de descrevê-las; os olhos nunca se saciam de ver, nem os ouvidos de ouvir. [...] Agora que já se ouviu tudo, aqui está a conclusão: Tema a Deus e obedeça aos seus mandamentos, porque isso é o essencial para o homem.”
Eclesiastes 1:7-8 e 12:13.*

RESUMO

Ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude (inferiores a 4,5) são frequentemente encontrados em bacias de dissipação de barragens de baixas quedas, as quais podem estar associadas a rios caudalosos de baixas declividades. Apesar de inúmeros estudos existentes sobre o ressalto hidráulico, que abordam diversos aspectos da sua descrição nas mais variadas formas e condições nas quais o fenômeno pode ocorrer, ainda há lacunas quanto à caracterização dos campos de pressões e velocidades em ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude. O conhecimento destas grandezas e parâmetros derivados é importante para o projeto de novas estruturas, bem como para a manutenção de estruturas já existentes, que devem resistir aos esforços hidrodinâmicos a elas transmitidos pelo ressalto hidráulico. Neste sentido, esta tese buscou contribuir para uma compreensão mais profunda de propriedades médias e turbulentas associadas às velocidades que ocorrem no interior de um ressalto hidráulico e às pressões que ocorrem na interface entre este e a sua estrutura de contenção, valendo-se, para isso, de abordagens tanto experimentais quanto computacionais. A técnica das Simulações de Grandes Escalas no *software* FLOW-3D® foi empregada para simular três ressaltos hidráulicos com baixo número de Froude ocorrendo a jusante de um vertedouro de baixa queda. Verificou-se que esta técnica é apropriada para gerar séries de pressões instantâneas com parâmetros de estatística, como desvios-padrão e pressões extremas, concordantes com valores provenientes de experimentos físicos. A combinação dos conjuntos de dados experimentais e numéricos possibilitou o ajustamento de nove equações aplicáveis ao dimensionamento e verificação de bacias de dissipação enquadradas nesta faixa. Velocidades instantâneas foram coletadas em quatro ressaltos hidráulicos ocorrendo sobre uma bacia de dissipação, por meio de um Velocímetro Acústico por Doppler. Os dados foram comparados com resultados de um outro estudo obtidos em ressaltos hidráulicos ocorrendo a jusante de uma comporta de fundo, em termos de valores médios, seus desvios-padrão e tensões de Reynolds. Observou-se que ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude ocorrendo a jusante de vertedouros apresentam comprimento maior do que ressaltos hidráulicos a jusante de comportas de fundo. A investigação conjunta de parâmetros associados às velocidades e pressões flutuantes de ressaltos hidráulicos com baixos

números de Froude permitiu estabelecer correlações práticas entre elas, que também podem vir a ser empregadas no dimensionamento e na verificação de bacias de dissipação. Por fim, também é apresentado um estudo sobre o ressalto ondulado conduzido com uma técnica de instrumentação recente, baseada em Velocimetria por Rastreamento de Partículas e capaz de grande discretização espacial e temporal. Os dados medidos possibilitaram a análise tridimensional de grandezas como médias, desvios-padrão, tensões de Reynolds, intensidades de turbulência, energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia e escalas integrais de tempo e comprimento. Características deste tipo de ressalto, como a presença de uma zona de baixas velocidades sob a crista da primeira onda e de ondas laterais de choque na superfície, foram relacionadas a efeitos nas grandezas analisadas. Também são evidenciadas limitações de outras técnicas de medição, como Velocímetros Acústicos Doppler e Velocímetros por Imagem de Partículas.

Palavras-chave: Ressalto hidráulico; Baixo número de Froude; Bacia de dissipação; FLOW-3D; 4D-PTV.

ABSTRACT

Low Froude number (below 4.5) hydraulic jumps often occur, among other situations, in the stilling basins of low head dams, which can be associated with high-discharge, low-sloped rivers. Despite numerous existing studies on the hydraulic jump, addressing various aspects of its description in the most varied forms, geometries and conditions in which the phenomenon can occur, there are still gaps in the characterization of pressure and velocity fields of low Froude numbers hydraulic jumps. Knowledge of these quantities and derived parameters is important for the design of new structures, as well as for the maintenance of existing structures, which must withstand the hydrodynamic forces transmitted to them by the hydraulic jump. In this sense, this thesis sought to contribute to a deeper understanding of the mean and turbulent properties associated with the velocities that occur inside a hydraulic jump and the pressures that occur on the interface between it and its containment structure, using both experimental and computational approaches. The Large Eddy Simulation technique was used in FLOW-3D to simulate three conditions of low Froude number hydraulic jumps occurring downstream of a low head spillway. This technique was found to be suitable for generating series of instantaneous pressures with statistical parameters (such as standard deviation and extreme pressures) that agree with results obtained from physical experiments. The combination of experimental and numerical datasets made possible the fitting of nine equations applicable to the design and verification of stilling basins within said range. Instantaneous velocities were collected in four hydraulic jumps occurring over a stilling basin, using an Acoustic Doppler Velocimetry probe. The data series were compared with results obtained in hydraulic jumps occurring downstream of a sluice gate, in terms of mean values, their standard deviations and Reynolds stresses. Low Froude number hydraulic jumps occurring downstream of spillways were verified to be longer than hydraulic jumps downstream of sluice gates. The joint investigation of parameters associated with both the fluctuating velocities and pressures in low Froude number hydraulic jumps allowed for the introduction of practical correlations between them, which can also be employed in the design and verification of stilling basins. Finally, a study is also presented on the undular jump, conducted with a relatively new instrumentation technique based on Particle Tracking Velocimetry, which is capable of great spatial and temporal

discretization. The measured data allowed for the three-dimensional analysis of quantities such as the mean, standard deviations, Reynolds stresses, turbulence intensities, turbulent kinetic energy, energy dissipation rate and integral time and length scales. Features of this type of jump, such as a low velocity zone under the first wave crest and lateral shockwaves on the surface, were associated with effects over the analyzed quantities. Limitations of other techniques such as Acoustic Doppler Velocimetry and Particle Image Velocimetry were also highlighted.

Keywords: Hydraulic jump; low Froude number; Stilling basin; FLOW-3D; 4D-PTV.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Principais grandezas geométricas e cinemáticas do ressalto a jusante de um vertedouro.	33
Figura 2.2 – Valor de ϵ em função de $F1$. Fonte: Rajaratnam (1965).	34
Figura 2.3 – Ressalto afogado e ressalto submergido.	40
Figura 2.4 – Formas do ressalto hidráulico conforme o grau de afogamento. Adaptado de Hager (1992).	41
Figura 2.5 – Transferência de energia cinética para outras formas de energia. Fonte: adaptado de Mortazavi et al. (2016).	43
Figura 2.6 – Dissipação de energia em função do número de Froude. Adaptado de Peterka (1984).	44
Figura 2.7 – Ressalto hidráulico formado para vazão específica $q = 0,375 \text{ m}^2/\text{s}$ e $F1 = 1,9$. Steinke (2020).	45
Figura 2.8 – Região de cisalhamento turbulento em um ressalto hidráulico a jusante de comporta de fundo. Witt et al. (2015).	46
Figura 2.9 – Linha do tempo de trabalhos clássicos sobre grandezas turbulentas no ressalto hidráulico	48
Figura 2.10 – Desenvolvimento das flutuações de pressão ao longo do sistema extravasor. Adaptado de Bowers e Tsai (1969).	49
Figura 2.11 – Esquema de sonda ADV. Adaptado de YSI, Inc. (2003).	50
Figura 2.12 – Esquema ilustrativo de parte do algoritmo executado pelo 4D-PTV. Fonte: Lagrangian Particle Tracking (2024).	53
Figura 2.13 – Bacia de dissipação USBR Tipo I. Novakoski (2016).	54
Figura 2.14 – Bacia de dissipação USBR Tipo IV. Chanson (2015).	55
Figura 2.15 – Esquema construtivo das lajes de uma bacia de dissipação. Mees (2008).	56
Figura 2.16 – Coeficiente de redução geral Λ (valores teóricos). Fiorotto e Rinaldo (1992).	58
Figura 2.17 – Erosão causada na bacia de dissipação da UHE Marimbondo. Guidicini et al. (2021).	59
Figura 2.18 – Arrancamento de lajes na bacia de dissipação da Barragem Malpaso. Sanchez Bribiesca e Capella Viscaino (1973).	60

Figura 2.19 – Diferenças entre RANS, LES e DNS. Fonte: Understanding Laminar and Turbulent Flow (2021).	65
Figura 2.20 – Superfície livre obtida a partir da Simulação Numérica Direta (DNS) de um ressalto hidráulico. Fonte: Mortazavi et al. (2016).	70
Figura 2.21 – Diferenças na incorporação de ar devido à resolução da superfície livre. a) RANS e b) DES. Fonte: Ma et al. (2011).	74
Figura 2.22 – Funcionamento de uma DES: combinação entre RANS e LES. Adaptado de Jesudhas et al. (2018).	75
Figura 2.23 – Pressões junto ao fundo do ressalto hidráulico: dados experimentais (mínimas, médias e máximas) e numéricos (médias, com e sem modelagem de turbulência). Adaptado de Carvalho et al. (2008).	81
Figura 2.24 – Coeficientes de flutuação de pressão obtidos via experimento e via CFD. Jesudhas et al. (2018).	81
Figura 2.25 – Dados experimentais e numéricos de: a) Pressão média; b) Flutuação de pressão. Macián-Pérez et al. (2020).	82
Figura 2.26 – Campo de flutuações de pressão (esquerda) e pressões médias (direita) numa bacia de dissipação para três diferentes vazões. Lu et al. (2021).	84
Figura 2.27 – Coeficientes de flutuação de pressão obtidos em simulações feitas com IDDES com fundo liso (SB) e rugoso (RB). Maleki e Fiorotto (2024).	85
Figure 3.1 - Sketch of numerical simulation settings: geometry, boundary conditions, chosen grid, relevant variables and example of “stabilized” state.	93
Figure 3.2 - Time-averaged turbulent length scales λ for Case II.	96
Figure 3.3 – LES Index of Resolution Quality for the three flow conditions analyzed, computed between grids A and C: a) Case I; b) Case II; c) Case III.	98
Figure 3.4 - Values of y^+ along longitudinal axis for each grid tested: a) Case I; b) Case II; c) Case III.	99
Figure 3.5 - Visual comparison between physical (Steinke 2020) and simulated hydraulic jumps (present study).	100
Figure 3.6 - Dimensionless profiles of longitudinal velocities extracted from numerical simulations and collected with ADV: a) Case II, mean; b) Case III, mean; c) Case II, standard deviation, d) Case III, standard deviation.	101
Figure 3.7 - Numerical (present study) and experimental (Steinke et al. 2021) dimensional extreme pressures: a) Case I; b) Case II; c) Case III.	102

Figure 3.8 - Dimensionless quantiles of extreme pressures and fitted curves: a) $\alpha = 0.1\%$; b) $\alpha = 1\%$; c) $\alpha = 5\%$; d) $\alpha = 95\%$; e) $\alpha = 99\%$; f) $\alpha = 99.9\%$	104
Figure 3.9 - Pressure fluctuation coefficient of low Froude number hydraulic jumps.	105
Figure 4.1 - ADV in test flume and custom-made support with vernier scale.	120
Figure 4.2 - Phase-space thresholding method: a) ellipsoid with accepted and rejected data, b) signal before and after filtering.	120
Figure 4.3 - Data quality of measured points: a) Case I ($F1 = 3.0$), b) Case II ($F1 = 2.3$), c) Case III ($F1 = 1.9$), d) Case IV ($F1 = 1.6$).	121
Figure 4.4 - Data quality of measured points in the upstream region: a) Case II ($F1 = 2.3$), b) Case III ($F1 = 1.9$), c) Case IV ($F1 = 1.6$).	122
Figure 4.5 - Mean velocity field and approximate water surface in stilling basin region: a) Case I ($F1 = 3.0$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 3.32$), b) Case II ($F1 = 2.3$) and Liu et al. ($F1 = 2.5$), c) Case III ($F1 = 1.9$) and Liu et al. ($F1 = 2.0$), d) Case IV ($F1 = 1.6$).	124
Figure 4.6 - Mean velocity field and approximate water surface in spillway region: a) Case II ($F1 = 2.3$), b) Case III ($F1 = 1.9$), c) Case IV ($F1 = 1.6$).	125
Figure 4.7 – Normalized standard deviations of longitudinal velocity ($u'/U1$): a) Case I ($F1 = 3.0$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 3.32$), b) Case II ($F1 = 2.3$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 2.5$), c) Case III ($F1 = 1.9$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 2.0$), d) Case IV ($F1 = 1.6$).	126
Figure 4.8 - Normalized standard deviations of vertical velocity ($v'/U1$): a) Case I ($F1 = 3.0$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 3.32$), b) Case II ($F1 = 2.3$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 2.5$), c) Case III ($F1 = 1.9$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 2.0$), d) Case IV ($F1 = 1.6$).	127
Figure 4.9 – Normalized Reynolds shear stresses ($\tau_{xy}/U1^2$): a) Case I ($F1 = 3.0$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 3.32$), b) Case II ($F1 = 2.3$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 2.5$), c) Case III ($F1 = 1.9$) and Liu et al. (2004) ($F1 = 2.0$), d) Case IV ($F1 = 1.6$).	128
Figure 4.10 – Development of maximum percentiles of longitudinal velocities $u_{99\%}$ (continuous lines) and results of minimum percentiles of pressures $P_{1\%}$ (dashed lines) taken from Steinke (2020)	129
Figure 4.11 – Maximum normalized standard deviations of longitudinal velocities ($u_{max}'/U1$) and correlation with pressure fluctuation coefficient (Cp') behavior.	130

Figure 5.1 - Photograph of the experimental setup at the first wave crest, MiniShaker on CNC-driven trolley and two high-power LEDs; close-up showing an instantaneous particle image from the upper left camera.	142
Figure 5.2 - Particle tracks detected by the Shake-the-box system at the first wave crest, coloured by instantaneous vertical velocities v	143
Figure 5.3 - Velocity signals measured by the Shake-the-box and the Vectrino Profiler at its sweet spot: (a) longitudinal, (b) vertical and (c) spanwise velocities.	147
Figure 5.4 - Profiles of mean and standard deviation of longitudinal velocities measured by STB and Vectrino Profiler underneath the first wave crest, with ADV at different distances from the bottom: (a) $y_{ss} = 6.2$ cm, (b) $y_{ss} = 5.4$ cm, (c) $y_{ss} = 4.3$ cm, (d) $y_{ss} = 3.3$ cm.	149
Figure 5.5 - Power spectra of the longitudinal velocity fluctuations u' measured by STB and Vectrino Profiler.	149
Figure 5.6 - Mean velocity: (a) longitudinal, central plane; (b) longitudinal, $z = 4$ cm; (c) vertical, central plane; (d) vertical, $z = 4$ cm; (e) spanwise, central plane; (f) spanwise, $z = 4$ cm.	151
Figure 5.7 - Mean velocity at first wave crest (section I in Figure 5.6): (a) longitudinal, (b) vertical, (c) lateral; and at first wave trough (section II in Figure 5.6): (d) longitudinal, (e) vertical, (f) lateral).	151
Figure 5.8 - Velocity standard deviation: (a) longitudinal, central plane; (b) longitudinal, $z = 4$ cm; (c) vertical, central plane; (d) vertical, $z = 4$ cm; (e) spanwise, central plane; (f) spanwise, $z = 4$ cm.	153
Figure 5.9 - Velocity standard deviation at first wave crest (section I in Figure 5.8): (a) longitudinal, (b) vertical, (c) lateral; and at first wave trough (section II in Figure 5.8): (d) longitudinal, (e) vertical, (f) lateral.	153
Figure 5.10 - Reynolds stress τ_{xy} : (a) central plane; (b) $z = 4$ cm; turbulent kinetic energy k : (c) central plane; (d) $z = 4$ cm; and dissipation rate ε : (e) central plane; (f) $z = 4$ cm.	155
Figure 5.11 - Cross-sections at first wave crest (section I in Figure 5.10) coloured by: (a) Reynolds stress τ_{xy} , (b) turbulent kinetic energy k , (c) dissipation rate ε ; and at first wave trough (section II in Figure 5.10) coloured by (d) Reynolds stress τ_{xy} , (e) turbulent kinetic energy k , (f) dissipation rate ε	155

Figure 5.12 - Longitudinal turbulent intensity: (a) central plane; (b) $z = 4$ cm; integral time scale: (c) central plane; (d) $z = 4$ cm; integral length scale: (e) central plane; (f) $z = 4$ cm.....	157
Figure 5.13 - Cross-sections at first wave crest (section I in Figure 5.12) coloured by: (a) turbulent intensity, (b) integral time scale, (c) integral length scale; and at first wave trough (section II in Figure 5.12) coloured by (d) turbulent intensity, (e) integral time scale, (f) integral length scale.....	157
Figure 5.14 - Dimensionless comparison between different instruments and authors: (a) mean longitudinal velocity, (b) standard deviation of the longitudinal velocity, (c) Reynolds stress, (d) decomposed and total turbulent kinetic energy.	159

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1 – Ressaltos hidráulicos analisados ao longo da tese	30
Tabela 2.1 – Equações para determinação das alturas conjugadas.	35
Tabela 2.2 – Equações para a determinação do comprimento do rolo.	36
Tabela 2.3 – Equações para a determinação do comprimento do ressalto.....	38
Tabela 2.4 – Formas do ressalto quanto ao número de Froude. Figuras adaptadas de Chow (1959).....	39
Tabela 2.5 – Resumo de trabalhos que empregaram o ADV no estudo de ressaltos hidráulicos.	51
Tabela 2.6 – Estudos sobre o ressalto hidráulico e/ou sobre flutuações de pressão utilizando CFD.....	64
Tabela 2.7 – Comparação de diferentes abordagens para o tratamento da turbulência. Adaptado de Viti et al. (2019).....	66
Table 3.1 – Geometric and boundary conditions.	93
Table 3.2 – Information on grids tested.	95
Table 3.3 - Percentage of cells of Grid A within the recommended range ($IQLES > 75\%$).....	98
Table 3.4 - Comparison with grids used in other studies.....	99
Table 3.5 - Input coefficients of Eq. (3.6) and coefficient of determination (r^2) for different percentiles of pressure.	104
Table 3.6 - Input coefficients of Eq. (3.8), for the estimation of Cp' and its 95% prediction band (PB95%)	107
Table 4.1 - Information on each test case.	119

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

- ADV – *Acoustic Doppler Velocimeter*, termo em inglês para velocímetro acústico por Doppler;
- CFD – *Computational Fluid Dynamics*, termo em inglês para Fluidodinâmica Computacional;
- DES – Simulação de Vórtice Destacado, do inglês *Detached Eddy Simulation*;
- DNS – Simulação Numérica Direta, do inglês *Direct Numerical Simulation*;
- EPE – Empresa de Pesquisa Energética;
- GCI – Índice de Convergência da Malha, do inglês *Grid Convergence Index*;
- IDDES – *Improved Delayed Detached Eddy Simulation*, expressão em inglês para Simulação Melhorada Retardada de Vórtice Destacado;
- IPH – Instituto de Pesquisas Hidráulicas;
- LES – Simulação de Grandes Escalas, do inglês *Large-Eddy Simulation*;
- LOH – Laboratório de Obras Hidráulicas;
- PIV – Velocimetria por Imagem de Partículas, do inglês *Particle Image Velocimetry*;
- PTV – Velocimetria por Rastreamento de Partículas, do inglês *Particle Tracking Velocimetry*;
- PVC – Policloreto de Vinila;
- RANS – Equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds, do inglês *Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations*;
- RMS – *Root Mean Square* ou, em português, raiz do valor quadrático médio, ou ainda, valor eficaz;
- RNG – *Re-Normalisation Group*, inglês para Grupo de Renormalização;
- SGS – Escala submalha, do inglês *subgrid-scale*;
- SPH – *Smoothed Particle Hydrodynamics*, expressão em inglês para Hidrodinâmica de Partículas Suavizadas;
- SST – Transporte de tensão cisalhante, do inglês *Shear Stress Transport*;
- STB – *Shake-The-Box*, outro nome para o sistema de 4D-PTV;
- UFRGS – Universidade Federal do Rio Grande do Sul;
- UHE – Usina Hidrelétrica;
- URANS – *Unsteady RANS* ou, em português, RANS transiente;
- USBR – *United States Bureau of Reclamation*;

VOF – *Volume of Fluid*, termo em inglês para Volume de Fluido.

LISTA DE SÍMBOLOS

A lista de símbolos abaixo é válida para o Capítulo 2. Os Capítulos 3 a 5 contêm, cada um, a sua própria lista de símbolos.

B : largura do canal;

b_i : componentes da aceleração devido a forças de campo, na direção i ;

C_p' : coeficiente de flutuação de pressão;

C_p^+ e C_p^- : coeficientes extremos de flutuação de pressão positiva ou negativa, respectivamente;

C_s : coeficiente de Smagorinsky;

F : número de Froude do escoamento;

F_1 : número de Froude na seção de entrada do ressalto hidráulico;

f_{aq} : frequência de aquisição de dados;

g : aceleração devido à gravidade;

H_1 : energia disponível na entrada da bacia de dissipação;

k_c^{res} e k_f^{res} : energia cinética de turbulência resolvida pela LES com malhas grossa e fina, respectivamente;

IQ_{LES} : índice de qualidade da simulação LES;

I_x e I_y : escalas de comprimento integral nas direções x e y , respectivamente;

L : ordem de grandeza das grandes escalas;

L_j : comprimento do ressalto hidráulico;

L_r : comprimento do rolo do ressalto hidráulico;

l_x e l_y : dimensões da laje nos sentidos x e y , respectivamente;

p : pressão instantânea;

\bar{p} : média temporal da série de pressões instantâneas;

p' : parcela flutuante da pressão instantânea;

Q : vazão volumétrica;

q : vazão volumétrica específica ou unitária;

R : número de Reynolds do escoamento;

R_1 : número de Reynolds na seção de entrada do ressalto hidráulico;

$\overline{S_{ij}}$: tensor de taxa de deformação;

S' : fator de afogamento do ressalto hidráulico;
 S^* : grau de submergência do ressalto hidráulico;
 s : espessura da laje da bacia de dissipação;
 T_{am} : tempo de amostragem ou de aquisição;
 T_w : lâmina de água de jusante (*tailwater*);
 t : tempo;
 U_1 e U_2 : médias espaciais das velocidades nas seções de entrada e saída do ressalto hidráulico, respectivamente;
 u_i : velocidade do escoamento na direção i ;
 \bar{u}_i : média temporal do componente da velocidade na direção i ;
 u'_i : componente flutuante da velocidade na direção i ;
 u_m : velocidade máxima no sentido longitudinal, na seção analisada;
 x : distância longitudinal tomada a partir do início da bacia de dissipação e direção longitudinal do escoamento;
 x_i : direções do sistema cartesiano;
 y : lâmina de água do escoamento e sentido vertical (positivo para cima);
 y_o : lâmina de água de montante;
 y_1 e y_2 : lâminas de água na entrada e na saída do ressalto hidráulico, respectivamente, também conhecidas como alturas conjugadas rápida e lenta;
 W_1 : número de Weber na seção de entrada do ressalto hidráulico;

 α : ângulo que o plano inclinado a montante forma com a horizontal;
 Γ : distância longitudinal tomada a partir do início da bacia de dissipação, adimensionalizada;
 γ : peso específico da água;
 γ_c : peso específico do concreto;
 ΔH : perda de carga ao longo do ressalto, em metros de coluna d'água equivalente;
 $\Delta p_{máx}^+$ e $\Delta p_{máx}^-$: flutuações de pressão máximas positiva e negativa, respectivamente;
 Δs : comprimento médio do lado das células paralelepípedicas da malha;
 δ_1 : ordenada do perfil de velocidades em que a velocidade u é igual à velocidade máxima u_m ;
 δ_{ij} : delta de Kronecker;
 ε_{LES} : erro total de alguma grandeza genérica numa simulação LES;

ε_{num} : erro de alguma grandeza genérica associada à discretização numa LES;

ε_{SGS} : erro de alguma grandeza genérica associada ao modelo submalha numa LES;

ϵ : razão entre a força cisalhante integrada sobre a área do fundo da bacia de dissipação e a pressão externa no início do ressalto;

ζ : ordem de precisão do esquema numérico;

η : escala de Kolmogorov;

θ : ângulo correspondente à taxa de expansão do escoamento turbulento;

Λ : coeficiente geral de redução, função das dimensões da laje;

λ_1 : parâmetro adimensional que corresponde ao quadrado do número de Froude F_1 ;

μ : coeficiente de viscosidade dinâmico;

ν : coeficiente de viscosidade cinemático;

ν_t : coeficiente de viscosidade turbulento;

ρ : massa específica da água;

τ_{ij}^s : tensão de Reynolds de escala submalha (*subgrid-scale Reynolds stress*);

ω : razão entre os lados médios das células das malhas grosseira e fina;

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	25
1.1	CONTEXTUALIZAÇÃO E JUSTIFICATIVA	25
1.2	OBJETIVOS	28
1.2.1	Objetivo geral	28
1.2.2	Objetivos específicos	28
1.3	ESTRUTURA DA TESE	29
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	31
2.1	RESSALTO HIDRÁULICO	31
2.1.1	Grandezas geométricas e cinemáticas do ressalto	32
2.1.1.1	Alturas conjugadas	33
2.1.1.2	Comprimento do rolo	35
2.1.1.3	Comprimento do ressalto hidráulico	37
2.1.2	Formas e tipos do ressalto	38
2.1.2.1	Quanto ao número de Froude	39
2.1.2.2	Quanto à condição de montante	40
2.1.2.3	Quanto ao grau de afogamento	41
2.1.3	Dissipação de energia	42
2.1.4	Incorporação de ar	44
2.1.5	Grandezas turbulentas do ressalto	46
2.1.5.1	Medições de pressões	47
2.1.5.2	Medições de velocidades	49
2.2	BACIAS DE DISSIPAÇÃO	52
2.2.1	Projeto e dimensionamento	55
2.2.2	Danos e incidentes	58
2.3	FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL	60
2.3.1	Definição, histórico, equações envolvidas e aplicações	60
2.3.2	Modelagem da turbulência	63
2.3.2.1	Abordagens RANS	66
2.3.2.2	Simulações Numéricas Diretas (DNS)	69
2.3.2.3	Simulações de Grandes Escalas (LES e DES)	71
2.3.3	Verificação e validação	77
2.3.4	Pressões obtidas com CFD: valores médios e flutuantes	79

3	ARTIGO 1 – SIMULAÇÕES DE GRANDES ESCALAS DE PRESSÕES EXTREMAS EM RESSALTOS HIDRÁULICOS COM BAIXO NÚMERO DE FROUDE	86
3.1	INTRODUCTION.....	87
3.2	MATERIALS AND METHODS	90
3.2.1	Experimental data	90
3.2.2	Flow equations and turbulence treatment of numerical simulations.....	91
3.2.3	Simulation settings	92
3.2.4	Grid choice.....	95
3.2.5	Validation	100
3.3	RESULTS AND DISCUSSION	102
3.4	CONCLUSIONS.....	107
3.5	NOTATION.....	108
3.6	REFERENCES	110
4	ARTIGO 2 – CAMPO DE VELOCIDADES EM BACIAS DE DISSIPAÇÃO POR RESSALTO HIDRÁULICO COM BAIXO NÚMERO DE FROUDE	114
4.1	INTRODUCTION.....	115
4.2	MATERIALS AND METHODS	118
4.2.1	Experimental setup and tests.....	118
4.2.2	Data acquisition and filtering.....	119
4.3	RESULTS AND DISCUSSION	122
4.4	CONCLUSIONS.....	132
4.5	NOTATION	133
4.6	REFERENCES	134
5	ARTIGO 3 - VELOCIMETRIA 4D POR RASTREAMENTO DE PARTÍCULAS EM UM RESSALTO ONDULADO	137
5.1	INTRODUCTION.....	138
5.2	EXPERIMENTAL SETUP AND METHODOLOGY	141
5.2.1	Flow condition and experimental facility	141
5.2.2	Shake-the-box (4D Particle Tracking Velocimetry).....	142
5.2.3	Other instrumentation	144
5.3	VALIDATION	146
5.4	RESULTS	148
5.5	DISCUSSION	158
5.6	CONCLUSION	161
5.7	NOTATION	161

5.8	REFERENCES	163
6	CONSIDERAÇÕES FINAIS	166
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	170
	APÊNDICE A – EXEMPLO DE APLICAÇÃO DAS EQUAÇÕES INTRODUZIDAS NOS CAPÍTULOS 3 E 4.....	179

1 INTRODUÇÃO

1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO E JUSTIFICATIVA

A acumulação de água a montante de uma barragem com a finalidade de fazê-la passar por uma turbina e gerar eletricidade é um exemplo prático de utilização da energia potencial gravitacional de um escoamento: aproximadamente 20% da eletricidade global é gerada dessa forma. A hidroeletricidade é a maior fonte de energia primária não-fóssil, combinando baixo custo relativo, alta versatilidade para cobrir demandas de pico e um caráter multipropósito presente na maioria dos grandes reservatórios (irrigação, abastecimento humano, dessedentação animal, proteção contra enchentes, recreação, entre outros). Todas estas vantagens contribuem para fazer desta fonte uma das mais desejáveis em um mundo buscando fugir dos combustíveis fósseis. Esta conclusão parece ser fortalecida pelo fato de que, em escala global, a maior parte desta fonte de energia ainda não foi aproveitada: a Agência Internacional de Energia (IEA, *International Energy Agency*) contabilizou, em 2020, uma geração hidrelétrica de 4,3 PWh, e estima que essa quantia equivale a 47% do potencial mundial anual economicamente factível (IEA, 2021). Como já era de se esperar, o potencial não aproveitado está desigualmente distribuído pelo mundo. A Europa, a América do Norte, a Austrália e o Japão já aproveitaram a maior parte da sua capacidade de geração hidrelétrica de grande porte, mas, até o momento, a América Latina aproveitou menos que um quarto, a Ásia, menos que um quinto, e a África, menos que um vigésimo dos seus respectivos potenciais totais (SMIL, 2017).

No cenário brasileiro, são as regiões sul e sudeste que já aproveitaram a maior parte de seus potenciais hidrelétricos de grande porte. Diante disso, e levando em conta que a região norte concentra 43% do potencial hidrelétrico do Brasil, estimado em 261,4 GW, a atenção do planejamento nacional tende a se voltar para lá, onde há pelo menos dois aproveitamentos de grande porte previstos para a próxima década (EPE, 2007, 2022).

Conforme já mencionado, as barragens podem ter múltiplas finalidades, e sua existência está associada a diversos benefícios para a sociedade. Para evitar acidentes, toda barragem deve possuir um sistema de segurança, composto, em geral, por um vertedouro e um dissipador de energia. Conforme Guo (1988 apud HAGER, 1992), um dos tipos de dissipador de energia mais comumente empregados é a bacia de dissipação, que representava, há 30 anos, aproximadamente um terço

de todas as estruturas dissipadoras em barragens. Bacias de dissipação são, basicamente, formadas por lajes de concreto justapostas, sobre as quais se força a ocorrência de ressaltos hidráulicos. Estes, por sua vez, são fenômenos altamente turbulentos, acompanhados de incorporação de ar e variações bruscas de velocidades e pressões, capazes de promover uma ótima taxa de dissipação de energia. A dissipação de energia é essencial em sistemas de segurança, porque contribui para que o escoamento vertido seja devolvido ao curso d'água da forma mais natural e suave possível (BAYON; MACIÁN-PÉREZ; VALLÉS-MORÁN; LÓPEZ-JIMÉNEZ, 2019).

De acordo com Chanson (2015), a energia em excesso que deve ser dissipada em eventos extremos muitas vezes excede a energia produzida em uma usina nuclear. A magnitude dessa dissipação dá uma ideia da intensidade da turbulência presente em um ressalto hidráulico, refletida nas fortes flutuações de pressões e velocidades, que, por sua vez, são um dos principais mecanismos responsáveis pelo processo dissipativo (HAGER, 1992). Estas flutuações de pressões e velocidades, entretanto, são capazes de provocar diferentes tipos de danos e falhas em estruturas hidráulicas e, por isso, um bom dimensionamento deve passar pelo conhecimento dos esforços a que a estrutura será submetida. O Volume VII do Manual do Empreendedor sobre Segurança de Barragens (ANA, 2016) alerta que uma resistência adequada à erosão e à cavitação, bem como uma adequada dissipação de energia, são alguns dos aspectos do dimensionamento do vertedouro e de componentes associados que mais influenciam na segurança dessas estruturas.

Por causa das diferenças nas características de ressaltos hidráulicos, estes podem ser subdivididos em dois principais tipos: baixos números de Froude ($F_1 < 4,5$) e altos números de Froude ($F_1 > 4,5$), correspondendo, respectivamente, a vertedouros de baixas e altas quedas (CHANSON, 2015). Ocorre que, na Amazônia brasileira (que pode, simplificada, ser aproximada como uma grande planície), as barragens implementadas se enquadram, em geral, no primeiro grupo, em função das elevadas vazões específicas e das baixas declividades dos rios. Ademais, menciona-se aqui, a título de exemplo no contexto europeu, a Barragem de Crestuma-Lever, no rio Douro, a qual é considerada como de baixa queda (12 m). Foram observados danos por erosão no leito a jusante da bacia de dissipação, causados por diferenças entre a curva-chave teórica e a observada para o nível de jusante (MELO; SILVA; FERNANDES; CALDEIRA; LUÍS MIRANDA, 2014). Já na África, vale citar a

Barragem do Grande Inga, um conjunto de hidrelétricas em fase de projeto que, somadas, poderão resultar numa potência instalada de mais de 40 GW no Rio Congo, o segundo maior do mundo em vazão. O empreendimento, que será composto de diversas etapas, possivelmente contará com barragens de baixas quedas ao longo de sua implementação (*“Grand Inga Hydroelectric Project: An Overview”*, 2015). Apesar de o ressalto hidráulico já ter sido estudado por diversos pesquisadores, pouco ainda se conhece sobre ressaltos com baixos números de Froude, principalmente no que diz respeito à caracterização das flutuações de pressão e velocidades.

Devido aos altos níveis de turbulência, ao caráter tridimensional e à aeração do escoamento presentes neste tipo de fenômeno, abordagens analíticas são complexas e, conseqüentemente, raras. Assim, modelagem experimental e numérica acabam sendo as principais abordagens a que se pode recorrer a fim de se estudar ressaltos hidráulicos (BAYON; MACIÁN-PÉREZ; VALLÉS-MORÁN; LÓPEZ-JIMÉNEZ, 2019). Toda forma de modelagem, entretanto, envolve limitações. Enquanto modelos experimentais são caros, suscetíveis a efeitos de escala, exigem manutenção e dependem de boa instrumentação e operadores, modelos numéricos dependem de validação e ainda possuem dificuldades em representar processos físicos como a incorporação de ar, por exemplo (CARVALHO; LEMOS; RAMOS, 2008).

Assim, a relevância desta tese se apoia na provável e futura implementação de aproveitamentos hidrelétricos de baixas quedas (especialmente na planície amazônica, mas também na África, Ásia e demais regiões com potencial hidrelétrico disponível), que deverão contar com sistemas de extravasamento econômicos e bem dimensionados. Também se apoia na importância de se estabelecer uma caracterização para as pressões e velocidades em ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude que possivelmente serão formados nas bacias de dissipação daqueles empreendimentos. Além disso, aspectos como a inexistência de uma caracterização do campo de velocidades em bacias de dissipação por ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude, a ausência de estudos baseados em simulações computacionais visando a obtenção de pressões extremas em ressaltos hidráulicos deste tipo, e o emprego de uma técnica baseada em imagens que, de acordo com o universo de trabalhos consultados na revisão da literatura, ainda não havia sido utilizada para a medição de velocidades em ressaltos hidráulicos, evidenciam o caráter original das contribuições materializadas nesta tese.

1.2 OBJETIVOS

1.2.1 Objetivo geral

O objetivo principal desta pesquisa é caracterizar o campo de pressões, velocidades e parâmetros derivados presentes em ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude ($F_1 < 4,5$), a partir de séries de pressões e velocidades instantâneas, dando especial enfoque à sua aplicação em bacias de dissipação, valendo-se, para isso, de modelagem tanto física quanto numérica.

1.2.2 Objetivos específicos

Para se atingir o objetivo principal, foram estabelecidos os seguintes objetivos secundários:

- i) Com o código FLOW-3D, conduzir simulações numéricas de ressaltos hidráulicos com baixo número de Froude a fim de extrair destas simulações séries de pressões instantâneas e compará-las, por meio da análise de parâmetros estatísticos, com dados provenientes de experimentação em modelo físico, visando verificar a capacidade de códigos numéricos quanto à reprodução das grandezas analisadas;
- ii) Avaliar grandezas de turbulência a partir de séries de velocidades instantâneas coletadas em um modelo físico de bacia de dissipação por ressalto hidráulico com baixo número de Froude a jusante de vertedouros, objetivando, simultaneamente, a caracterização do fenômeno e a comparação com resultados obtidos em ressaltos hidráulicos a jusante de comportas de fundo;
- iii) Relacionar as flutuações de pressão que ocorrem no fundo da bacia de dissipação e as flutuações de velocidades que se desenvolvem no interior de ressaltos hidráulicos com baixo número de Froude, por meio de tendências observadas nos seus comportamentos e do ajuste de equações.
- iv) Investigar a capacidade da técnica de medição “4D-PTV”, aplicando-a ao caso do ressalto ondulado para fornecer uma caracterização, com alto nível de discretização, do seu campo de velocidades em termos de velocidades médias, desvios-padrão, tensões de Reynolds, energia

cinética de turbulência, escalas integrais de turbulência, entre outras grandezas.

1.3 ESTRUTURA DA TESE

Esta tese está estruturada da seguinte forma:

- Capítulo 1: introduz o tema da tese e expõe sua motivação e seus objetivos;
- Capítulo 2: consiste de uma revisão bibliográfica, abrangendo ressaltos hidráulicos, bacias de dissipação e aspectos de modelagem numérica e física;
- Capítulo 3: artigo sobre o emprego de fluidodinâmica computacional e do *software* FLOW-3D para a geração de séries de pressão instantânea em bacias de dissipação por ressalto hidráulico com baixo número de Froude;
- Capítulo 4: apresenta o segundo artigo da tese, o qual se baseia em experimentação física, coleta e análise de velocidades instantâneas em ressaltos hidráulicos com baixo número de Froude a jusante de vertedouros;
- Capítulo 5: contém o terceiro artigo da tese, no qual se utiliza uma técnica recente (desenvolvida na década passada) de rastreamento de partículas suspensas em fluidos para caracterizar o campo de velocidades de um ressalto ondulado;
- Capítulo 6: traz as considerações finais da tese e recomendações para trabalhos futuros.

Para distinguir entre texto “*extra-artigo*” e texto “*in-artigo*”, foi utilizada a fonte Arial para aquele e Times New Roman para este. Além disso, como os artigos foram ou serão submetidos para periódicos internacionais, o separador decimal utilizado no texto “*in-artigo*” é o ponto, e não a vírgula. Também por este motivo, as citações, as referências e demais especificidades de formatação não necessariamente seguem as normas estabelecidas pela ABNT. A Tabela 1.1 é um quadro resumo dos ressaltos hidráulicos estudados nos Capítulos 3, 4 e 5 da tese.

Tabela 1.1 – Ressaltos hidráulicos analisados ao longo da tese

	Caso	q (m²/s)	y_1 (m)	F_1	Abordagem (técnica)
Capítulo 3 (Artigo 1)	I	0,063	0,030	3,8	Numérica (FLOW-3D, LES Smagorinsky)
	II	0,125	0,057	3,0	
	III	0,250	0,108	2,3	
Capítulo 4 (Artigo 2)	I	0,125	0,057	3,0	Experimental (ADV)
	II	0,250	0,105	2,3	
	III	0,375	0,162	1,9	
	IV	0,480	0,206	1,6	
Capítulo 5 (Artigo 3)	-	0,104	0,073	1,7	Experimental (4D-PTV)

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Esta seção é dedicada à explanação dos principais conceitos empregados ao longo do trabalho, e à apresentação de publicações relevantes e recentes que tangem os tópicos aqui abordados. Está subdividida em três partes: na primeira (Tópico 2.1), introduz-se o ressalto hidráulico, as formas que o fenômeno assume e aspectos como dissipação de energia, incorporação de ar, esforços hidrodinâmicos e técnicas existentes para medições de velocidades em ressaltos hidráulicos. A segunda parte (Tópico 2.2) aborda a aplicação do ressalto hidráulico em bacias de dissipação e, adicionalmente, temas como o dimensionamento dessa estrutura e ocorrências históricas de acidentes, danos e falhas. O foco da terceira parte (Tópico 2.3) é a fluidodinâmica computacional, principais equações, os modelos de turbulência mais comumente empregados e aplicações em ressaltos hidráulicos.

2.1 RESSALTO HIDRÁULICO

À passagem do escoamento supercrítico para o escoamento subcrítico, dá-se o nome de ressalto hidráulico (CHOW, 1959), sendo o número de Froude F um parâmetro adimensional que relaciona as grandezas inerciais e gravitacionais do escoamento, podendo ser calculado para canal de seção transversal retangular fazendo-se:

$$F = \frac{U}{\sqrt{g \cdot y}} \quad \text{Equação 2.1}$$

na qual:

U é a velocidade média do escoamento;

g é a aceleração gravitacional;

y é a profundidade de água do escoamento.

Quando se está referindo à seção de entrada do ressalto, é comum se utilizar o subscrito 1 (F_1, U_1, y_1), enquanto na seção de saída utiliza-se o subscrito 2. Esta é a terminologia utilizada também no presente trabalho.

O ressalto hidráulico vem despertando interesse como objeto de estudo desde, pelo menos, a passagem do século XV para o XVI, quando Leonardo da Vinci produziu

os primeiros esboços esquemáticos do fenômeno. Os estudos formais com caráter experimental e analítico, entretanto, iniciaram no século XIX com Bidone, em 1820, e Bélanger, em 1828 (DE PADOVA; MOSSA, 2021).

Algumas características que normalmente são encontradas em ressaltos hidráulicos e que auxiliam na sua descrição são: escoamento altamente turbulento, com variações bruscas de velocidades e pressões (comportamento comumente chamado de macroturbulência); escoamento bifásico, devido à incorporação de ar; dissipação de energia e produção de som; aumento da lâmina d'água; formação de ondas a jusante; pulverização (*spray*) de água; forte curvatura das linhas de corrente. Todos estes itens contribuem para a versatilidade do fenômeno, podendo-se citar algumas das suas diversas aplicações: como dissipador de energia a jusante de barragens, prevenindo erosão na região do pé do barramento; mistura de substâncias químicas e aeração em estações de tratamento de água; indicação de condições especiais de escoamento, como o escoamento supercrítico ou a presença de uma seção de controle; remoção de bolsões de ar de sistemas de abastecimento de água; entre outros (CHOW, 1959; HAGER, 1992; GONZALEZ; BOMBARDELLI, 2005; JESUDHAS; BALACHANDAR; ROUSSINOVA; BARRON, 2018).

O grande interesse sobre o ressalto hidráulico por parte da comunidade acadêmico-científica se reflete na enorme quantidade de trabalhos abordando o fenômeno. Apesar disso, ainda não foram obtidos um consenso científico sobre o tema e uma compreensão completa do fenômeno, abrangendo a caracterização dos esforços turbulentos para todas as faixas do números de Froude, envolvendo sua ocorrência em canais de diferentes geometrias e rugosidades e, ao mesmo tempo, interrelacionando análises experimentais, numéricas e analíticas (GONZALEZ; BOMBARDELLI, 2005; DE PADOVA; MOSSA, 2021).

2.1.1 Grandezas geométricas e cinemáticas do ressalto

A Figura 2.1 é um esquema de um ressalto hidráulico a jusante de um vertedouro e contém algumas variáveis relevantes que serão recorrentemente utilizadas nas análises conduzidas ao longo desta tese: Q é a vazão volumétrica; x é a distância longitudinal tomada a partir do encontro da curva de concordância do vertedouro com o início da bacia de dissipação; y_0 é a lâmina d'água a montante do vertedouro; y_1 e y_2 são as alturas conjugadas rápida e lenta, respectivamente; T_w é a

lâmina d'água de jusante do ressalto hidráulico que, caso seja maior que y_2 , acarreta no afogamento do ressalto (linha tracejada); L_r e L_j são os comprimentos do rolo e do ressalto propriamente dito, respectivamente; ΔH é a energia dissipada ao longo do ressalto hidráulico; U_1 e U_2 são as velocidades médias nas seções de entrada e saída, necessárias para o cálculo das alturas de energia cinética $U_1^2/2g$ e $U_2^2/2g$.

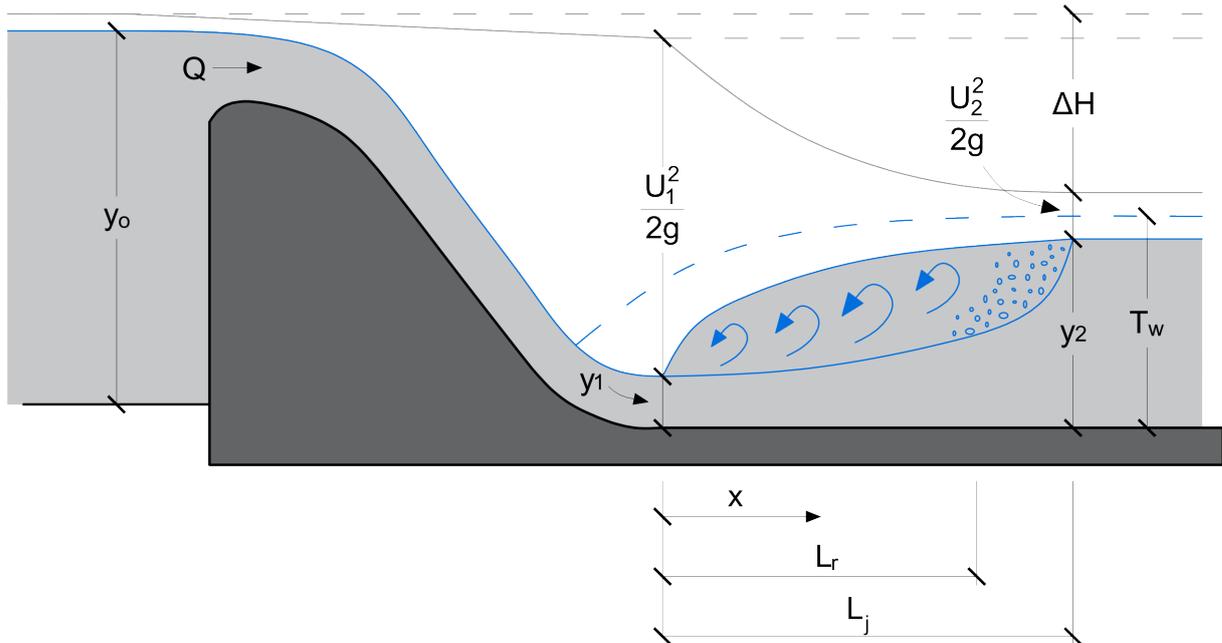


Figura 2.1 – Principais grandezas geométricas e cinemáticas do ressalto a jusante de um vertedouro.

2.1.1.1 Alturas conjugadas

O dimensionamento hidráulico de uma bacia de dissipação deve passar pela determinação das alturas conjugadas. Devido à sua importância, diversos trabalhos foram dedicados ao desenvolvimento de equações para a determinação destas grandezas geométricas. Uma das primeiras equações desenvolvidas para esta finalidade é a de Bélanger (1828), apresentada na Tabela 2.1. Apesar de consagrada e frequentemente utilizada até hoje, esta equação assume diversas hipóteses de simplificação, como, por exemplo, a omissão dos esforços cisalhantes de parede.

Rajaratnam (1965) buscou contornar essa deficiência, incluindo em sua equação (Tabela 2.1) o coeficiente ϵ , função de F_1 (Figura 2.2), que representa a razão entre a força cisalhante integrada sobre a área do fundo e a pressão externa no início do ressalto. No estudo do autor, o coeficiente ϵ foi calculado a partir de valores de tensões de cisalhamento medidas com um tubo de Preston. Conforme Rajaratnam (1965), a equação de Bélanger (1828) tende a superestimar a proporção y_2/y_1 em até

4% para $F_1 = 10$. Bhutto et al. (1989) apresentam em sua revisão diversas equações criadas para a determinação das alturas conjugadas. Na comparação que fizeram com dados experimentais de diversos autores, a equação de Rajaratnam (1965) foi a que apresentou os menores erros.

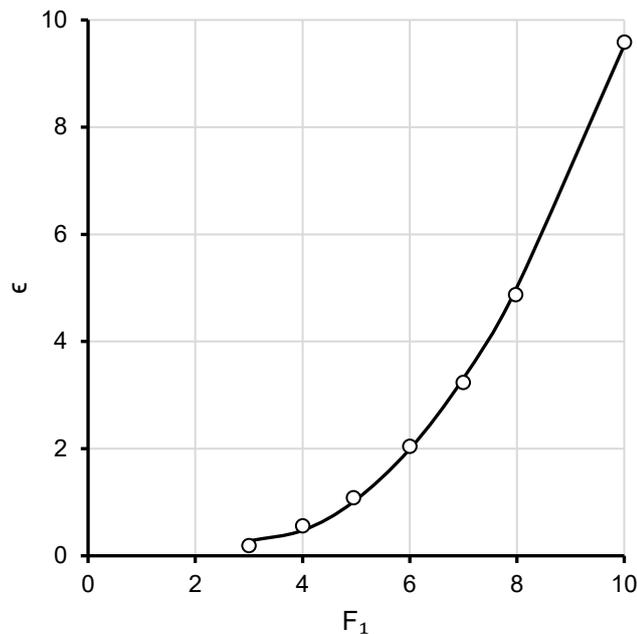


Figura 2.2 – Valor de ϵ em função de F_1 . Fonte: Rajaratnam (1965).

Hager e Bremen (1989) também criticaram a equação de Bélanger (1828), apresentando como exemplo um experimento de um ressalto hidráulico com $y_1 = 1,77$ mm, para o qual a equação consagrada acarretou num erro de 11,5%. Os autores introduzem a hipótese de que, além do número de Froude F_1 , o número de Reynolds $R_1 = U_1 y_1 / \nu$ também exerce influência sobre proporção entre as alturas conjugadas. A equação desenvolvida por Hager e Bremen (1989) relaciona F_1 , R_1 e as alturas conjugadas de forma implícita. Uma aproximação explícita (apresentada na Tabela 2.1) também foi oferecida pelos autores, porém sem muito ganho de praticidade.

Carollo et. al (2009) desenvolveram uma equação (Tabela 2.1) para as alturas conjugadas a partir de uma análise dimensional combinada com uma análise de autossimilaridade incompleta. Um dos coeficientes da equação foi ajustado empiricamente, empregando-se 266 valores experimentais de y_2/y_1 , resultando em uma relação que demonstrou um erro médio de 2,4% para a faixa $1,75 < F_1 < 12$.

Os trabalhos e as respectivas equações mencionadas são válidos para ressaltos hidráulicos livres ocorrendo sobre fundo plano e pouco rugoso. Com respeito às alturas conjugadas de ressaltos hidráulicos ocorrendo sobre canais inclinados ou envolvendo diferentes rugosidades, recomenda-se, para aprofundamento, a revisão feita por Alhamid e Negm (1996).

Tabela 2.1 – Equações para determinação das alturas conjugadas.

Trabalho	Equação
Bélangier (1828)	$\frac{y_2}{y_1} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + 8 F_1^2} - 1 \right]$
Rajaratnam (1965)*	$\left(\frac{y_2}{y_1}\right)^3 - \left(\frac{y_2}{y_1}\right) (1 - \epsilon + 2 F_1^2) + 2 F_1^2 = 0$
Hager e Bremen (1989)**	$\frac{y_2}{y_1} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + 8 F_1^2} - 1 \right] \times \left[1 - 0,70 (\log R_1)^{-2,5} \exp\left(\frac{F_1}{8}\right) \right] \\ \times \left[1 - 3,25 \frac{y_1}{B} \exp\left(\frac{F_1}{7}\right) (\log R_1)^{-3} \right]$
Carollo et. al. (2009)	$\frac{y_2}{y_1} = \sqrt{2} (F_1 - 1)^{0,963} + 1$

*Sendo ϵ função de F_1 , dado conforme a Figura 2.2.

**Sendo B a largura do canal.

2.1.1.2 Comprimento do rolo

De acordo com Chow (1959), por motivos econômicos, dificilmente uma bacia de dissipação será projetada com um comprimento tão grande quanto o do ressalto hidráulico. Esta prática se vale da hipótese de que a maior parte da dissipação, bem como as maiores flutuações de pressão, ocorrem na região do rolo (MARQUES; DRAPEAU; VERRETTE, 1997).

Hager et al. (1990) afirmam que a determinação do comprimento do rolo é mais fácil do que a do ressalto propriamente dito, devido à existência de uma definição formal consensual deste comprimento e também devido à possibilidade de sua observação visual. Os autores definem o comprimento do rolo como sendo a distância longitudinal entre a seção de entrada do ressalto e a seção onde ocorre o ponto de estagnação na superfície ($u = 0$), indicando assim a separação entre o escoamento com velocidade para montante e para jusante. Uma das equações empíricas apresentadas no seu trabalho está contida na Tabela 2.2. Esta equação é válida para

ressaltos com $y_1/B < 0,1$ e $2 < F_1 < 16$. Felder et al. (2021) investigaram os efeitos do escoamento de entrada sobre diferentes variáveis geométricas do ressalto, concluindo que o comprimento do rolo de ressaltos com escoamento incidente completamente desenvolvido é menor do que o de ressaltos com escoamento incidente parcialmente desenvolvido. Apesar das diferenças, ambas as séries de dados experimentais (escoamento incidente parcialmente e completamente desenvolvidos) foram bem descritas pela equação de Hager et al. (1990).

Marques et al. (1997), a partir da análise estatística envolvendo os coeficientes de assimetria e curtose e o desenvolvimento do desvio padrão calculados a partir de séries de pressão instantânea tomadas ao longo de uma bacia de dissipação, desenvolveram uma equação de fácil aplicação para a determinação do comprimento do rolo de ressaltos livres. A equação, função apenas das alturas conjugadas, está contida na Tabela 2.2 e é válida para $4,9 < F_1 < 9,3$.

A equação sugerida por Carollo et al. (2012), também apresentada na Tabela 2.2, é aplicável tanto para ressaltos livres quanto para ressaltos afogados a jusante de planos inclinados. A equação é pouco prática, principalmente por envolver a energia dissipada ao longo do ressalto ΔH , uma grandeza nem sempre disponível na etapa de projeto, ainda mais em se tratando de ressaltos afogados.

Tabela 2.2 – Equações para a determinação do comprimento do rolo.

Trabalho	Equação
Hager et al. (1990)	$L_r = y_1[-12 + 160 \tanh(F_1/20)]$
Marques et al. (1997)	$L_r = 6(y_2 - y_1)$
Carollo et al. (2012)*	$L_r = \Delta H[7,965 + 20,72(\tan \alpha)^{0,39}] \left(\frac{\Delta H}{H_1}\right)^{-0,534} \exp\left(-\frac{\Delta H}{0,168 H_1}\right) - \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta H}{0,168 H_1}\right)\right] 4,124 \ln\left(\frac{\Delta H}{H_1}\right)$

*Sendo $H_1 = y_1 + U_1^2/2g$ (energia disponível na entrada da bacia de dissipação) e α o ângulo que o plano inclinado de montante forma com a horizontal

Valero et al. (2018) apontam que os códigos numéricos possuem como vantagem a fácil localização do ponto de estagnação, isto é, a posição de ocorrência da velocidade horizontal nula na superfície livre. Sendo assim, a determinação do comprimento do rolo pode ser feita de forma direta. Apesar desta fácil determinação, ainda há uma certa dificuldade de os códigos numéricos acuradamente preverem tal

posição, especialmente os que se valem de abordagens RANS (Equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds, do inglês *Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations*).

2.1.1.3 Comprimento do ressalto hidráulico

Hager (1992) afirma que a determinação do comprimento do ressalto hidráulico é difícil, em especial pelo fato de não haver consenso quanto à determinação da sua seção de término, que, dependendo do autor, pode ser onde:

- a superfície livre se torna essencialmente plana, como em Rajaratnam (1967);
- a turbulência superficial diminuiu consideravelmente;
- a expulsão das grandes bolhas foi finalizada; ou
- as condições de escoamento gradualmente variado reaparecem, conforme Lopardo et al. (2004).

Hager (1992) também observou, a partir de dados experimentais, que $L_j \cong 1,4L_r$. Isto está de acordo com as proposições de Marques et al. (1997), que sugeriram a equação apresentada na Tabela 2.3. Combinando-se as equações propostas por Marques et al. (1997), chega-se à relação $L_j = 1,42L_r$.

Uma abordagem analítica do ressalto hidráulico ocorrendo sobre canal de seção de retangular, baseada na conservação dos momentos linear e angular, foi conduzida por Valiani (1997), através da qual foi possível estabelecer equações para a determinação da superfície livre do ressalto, do volume total de água nele contido e do seu comprimento total. A equação analítica está apresentada na Tabela 2.3 e é função apenas das alturas conjugadas e do ângulo correspondente à taxa de expansão do escoamento turbulento θ , para o qual sugere-se adotar o valor semiempírico $\theta \cong 5,5^\circ$.

Teixeira (2003) avaliou o comportamento dos valores médios e dos desvios-padrão, dentre outras grandezas estatísticas, obtidos a partir das séries de pressões instantâneas aquisitadas por Marques et al. (1997). Por meio do ajuste de equações aos pontos experimentais, o autor verificou que estes parâmetros atingiam uma zona de platô a partir de $8(y_2 - y_1)$, a qual considerou como sendo o comprimento do ressalto.

Mortazavi et al. (2016) foram os primeiros a simularem um ressalto hidráulico por meio da abordagem de turbulência DNS (Simulação Numérica Direta). Para um ressalto com $F_1 = 2$ e $R_1 = 11.000$, verificaram que os processos de troca e dissipação de energia se estendem por um comprimento longitudinal da ordem de aproximadamente 10 vezes a altura do ressalto (Tabela 2.3). Isso está em concordância com o comprimento encontrado por Simões et al. (2012), que analisaram a superfície livre de um ressalto hidráulico com $F_1 = 3$ por meio do emprego de sensores ultrassônicos. As equações apresentadas permitem inferir que ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude (estudos de Simões et al. (2012) e Mortazavi et al. (2016)) apresentam comprimentos de ordem 15% maior que ressaltos hidráulicos estáveis (equação de Marques et al. (1997)), e que ressaltos hidráulicos em geral apresentam comprimento de 8 a 10 vezes sua altura ($y_2 - y_1$).

Tabela 2.3 – Equações para a determinação do comprimento do ressalto.

Trabalho	Equação
Marques et al. (1997)	$L_j = 8,5(y_2 - y_1)$
Valiani (1997)	$L_j = \frac{2 y_1}{3 \tan \theta} \frac{\left[\left(\frac{y_2}{y_1}\right)^3 - 1\right]}{\frac{y_2}{y_1} \left(\frac{y_2}{y_1} + 1\right)}$
Teixeira (2003)	$L_j = 8(y_2 - y_1)$
Simões et al. (2012)	$L_j = 9,52(y_2 - y_1)$
Mortazavi et al. (2016)	$L_j \cong 10(y_2 - y_1)$

Para uma revisão mais aprofundada sobre este tema, recomenda-se o material disponível em Schulz et al. (2015). Recentemente, Daneshfaraz et al. (2024) verificaram que vertedouros escalonados com degraus rugosos geram uma diminuição de 3% a 8% nos valores de razão das alturas conjugadas, comprimento do rolo e comprimento do ressalto, quando comparados com vertedouros de degraus lisos.

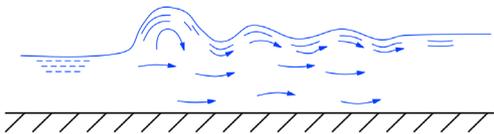
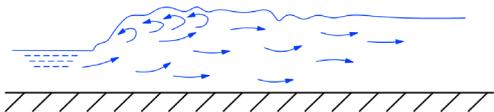
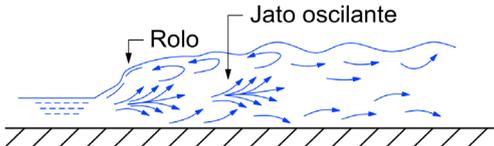
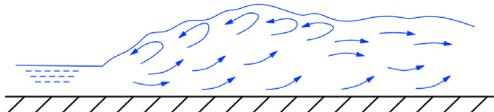
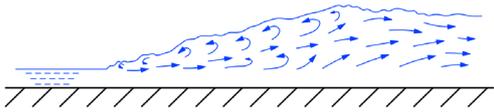
2.1.2 Formas e tipos do ressalto

A seguir, apresentam-se formas de classificar o ressalto hidráulico quanto ao número de Froude, à condição de montante e ao grau de afogamento.

2.1.2.1 Quanto ao número de Froude

Chow (1959) e Peterka (1984) estabeleceram faixas do número de Froude incidente F_1 segundo as quais o ressalto pode ser classificado. Elevatorski (1959) contém uma classificação muito semelhante, porém baseada no fator λ_1 , que é igual ao quadrado do número de Froude. Excetuando-se isto e pequenas diferenças na terminologia, as faixas sugeridas pelos autores são praticamente as mesmas. Em síntese, pode-se compreender a manifestação do ressalto hidráulico em suas diferentes formas conforme o disposto na Tabela 2.4.

Tabela 2.4 – Formas do ressalto quanto ao número de Froude. Figuras adaptadas de Chow (1959).

Representação esquemática	Faixa	Nomenclatura e descrição
	$1,0 < F_1 < 1,7$	Ressalto ondulado: pequenas perturbações da superfície; pouca diferença relativa entre as alturas conjugadas.
	$1,7 < F_1 < 2,5$	Ressalto fraco ou pré-ressalto: velocidades praticamente uniformes ao longo da seção transversal; formação de pequenos rolos na superfície.
	$2,5 < F_1 < 4,5$	Ressalto oscilante ou de transição: desenvolvimento de um jato oscilante na seção de entrada, direcionado ora ao fundo e ora à superfície. Formação de ondas que se propagam por longas distâncias.
	$4,5 < F_1 < 9,0$	Ressalto estacionário ou estável: é o menos sensível a variações na profundidade de jusante; apresenta boa dissipação de energia; é a faixa normalmente buscada pelo projetista de bacias de dissipação.
	$F_1 > 9,0$	Ressalto forte: a altura conjugada rápida torna-se relativamente pequena com o aumento da velocidade de entrada; há maiores riscos de erosão e cavitação no concreto.

Ao longo deste trabalho, referir-se-á aos ressaltos hidráulicos com baixo número de Froude como sendo aqueles compreendidos na faixa $F_1 < 4,5$, ou seja, a combinação de ressaltos ondulados, fracos e oscilantes. Ressalta-se que os valores

apresentados não são limites absolutos que discriminam mudanças abruptas de comportamento entre as faixas, havendo transições entre elas e variações que podem ser função, por exemplo, do número de Reynolds R_1 e do grau de desenvolvimento da camada limite no escoamento incidente, conforme demonstrado por Ohtsu et al. (2001).

2.1.2.2 Quanto à condição de montante

Na engenharia hidráulica, é comum se observar a ocorrência de ressalto hidráulicos a jusante de vertedouros, no caso de uma bacia de dissipação, ou então a jusante de uma comporta de fundo. Quando a seção de entrada coincide com o início da bacia, ou então com a posição imediatamente a jusante da comporta de fundo, diz-se que o ressalto é livre. Quando, por algum motivo, há um aumento no nível de jusante, o ressalto tende a se deslocar para montante, acarretando nas situações mostradas na Figura 2.3:

- ressalto afogado: é aquele que se desenvolve parcial ou integralmente sobre o plano inclinado ou vertedouro a montante;
- ressalto submergido: é aquele que ocorre a jusante de comportas de fundo, quando a lâmina d'água de jusante T_w é maior do que a altura conjugada lenta y_2 .

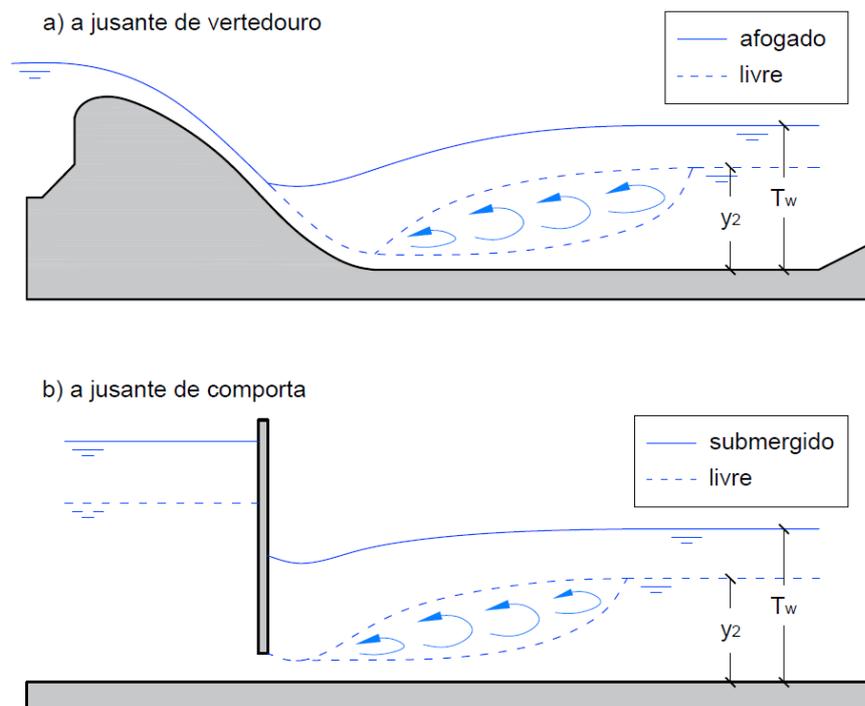


Figura 2.3 – Ressalto afogado e ressalto submergido.

2.1.2.3 Quanto ao grau de afogamento

Além de variações no nível de jusante, o posicionamento do ressalto hidráulico ao longo de uma bacia de dissipação também pode mudar a depender da vazão extravasada pelo vertedouro. Kindsvater (1944, apud HAGER, 1992) apresenta uma classificação (Figura 2.4) do grau de afogamento de ressalto hidráulicos ocorrendo em canais com um plano inclinado na região de montante, que pode também ser aplicada a sistemas extravasores de barragens (conjunto formado por vertedouro, curva de concordância e bacia de dissipação):

- a) o ressalto tipo A (também chamado de livre) ocorre quando a seção de entrada coincide com o início da bacia;
- b) o ressalto tipo B ocorre quando a seção de entrada do ressalto avança sobre o vertedouro;
- c) o ressalto tipo C ocorre quando o ressalto avançou tanto sobre o vertedouro que o término do rolo coincide com o início da bacia;
- d) o ressalto tipo D ocorre quando todo o rolo está sobre o vertedouro.
- e) o ressalto tipo Cl (clássico) é um ressalto genérico, podendo ocorrer em qualquer plano horizontal, sem necessariamente estar a jusante de um vertedouro ou de um plano inclinado;

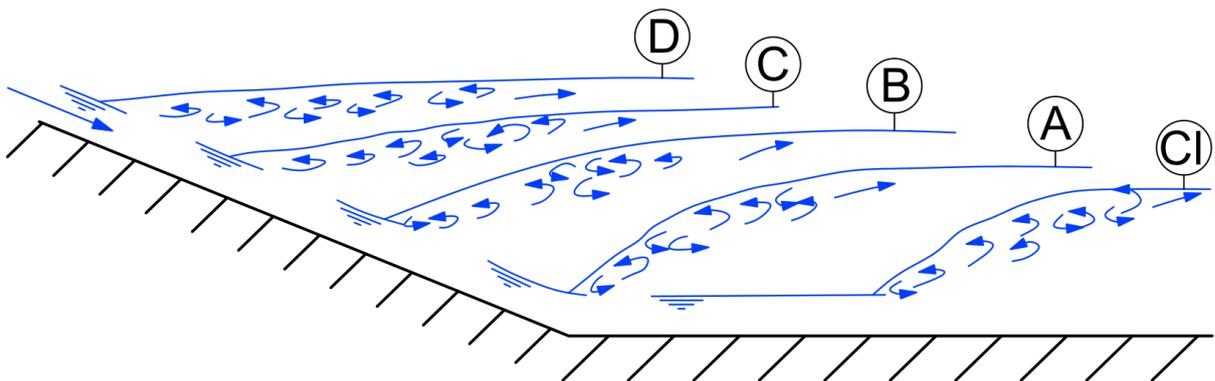


Figura 2.4 – Formas do ressalto hidráulico conforme o grau de afogamento. Adaptado de Hager (1992).

Uma outra forma de se avaliar o afogamento do ressalto é segundo o fator de afogamento S' , definido por Marques et al. (1999) como sendo função da lâmina de água de jusante T_w e da altura conjugada lenta y_2 ,

$$S' = \frac{T_w}{y_2}$$

Equação 2.2

que pode ser aplicada tanto para ressaltos a jusante de comportas quanto a jusante de vertedouros.

Segundo esta definição, ressaltos livres (ou tipo A) apresentam $S' = 1$, e ressaltos afogados (tipos B, C e D) apresentam $S' > 1$. O fator de afogamento S' proposto por Marques et al. (1999) relaciona-se com o fator de submergência S^* utilizado por Rajaratnam (1967) de acordo com a equação $S' = S^* - 1$.

É prática comum de engenharia que bacias de dissipação sejam projetadas para operar com nível de jusante de 5% a 10% maior que y_2 , ou seja, na condição B, uma vez que eventuais ocorrências de lâminas de jusante T_w menores que y_2 acarretariam no deslocamento do ressalto para jusante, o que implicaria na necessidade de bacias de dissipação mais compridas e, conseqüentemente, mais caras (BAPTISTA; LARA, 2014; CHANSON, 2015; USBR, 1987). Um outro motivo para tal prática é a incerteza associada à curva-chave do ressalto.

Os ressaltos mais abordados na literatura são os do tipo A, B e clássico. Quanto aos trabalhos abordando especificamente o ressalto tipo B, podem-se citar: Hager (1988), Adam et al. (1993), Carollo et al. (2011) e Wiest et al. (2020).

2.1.3 Dissipação de energia

A dissipação de energia certamente é a característica mais relevante do ressalto hidráulico em aplicações de engenharia hidráulica (VALERO; VITI; GUALTIERI, 2019). O trecho a seguir auxilia na compreensão do termo “energia”:

De longe, a definição mais comum de energia é “a capacidade de exercer trabalho”, mas a total implicação desta simples afirmação somente se torna clara quando se avança para além do pensamento de que trabalho é apenas esforço mecânico – em linguajar físico: energia transferida por meio da aplicação de força sobre uma distância; em linguajar comum: uma tarefa a ser executada, seja redigir uma carta ou transplantar mudas de arroz – e se aplica o termo de forma genérica para se referir a qualquer processo que causa uma mudança (de posição, velocidade, temperatura, composição) sobre um determinado sistema (um organismo, uma máquina, um planeta). (SMIL, 2017, p. 16, tradução do autor)

Esta definição se aplica muito bem ao ressalto hidráulico, uma vez que este consiste de uma série de interações de diferentes naturezas, causando mudanças em um determinado sistema (neste caso, o volume misto de água e ar compreendido entre as alturas conjugadas). Como exemplos de mecanismos que, combinados, promovem a dissipação de energia no ressalto, podem-se citar:

- a presença de um escoamento extremamente turbulento (cascata de energia até, por fim, a dissipação na forma de calor);
- significativas flutuações de pressões e velocidades;
- a formação de ondas a jusante do ressalto e borrifos de água;
- a incorporação de ar que acarreta em interações bifásicas;
- o cisalhamento com as paredes, no caso de uma bacia de dissipação (BOWERS; TOSO, 1988; CHANSON, 2015; HAGER, 1992).

O estudo de Mortazavi et al. (2016) permitiu avaliar os processos de troca de energia ao longo do ressalto. A linha tracejada vertical da Figura 2.5 representa a posição média do pé do ressalto ($x^*/y_1 = 6,2$). É possível observar que a transformação de energia cinética em energia de pressão inicia antes mesmo desta posição, provavelmente devido às oscilações do pé do ressalto. O pico da transformação em energia de pressão ocorre próximo à posição média de início do ressalto. Assim como para outras grandezas turbulentas, a dissipação também atinge seu pico próximo ao pé do ressalto, em $x^*/y_1 = 7,5$, ou seja, a uma distância equivalente a $1,3y_1$ a jusante do seu pé. Em $2y_1$ a jusante do pé, aproximadamente, a transferência para energia de pressão sofre uma queda abrupta, e o restante da energia cinética é transformada em energia potencial ou então dissipada.

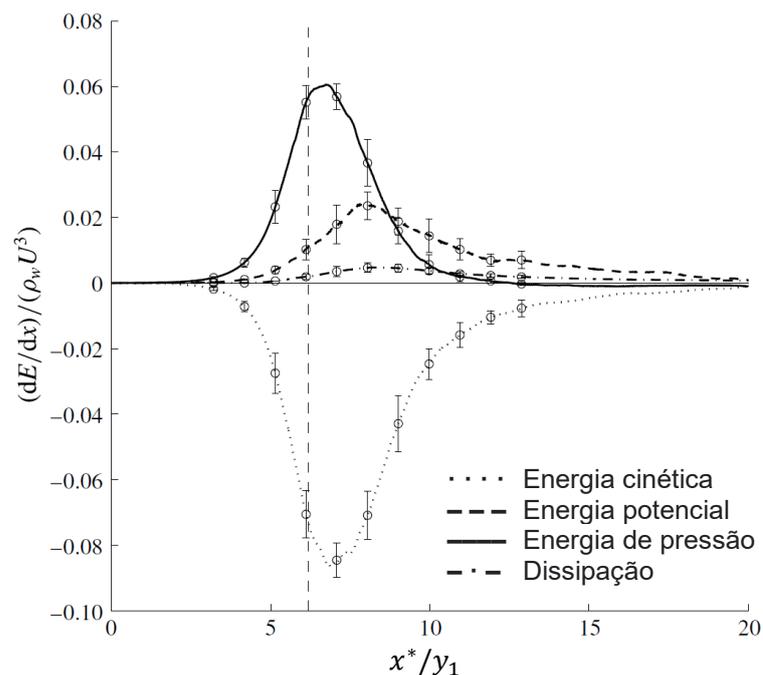


Figura 2.5 – Transferência de energia cinética para outras formas de energia. Fonte: adaptado de Mortazavi et al. (2016).

O controle da dissipação de energia em estruturas hidráulicas é de extrema importância. A taxa de dissipação de energia por metro em uma bacia de dissipação facilmente atinge valores acima da capacidade de uma turbina eólica. Em eventos hidrológicos extremos, a dissipação proporcionada pelo ressalto hidráulico pode até mesmo ultrapassar a potência produzida por uma usina nuclear. Toda essa dissipação deve ocorrer dentro de uma estrutura de concreto bem delimitada para assegurar a estabilidade do rio a jusante e uma operação segura da barragem (CHANSON, 2015; VALERO; VITI; GUALTIERI, 2019).

Peterka (1984) mostrou que a dissipação de energia relativa em um ressalto hidráulico é função do número de Froude na seção de entrada, F_1 (Figura 2.6). Pode-se observar que ressaltos com baixo número de Froude proporcionam até 45% de dissipação relativa, enquanto que, para ressaltos estáveis, este valor pode chegar a 70%.

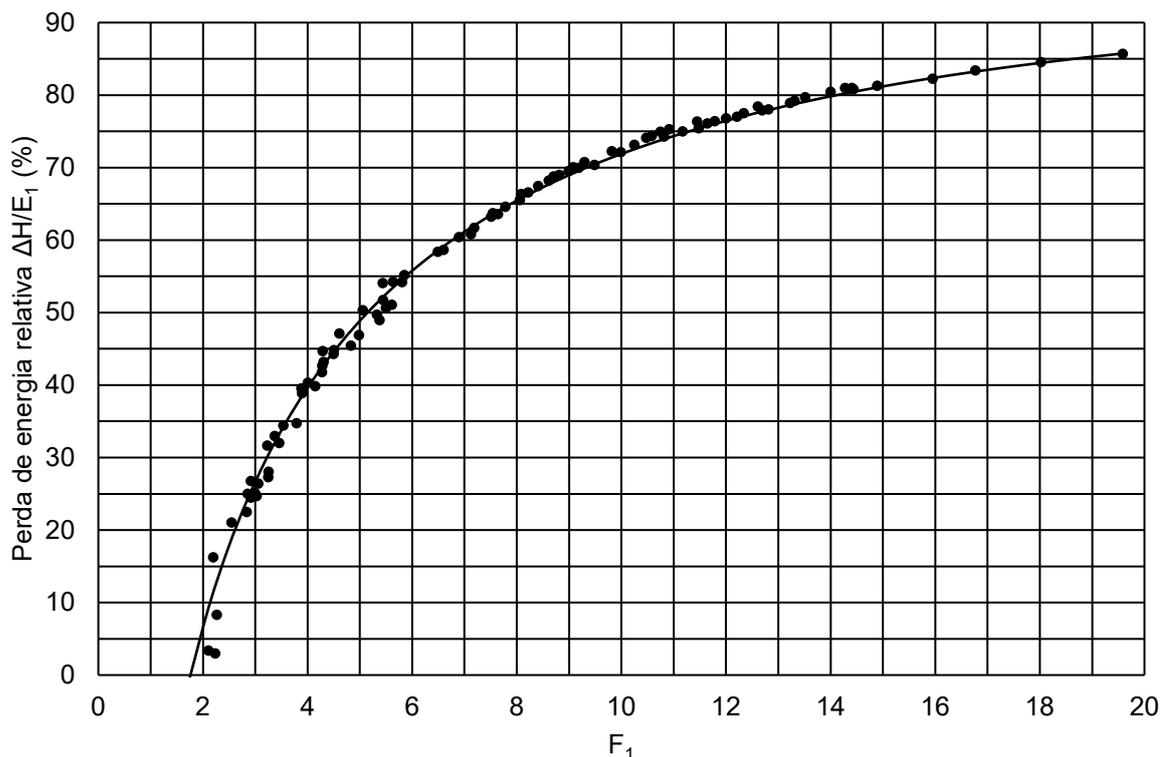


Figura 2.6 – Dissipação de energia em função do número de Froude. Adaptado de Peterka (1984).

2.1.4 Incorporação de ar

De acordo com Rajaratnam (1967), a mera observação do ressalto hidráulico já é o suficiente para se concluir que o ar é incorporado na massa de água por meio

do choque da recirculação do rolo com o jato incidente, conforme também indicado por Witt et al. (2015). A partir daí, o ar é transportado para regiões mais profundas e mais a jusante do ressalto e, finalmente, expulso da massa de água na forma de numerosas bolhas que sobem à superfície devido ao empuxo (Figura 2.7).



Figura 2.7 – Ressalto hidráulico formado para vazão específica $q = 0,375 \text{ m}^2/\text{s}$ e $F_1 = 1,9$. Steinke (2020).

Rajaratnam (1967) também afirma que a concentração de ar (razão entre o volume de ar e o volume da mistura água-ar) diminui ao se avançar tanto em direção ao fundo do ressalto quanto para jusante. Entretanto, o fim do ressalto não necessariamente corresponde à seção onde as bolhas cessam de ser visualmente observáveis. Segundo o autor, o comprimento do ressalto é normalmente menor do que o comprimento ao longo do qual as bolhas são transportadas.

Além disso, as concentrações de ar estão relacionadas com o número de Froude na entrada do ressalto: quanto maior o número de Froude, maiores as concentrações de ar observadas. Rajaratnam (1967) propôs uma relação exponencial entre o número de Froude e o valor máximo da concentração média tomada em cada seção transversal ao longo do ressalto. Hager (1992), entretanto, afirmou que a aplicação desta equação seria impossível para ressaltos hidráulicos com baixo número de Froude e propôs uma relação linear entre as duas grandezas.

O estudo de Chanson e Brattberg (2000) esclarece diversos aspectos do caráter bifásico do ressalto hidráulico, analisando grandezas como as distribuições de concentração de ar, a frequência de bolhas e as velocidades médias da mistura água-ar. Os autores verificaram que tais grandezas apresentam comportamentos significativamente distintos em duas regiões do ressalto: a camada de cisalhamento, inferior, e a zona de recirculação, superior (Figura 2.8). Os dados foram coletados a partir de dois ensaios, com $F_1 = 6,33$ e $F_1 = 8,48$.

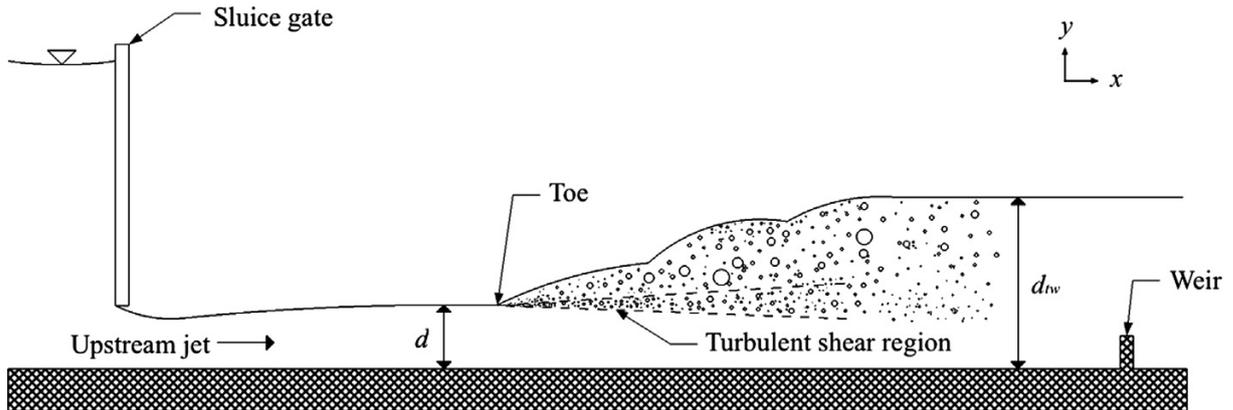


Figura 2.8 – Região de cisalhamento turbulento em um resalto hidráulico a jusante de comporta de fundo. Witt et al. (2015).

Outros exemplos de trabalhos experimentais que abordam o caráter bifásico do resalto e grandezas como concentração de ar e frequência de bolhas são: Murzyn et al. (2007), que estudaram ressaltos na faixa $1,9 < F_1 < 4,8$; Murzyn e Chanson (2009), que abrangeram as faixas $3,1 < F_1 < 8,5$ e $3,2 \times 10^4 < R_1 < 6,4 \times 10^4$; Chachereau e Chanson (2011), com ressaltos dentro das faixas $2,4 < F_1 < 5,1$ e $6,6 \times 10^5 < R_1 < 1,3 \times 10^5$; e Luo et al. (2023), que estudaram quatro ressaltos hidráulicos em bacia de dissipação com degrau abrupto, com $4,1 < F_1 < 10,3$.

Faz-se também pertinente mencionar alguns estudos numéricos sobre o assunto. Ma et al. (2011) utilizaram as abordagens de turbulência RANS e DES (*Detached Eddy Simulation*: técnica que aplica LES, *Large Eddy Simulation*, onde a malha é suficientemente fina para tal e RANS nas demais regiões; os conceitos de RANS e LES serão aprofundados no tópico 2.3.2) para simular um resalto hidráulico com $F_1 = 1,98$ e avaliar os perfis de fração de vazios. Embora esta grandeza tenha sido bem representada nas duas simulações, a simulação com DES apresentou melhor desempenho no processo de incorporação de ar. As pesquisas de Witt et al. (2015) e Witt et al. (2018) elucidam importantes aspectos sobre o diâmetro e o agrupamento das bolhas em um resalto com $F_1 = 4,38$, e como estas grandezas se relacionam com a estrutura de vórtices do fenômeno e a camada cisalhante, ilustrada na Figura 2.8.

2.1.5 Grandezas turbulentas do resalto

O termo “grandezas turbulentas” pode ser utilizado para se referir às pressões e velocidades flutuantes em algum fenômeno turbulento. Uma vez que a turbulência é um processo de difícil caracterização (ver tópico 2.3.2), desde a década de 1950 a

abordagem mais utilizada para o tratamento destas variáveis vem sendo a análise estatística.

O estudo das grandezas turbulentas é relevante por dois principais motivos: são utilizadas por engenheiros projetistas nos cálculos de projeto e dimensionamento de estruturas hidráulicas, especialmente no sistema extravasor de barragens (vertedouros e dissipadores de energia); além disso, estão associadas a diversos mecanismos de danos e falhas nas estruturas mencionadas (ver tópico 2.2.2). A Figura 2.9 apresenta uma linha do tempo de trabalhos clássicos que se dedicaram a estudar grandezas turbulentas no ressalto hidráulico. Trabalhos recentes, por meio de abordagens numéricas e experimentais, vêm investigando grandezas turbulentas em configurações não usuais de ressaltos hidráulicos: a jusante de um vertedouro escalonado com degraus convergentes (MILOVANOVIC; VOJT; ZINDOVIC; KUZMANOVIC; SAVIC, 2023), sobre um degrau súbito (DE PADOVA; MOSSA; SIBILLA, 2023) ou então sobre leito vegetado (BAI; NING; LIU; WANG, 2022).

2.1.5.1 Medições de pressões

O surgimento dos transdutores de pressão viabilizou as pesquisas de: King (1967), Vasiliev e Bukreyev (1967), Bowers e Tsai (1969), Abdul Khader e Elango (1974) e Toso e Bowers (1988), entre outros (Figura 2.9). A partir da coleta de pressões instantâneas junto ao fundo de ressaltos hidráulicos, os estudos mencionados contribuíram para a caracterização do campo desta variável, abrangendo, em suas análises, parâmetros como valores médios, valores flutuantes (desvio-padrão), percentis extremos, assimetria e curtose, autocorrelação, correlação cruzada longitudinal e transversal e análise espectral, entre outros.

Li et al. (2022) fizeram um apanhado de como as flutuações de pressão se relacionam com diversos tipos de danos: a) quando a pressão flutuante instantânea atinge valores muito elevados, podem ocorrer danos por erosão nas superfícies; b) por outro lado, quando a pressão é excessivamente pequena e menor que a pressão de vapor, pode ocorrer o fenômeno da cavitação, que também agride superfícies de concreto; c) pode ocorrer ressonância quando a frequência dominante das pressões flutuantes é igual à frequência natural da estrutura vertente; d) também pode haver propagação periódica das ondas de pressão através de fissuras, o que pode acarretar em problemas como aumento das fissuras, descascamento do concreto e erosão do

leito do rio. A Figura 2.10 ilustra como as pressões flutuantes se desenvolvem ao longo do conjunto vertedouro-bacia de dissipação.

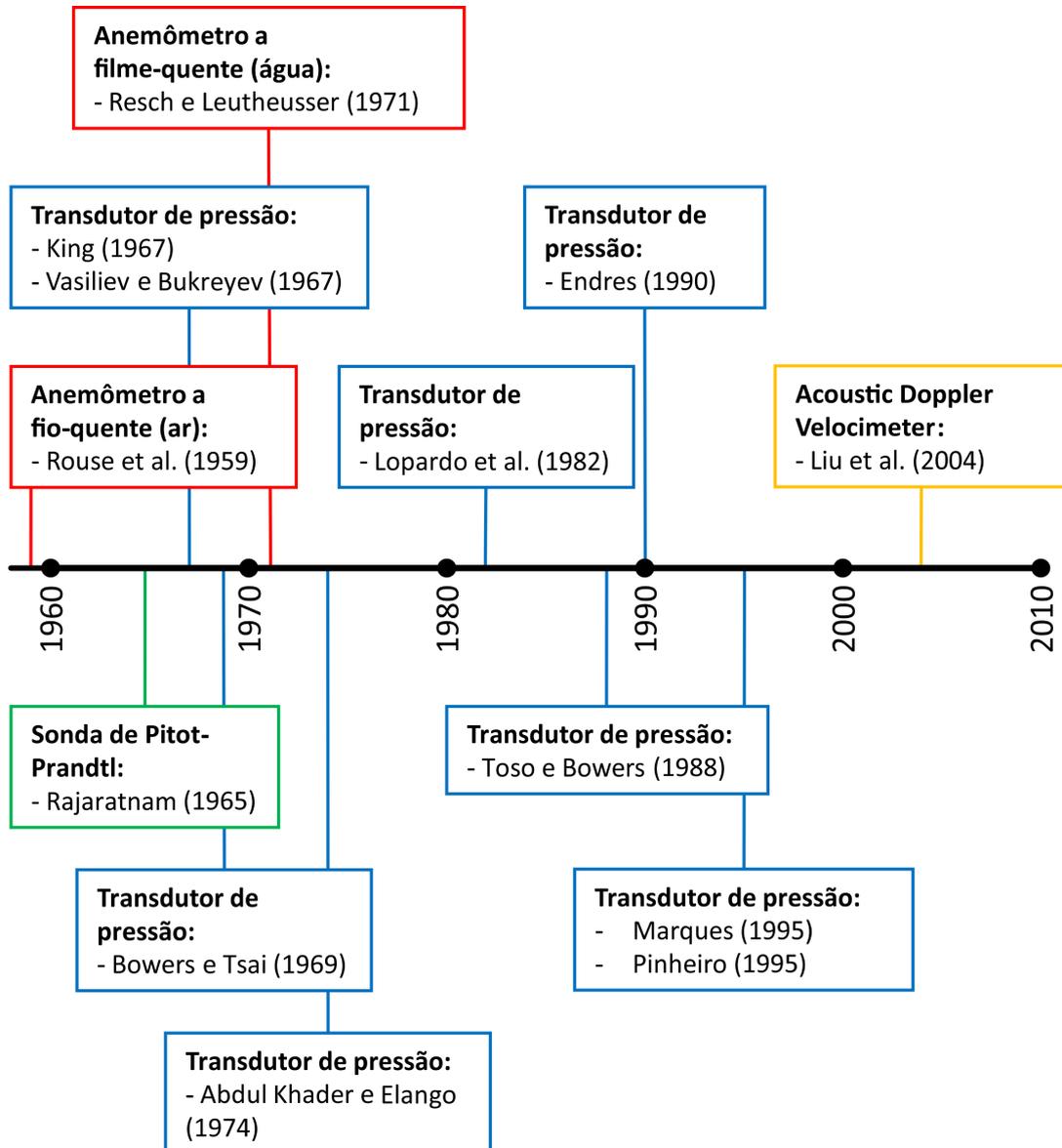


Figura 2.9 – Linha do tempo de trabalhos clássicos sobre grandezas turbulentas no ressalto hidráulico

Lu et al. (2021) afirmam que o mecanismo de geração das pressões flutuantes é um problema complexo. De acordo com Li et al. (2022), a influência dos vórtices presentes em um dado escoamento turbulento é um dos motivos para que as flutuações de pressão junto ao fundo não sigam a distribuição normal (Gaussiana) de probabilidades, comportamento este que já tinha havia sido observado por Toso e Bowers (1988) e Marques et al. (1997). As flutuações de pressão também estão intimamente relacionadas com as flutuações de velocidades, por meio da equação de Poisson para pressões, apresentada no tópico 2.3.4.

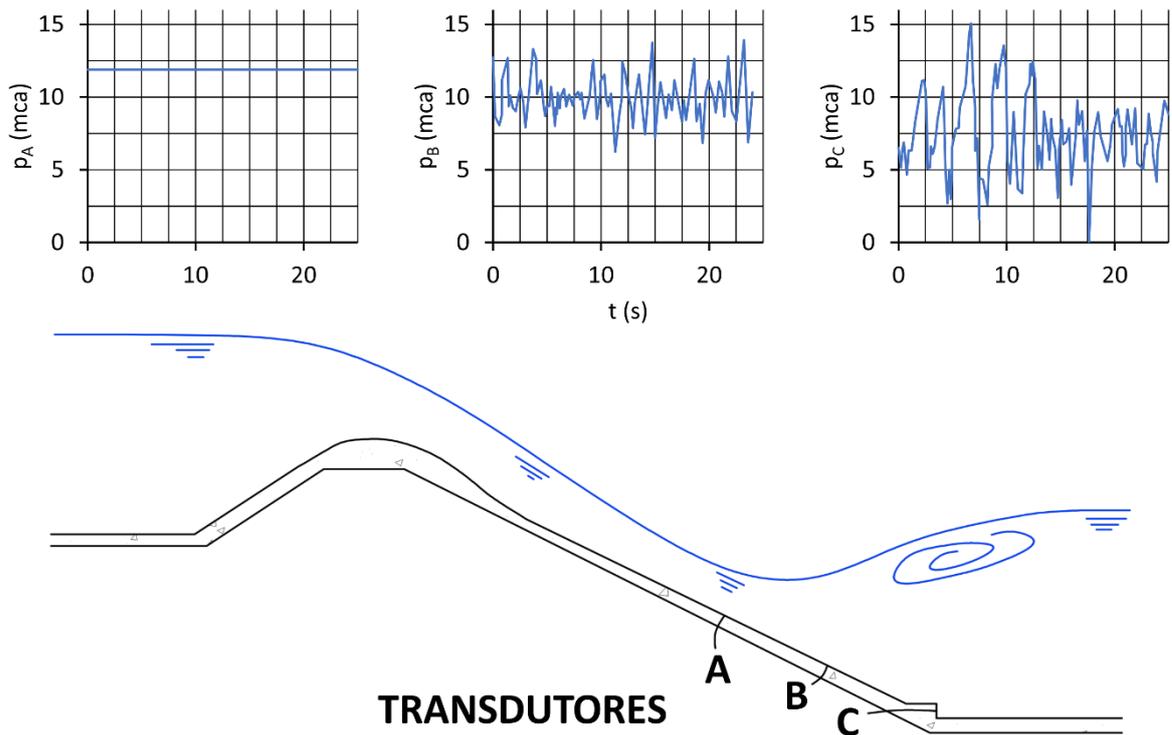


Figura 2.10 – Desenvolvimento das flutuações de pressão ao longo do sistema extrusor. Adaptado de Bowers e Tsai (1969).

2.1.5.2 Medições de velocidades

A literatura contém diversos estudos que se dedicaram à investigação do campo de velocidades em ressaltos hidráulicos. Até a década de 1990, aproximadamente, tais estudos eram limitados aos valores médios das velocidades, quando o instrumento utilizado era a sonda de Pitot-Prandtl, ou então a medições feitas com anemômetros a fio-quente, que são frágeis, exigem calibração e possuem uma faixa de operação limitada. O estudo seminal de Rouse et al. (1959) é um exemplo de aplicação de anemometria a fio-quente a um duto de ar, dotado de uma parede superior curva que procurava imitar a superfície livre de um ressalto hidráulico. Rajaratnam (1965), a partir de medições feitas com um tubo de Pitot-Prandtl, apresenta o campo de velocidades médias de ressaltos hidráulicos dentro da faixa $2,68 < F_1 < 9,78$, comparando-os a um jato de parede (“*wall jet*”). Resch e Leutheusser (1971) utilizaram um tubo de Pitot para calibrar uma sonda de filme-quente, o que possibilitou realizar medições de grandezas turbulentas (intensidades de turbulência, por exemplo) em um ressalto hidráulico genuíno (composto de água, e não de ar como o de Rouse et al., 1959).

Kraus et al. (1994) introduziram um novo instrumento cujo princípio de funcionamento baseia-se em medições de velocidade por efeito Doppler: o

velocímetro acústico por Doppler, ou, em inglês, *Acoustic Doppler Velocimeter* (ADV). Este instrumento é de fácil portabilidade e instalação, é capaz de medir velocidades instantâneas nas três direções e não requer calibração. A Figura 2.11 ilustra que o instrumento é composto por um transmissor (co-axial à haste de suporte), o qual emite ondas acústicas que incidem sobre partículas presentes no escoamento, são refletidas e captadas pelos três elementos receptores. O volume de amostragem do modelo apresentado usualmente dista alguns centímetros do transmissor.

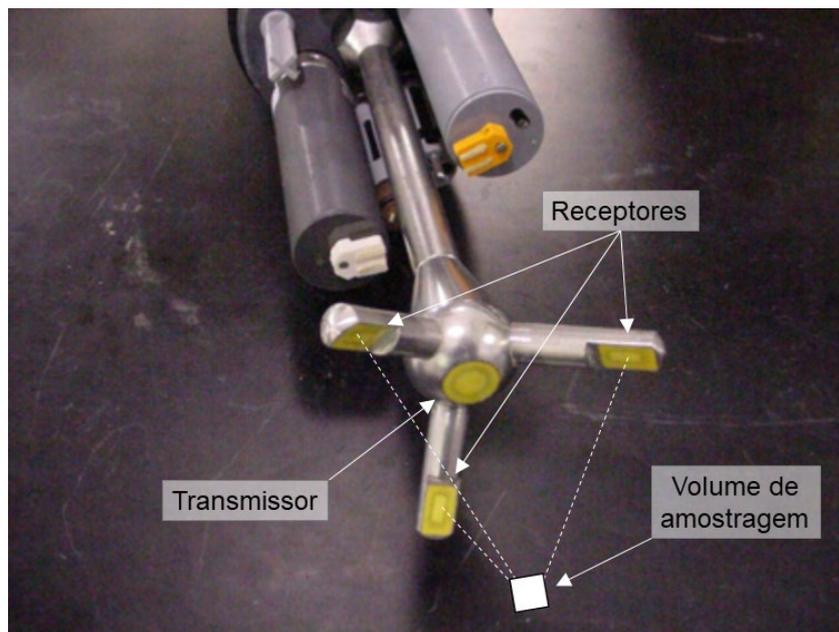


Figura 2.11 – Esquema de sonda ADV. Adaptado de YSI, Inc. (2003).

Um dos primeiros trabalhos a medir as componentes tridimensionais das velocidades instantâneas em ressaltos hidráulicos foi o de Liu et al. (2004), que empregaram um ADV para a aquisição de dados de velocidades no plano vertical central de ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude. A análise dos dados abrangeu: a distribuição das velocidades médias ao longo do sentido longitudinal e vertical do canal; o valor da velocidade máxima u_m e da ordenada δ_1 com respeito à posição longitudinal e a distribuição das tensões de Reynolds e das intensidades da turbulência no plano central do canal. Os autores também conduziram análises espectrais, comparando a série de dados original (brutos) e a série de dados filtrados com relação a bolhas de ar, utilizando as componentes horizontal e vertical da velocidade. Desde então, diversos outros pesquisadores utilizaram este instrumento para medir velocidades instantâneas tridimensionais no interior do ressalto hidráulico. Alguns destes trabalhos estão arrolados na Tabela 2.5.

Tabela 2.5 – Resumo de trabalhos que empregaram o ADV no estudo de ressaltos hidráulicos.

Trabalho	$f_{aq}; T_{am}^*$	Números de Froude
Liu et al. (2004)	50 Hz; 300 s	$F_1 = 2,0; F_1 = 2,5; F_1 = 3,32$
Zare e Baddour (2007)	5 Hz; 1200 s	$F_1 = 2,5; F_1 = 3,75$
Lopardo e Romagnoli (2009)	50 Hz; 164 s	$F_1 = 3,03; F_1 = 4,88$
Lopardo (2012)	50 Hz; 164 s	$F_1 = 2,12; F_1 = 2,54; F_1 = 3,03$
Lopardo (2013)	50 Hz; 164 s	$F_1 = 3$
Macián-Pérez et al. (2020)**	-; -	$F_1 = 6,0$
Miranda e Sánchez (2021)	50 Hz; 12 s	$F_1 = 3,47$
Hu et al. (2023)	200 Hz; 60 s	$1,5 < F_1 < 2,9$

* f_{aq} = frequência de aquisição; T_{am} = tempo de amostragem.

**Não mencionam o tempo de amostragem e a frequência de aquisição.

Técnicas baseadas em capturas de imagens, como a Velocimetria por Imagem de Partículas (em inglês, *Particle Image Velocimetry* – PIV) ou a Velocimetria por Rastreamento de Partículas (em inglês, *Particle Tracking Velocimetry* – PTV) também podem ser utilizadas para medir velocidades em escoamentos. Lennon e Hill (2006), por exemplo, aplicaram a técnica PIV em ressaltos hidráulicos com $1.4 < F_1 < 3.0$. Esta técnica, entretanto, é limitada a lâminas muito finas do escoamento que, na prática, se resumem a análises bidimensionais. Já para a técnica PTV (ADAMCZYK; RIMAI, 1988), que se baseia no rastreamento de partículas individuais visando a descrição lagrangiana de sua trajetória a partir de uma série de imagens, há restrições quanto à densidade de partículas presentes no fluido, limitada até recentemente a valores relativamente baixos.

O algoritmo introduzido em Schanz et al. (2013) e empregado por Schanz et al. (2016) é capaz de sobrepujar esta limitação de densidade, podendo processar *frames* com até 0.3 partículas por pixel. A sua capacidade de trabalhar com domínios volumétricos (e não mais bidimensionais) a altas taxas de amostragem culminou em denominar esta técnica de “4D-PTV”. Segundo Schanz et al. (2016), a inicialização do 4D-PTV pode se dar a partir de uma triangulação convencional das partículas encontradas nas imagens capturadas por um conjunto de câmeras ao longo de alguns poucos (por exemplo, 4) passos de tempo. Nesta etapa, somente partículas verdadeiras (aquelas detectadas em todas as imagens em todos os passos de tempo) são levadas em consideração, ignorando-se as partículas “fantasma”. As trajetórias formadas pelas partículas são tomadas como aproximação inicial do seu movimento. As trajetórias iniciais são então estendidas e novas trajetórias são adicionadas

(conforme novas partículas adentram o volume de controle) por meio do seguinte algoritmo:

- 1) Ajustar uma curva às últimas posições das partículas rastreadas;
- 2) Extrapolar a posição da partícula no passo de tempo seguinte;
- 3) “Sacudir” (*shake*) as partículas para as suas posições e intensidades corrigidas, diminuindo o erro de estimativa;
- 4) Encontrar novas partículas adentrando o domínio de medição, a partir das imagens residuais;
- 5) Sacudir novamente as partículas para corrigir erros residuais;
- 6) Remover partículas que saírem do domínio e que tiverem intensidade abaixo de um determinado limite;
- 7) Iterar os passos 4, 5 e 6, se necessário;
- 8) Adicionar novas trajetórias para todas as novas partículas identificadas dentro de uma janela de quatro passos de tempo consecutivos.

O passo-a-passo descrito acima refere-se ao processamento de um passo de tempo, e resulta na extensão das trajetórias previamente conhecidas e na detecção de novas trajetórias. O algoritmo então deve ser aplicado para o instante seguinte, e assim por diante. A Figura 2.12 ilustra os passos 1 a 3 acima arrolados, aplicados à descrição do movimento de uma única partícula. De acordo com os autores, o esforço computacional requerido para cada instante de tempo é baixo, uma vez que a busca por novas partículas e sua consequente adição a uma trajetória já existente se baseia na provável posição em que esta partícula estará no instante seguinte, de acordo com a extrapolação desta trajetória (SCHANZ; GESEMANN; SCHRÖDER, 2016).

2.2 BACIAS DE DISSIPAÇÃO

O caso “canônico” de dissipador de energia é a bacia de dissipação por ressalto hidráulico (VALERO; VITI; GUALTIERI, 2019). Bacias de dissipação, que consistem de lajes de concreto justapostas sobre as quais se força a ocorrência de ressaltos hidráulicos, compunham há 30 anos aproximadamente um terço de todos os dissipadores de energia em barragens. Desde a década de 1930, quando foram

construídas as primeiras bacias de dissipação, diversas melhorias de projeto foram implementadas (HAGER, 1992).

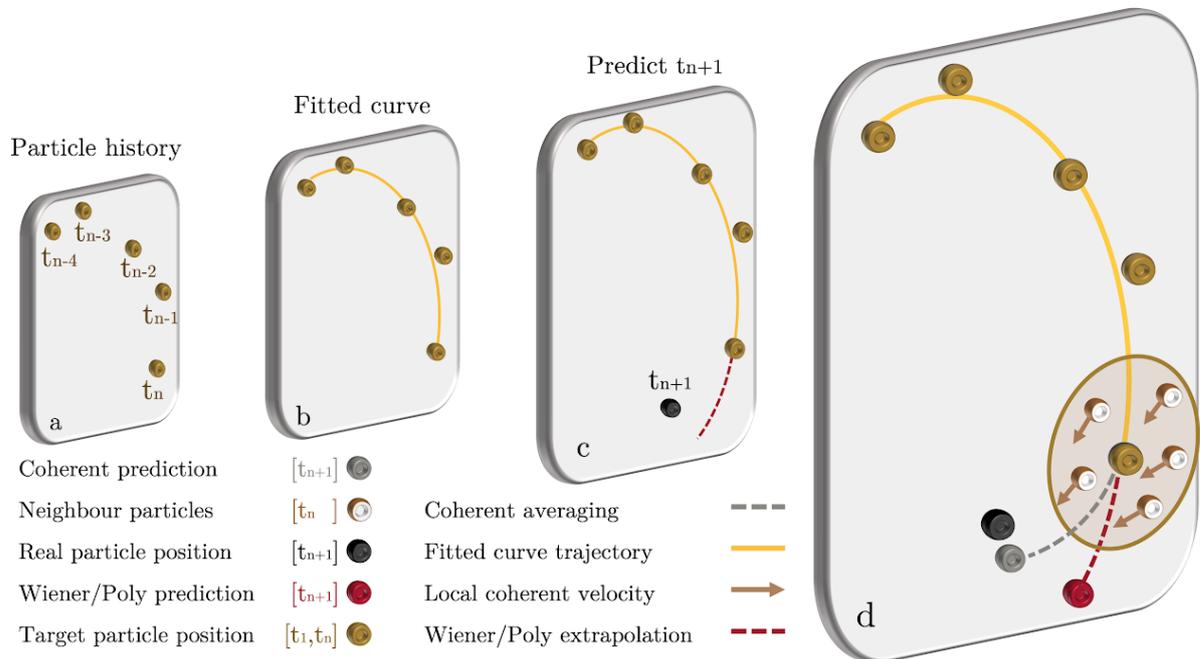


Figura 2.12 – Esquema ilustrativo de parte do algoritmo executado pelo 4D-PTV. Fonte: Lagrangian Particle Tracking (2024).

A função de uma bacia de dissipação é conter os esforços hidrodinâmicos transmitidos pelo ressalto hidráulico, protegendo, por meio da dissipação de energia, o leito do rio e o pé da estrutura, de forma a garantir a sua estabilidade estrutural (CHANSON, 2015). O desenvolvimento do ressalto hidráulico em uma bacia de dissipação também contribui para que o escoamento seja devolvido ao curso d'água na sua forma mais natural possível (BAYON; MACIÁN-PÉREZ; VALLÉS-MORÁN; LÓPEZ-JIMÉNEZ, 2019).

De modo a facilitar o projeto de bacias de dissipação, alguns órgãos (USBR, SAF, PWD, WES, VNIIG, entre outros) desenvolveram padronizações de tipos de bacias, que variam quanto ao seu formato e quanto à faixa do número de Froude na seção de entrada. O projeto pode incluir alargamentos, degraus, blocos e/ou soleiras terminais, utilizados para diminuir o comprimento da bacia e estabilizar a posição do ressalto. Estes padrões de bacias foram amplamente testados e verificados, tanto em modelo quanto em protótipo, e a sua performance é bem conhecida (CHANSON, 2015; HAGER, 1992).

Buscando se ater ao escopo deste trabalho e para evitar prolixidade, são apresentados aqui apenas dois padrões de bacia de dissipação, recomendados para

baixos números de Froude, nomeadamente as bacias USBR Tipo I e Tipo IV. Para leitura posterior, são recomendados os trabalhos de Peterka (1984), Hager (1992), Chanson (2015) e Campera (2020).

A bacia USBR Tipo I (Figura 2.13) é retangular com fundo horizontal, sem acessórios (como blocos ou soleiras), sobre a qual ocorre o ressalto hidráulico clássico. Segundo Chanson (2015), este tipo de bacia é aplicável à faixa $1,7 < F_1 < 2,5$, mas não é recomendado por razões económicas e de segurança, uma vez que seu comprimento é maior que o dos demais tipos e o ressalto se torna sensível a variações de nível de jusante.

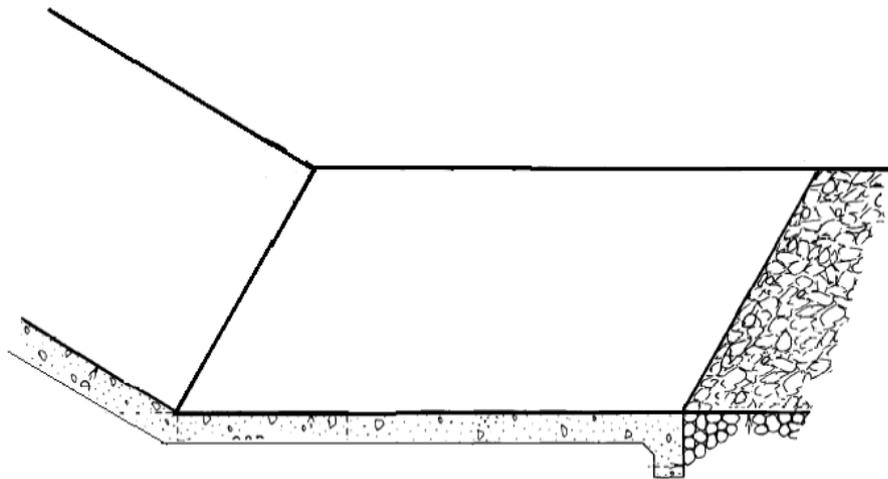


Figura 2.13 – Bacia de dissipação USBR Tipo I. Novakoski (2016).

A bacia USBR Tipo IV (Figura 2.14) foi desenvolvida para ressalto oscilantes ($2,5 < F_1 < 4,5$), com blocos na calha e soleira terminal, com o objetivo de diminuir ou até mesmo eliminar as ondas formadas por este tipo de ressalto (ver tópico 2.1.2). O dimensionamento dos blocos e da soleira pode ser consultado na bibliografia já indicada. Guidicini et al. (2021), entretanto, afirmam que, apesar de livros técnicos consagrados, como o *Design of Small Dams* (USBR, 1987), recomendarem a utilização de blocos de impacto em bacias de dissipação, esta prática tem resultado na necessidade frequente de manutenção.

Referindo-se a bacias de dissipação das mais variadas formas, Valero et al. (2018) afirmam que, apesar de haver, na literatura, um profundo entendimento sobre o ressalto hidráulico, problemas estruturais em bacias de dissipação continuam acontecendo. O presente trabalho tratará exclusivamente de bacias de dissipação USBR Tipo I, de forma a tornar o estudo genérico (evitando particularidades e

especificidades como a influência de blocos, soleiras, degraus, alargamentos e estreitamentos, entre outros) e possibilitar a comparação com o ressalto hidráulico clássico, que é o mais consolidado na literatura.

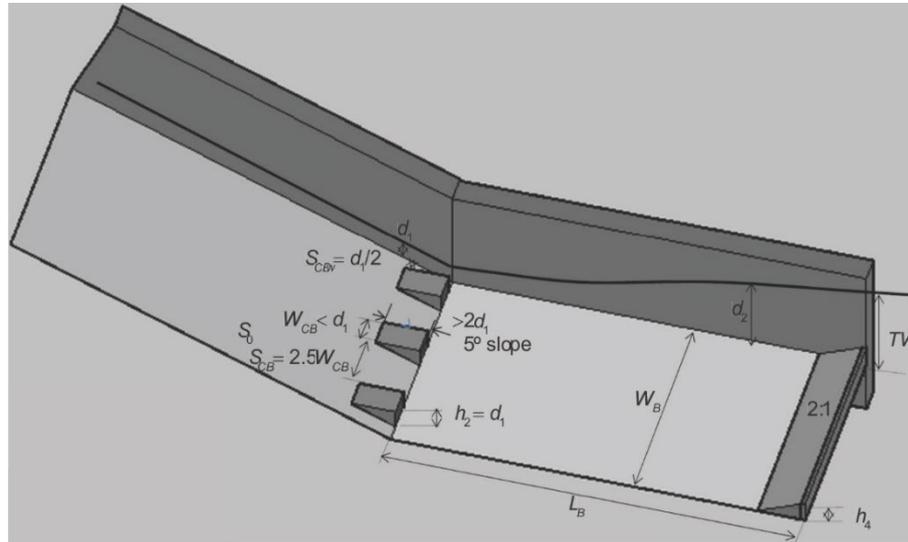


Figura 2.14 – Bacia de dissipação USBR Tipo IV. Chanson (2015).

2.2.1 Projeto e dimensionamento

Não há um único material que discorra minuciosamente e especificamente sobre projetos de bacias de dissipação, sendo raras as publicações que abordem este assunto em detalhe (STEINKE; TARRAGÔ; TASSINARI; CHAVES; FERLA; TEIXEIRA, 2020). Nesse sentido, aqui serão apresentados excertos retirados de alguns trabalhos e que podem auxiliar no entendimento do processo de dimensionamento de uma bacia de dissipação.

A Figura 2.15 é um esquema construtivo das lajes de uma bacia de dissipação, o qual ilustra que um material drenante (brita ou concreto poroso) é disposto sobre a fundação (rocha ou solo). Sobre este material, então, são concretadas as lajes, separadas entre si por elementos vedantes. As lajes podem ou não ser ancoradas por meio de barras de aço inseridas na fundação.

O manual *Design of Small Dams*, publicado e revisado pelo USBR (1987), traz algumas recomendações para o projeto de revestimentos de concreto de estruturas que operarão contendo um escoamento a superfície livre, o que pode ser aplicado também a bacias de dissipação. Segundo o manual, são diversas as cargas que poderão atuar sobre tais estruturas: forças hidrostáticas, forças de atrito/cisalhamento, forças hidrodinâmicas, subpressões devido a infiltrações nos sistemas de vedação e

drenagem, forças de expansão e contração devido às variações da temperatura, entre outras. Como nem sempre é possível conduzir uma análise conjunta de todos estes fatores, a espessura das lajes de revestimento normalmente é selecionada empiricamente, e sistemas de drenagem, ancoragem e “cut-offs” são especificados para estabilizar o elemento estrutural.

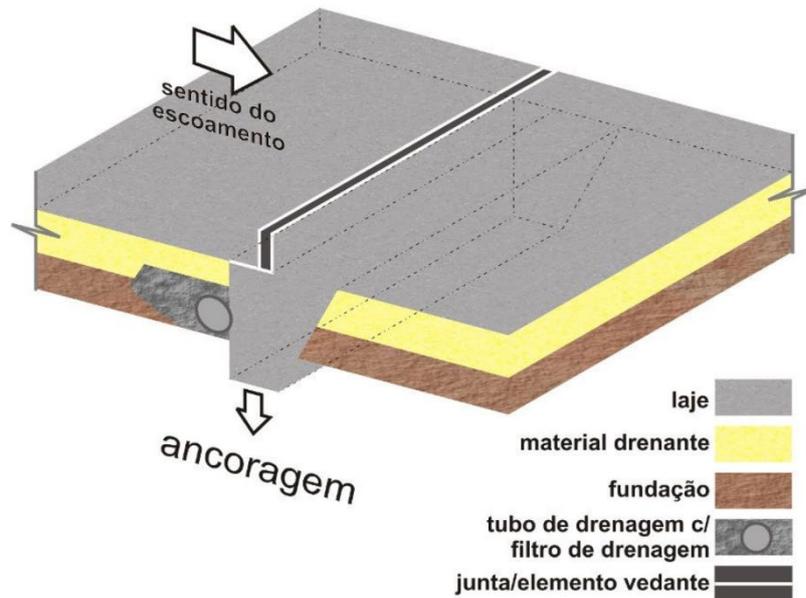


Figura 2.15 – Esquema construtivo das lajes de uma bacia de dissipação. Mees (2008).

Hager (1992) recomenda que toda bacia de dissipação seja construída com uma camada de revestimento apropriada, mesmo que a fundação rochosa seja de qualidade excepcional. De acordo com o USBR (1987), quando a estrutura é escavada em rocha, a laje de revestimento pode ser concretada diretamente sobre a fundação, com ou sem a presença de barras de ancoragem. Quando a escavação é em solo, a laje pode similarmente ser concretada diretamente sobre a superfície, ou então, dependendo da qualidade do material (permeabilidade e heterogeneidade), uma camada drenante intermediária pode ser necessária, principalmente quando o solo é tão impermeável a ponto de impedir que as possíveis infiltrações sejam drenadas.

Em juntas estruturais nas quais há a necessidade de garantir a vedação, pode-se utilizar borracha ou policloreto de vinila (PVC) para o acabamento das juntas. Em bacias de dissipação construídas sobre base permeável, normalmente se realiza a vedação das juntas para que as pressões diferenciais resultantes da variação de nível do ressalto não gerem regiões de recirculação sobre a bacia. Deve haver um

espaçamento entre as juntas, de forma que os blocos de concreto possuam dimensões máximas entre 7,5 e 15 metros (USBR, 1987).

Anastasi (1982) *apud* Hager (1992) recomenda que, em regiões cujo clima requer a implementação de muitas juntas de dilatação, as lajes sejam dispostas sobre uma camada homogênea de concreto poroso, as quais poderão auxiliar no amortecimento das flutuações de pressão. Já quanto às dimensões das lajes, Rinaldo (1985) *apud* Hager (1992) afirma que uma espessura de $s = 0,27(U_1^2/2g)$ é suficiente para proteger a estrutura quanto à propagação de subpressões e a possíveis vibrações. Uma outra abordagem de dimensionamento de espessura, apresentada por Hager (1992), é baseada na consideração de dois cenários extremos para as subpressões: 1) considerar uma vazão correspondente à cheia de projeto passando sobre a bacia de dissipação; 2) reservatório cheio, bacia de dissipação vazia e nível de jusante correspondente à vazão turbinada de projeto do aproveitamento. Em geral, a condição 1 é a determinante. O autor também comenta que é comum se projetar a bacia de dissipação de modo que a espessura das lajes decresça em direção ao fim da bacia.

Fiorotto e Rinaldo (1992) propuseram a seguinte equação para definir a espessura mínima de uma laje de uma bacia de dissipação em função das pressões extremas do ressalto hidráulico (dentre outros parâmetros):

$$s > \Lambda \frac{\gamma}{\gamma_c - \gamma} (C_p^+ + C_p^-) \frac{U_1^2}{2g} \quad \text{Equação 2.3}$$

na qual:

s é a espessura equivalente da laje em questão (podendo ser reduzida com emprego de ancoragem);

Λ é o coeficiente geral de redução (Figura 2.16), função das dimensões da laje (l_x ou l_y , dependendo da sua relevância) e da escala de comprimento integral (l_x ou l_y);

γ e γ_c são o peso específico da água e do concreto, respectivamente;

C_p^+ e C_p^- são os coeficientes extremos de pressão máxima ou mínima, respectivamente, definidos por $C_p^{+,-} = \Delta p_{max}^{+,-}/(U_1^2/2g)$;

U_1 é a velocidade média na entrada da bacia de dissipação.

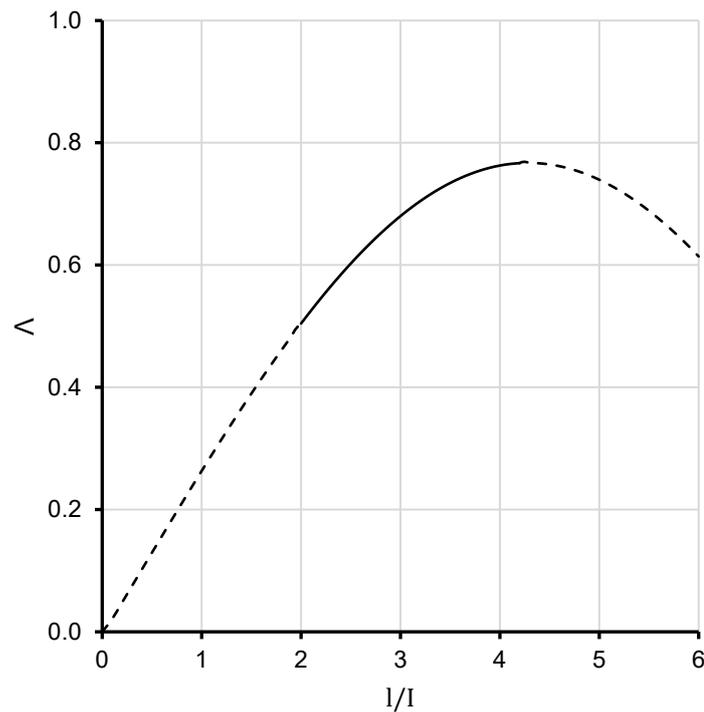


Figura 2.16 – Coeficiente de redução geral Λ (valores teóricos). Fiorotto e Rinaldo (1992).

2.2.2 Danos e incidentes

Apesar dos recentes e constantes avanços sendo feitos no que tange à dissipação de energia, à caracterização da turbulência em ressaltos hidráulicos e ao projeto de estruturas de dissipação (materializados no grande número de publicações científicas sobre o assunto), bem como na tendência nacional crescente de preocupação com segurança e fiscalização de barragens (exemplos disso são as Leis Federais nº 12.334 (BRASIL, 2010) e nº 14.066 (BRASIL, 2020)), as barragens e suas estruturas associadas continuam sujeitas a incidentes e acidentes.

A Figura 2.17 ilustra o grau de erosão que pode ocorrer em uma bacia de dissipação. Segundo Guidicini et al. (2021), a operação assimétrica das comportas da UHE Marimbondo (Rio Grande, divisa entre SP e MG) foi a principal responsável pelo ocorrido. Tal prática ocasionava um fluxo de recirculação que carregava, para dentro da bacia, blocos de rocha do maciço a jusante. As lajes de concreto da bacia de dissipação foram progressivamente erodidas pelos blocos rochosos.



Figura 2.17 – Erosão causada na bacia de dissipação da UHE Marimbondo. Guidicini et al. (2021).

Um outro exemplo de dano em bacias de dissipação é o ocorrido na Barragem Malpaso (nome oficial *Central Hidroeléctrica Nezahualcóyotl*), no México, em 1970 (Figura 2.18). Diversas lajes da estrutura vertente, cada uma delas pesando 720 toneladas e ancoradas por 12 barras de aço, foram arrancadas quando da passagem de uma vazão de 3.000 m³/s (a vazão de projeto era de 6.000 m³/s). De acordo com Fiorotto e Rinaldo (1992), estudos anteriores mostraram que tanto o dimensionamento quanto a execução da obra foram feitos corretamente. Verificou-se que os danos não foram causados por subpressões nem devido a um possível desalinhamento das lajes, mas, sim e principalmente, devido às intensas flutuações de pressão provenientes do ressalto hidráulico (ver tópico 2.1.5). Os danos ocorridos no revestimento do vertedouro da Barragem Kaptai (comumente chamada de *Karnafuli Hydroelectric Project*, ou Projeto Hidrelétrico Karnafuli, em português) também foram atribuídos às pressões flutuantes do ressalto hidráulico (BOWERS; TOSO, 1988).

Guidicini et al. (2021) ainda fazem menção a outros exemplos de incidentes em bacias de dissipação, nas barragens de: Jupiá, Ilha Solteira, Porto Primavera, Coaracy Nunes, Camargos, Porto Colômbia, Capivara e Chapéu d'Uvas. A lista não exaustiva de exemplos ajuda a compreender a importância de se estudar, ainda hoje, os

fenômenos e processos envolvidos na ocorrência de danos em bacias de dissipação e outras estruturas auxiliares de barragens.

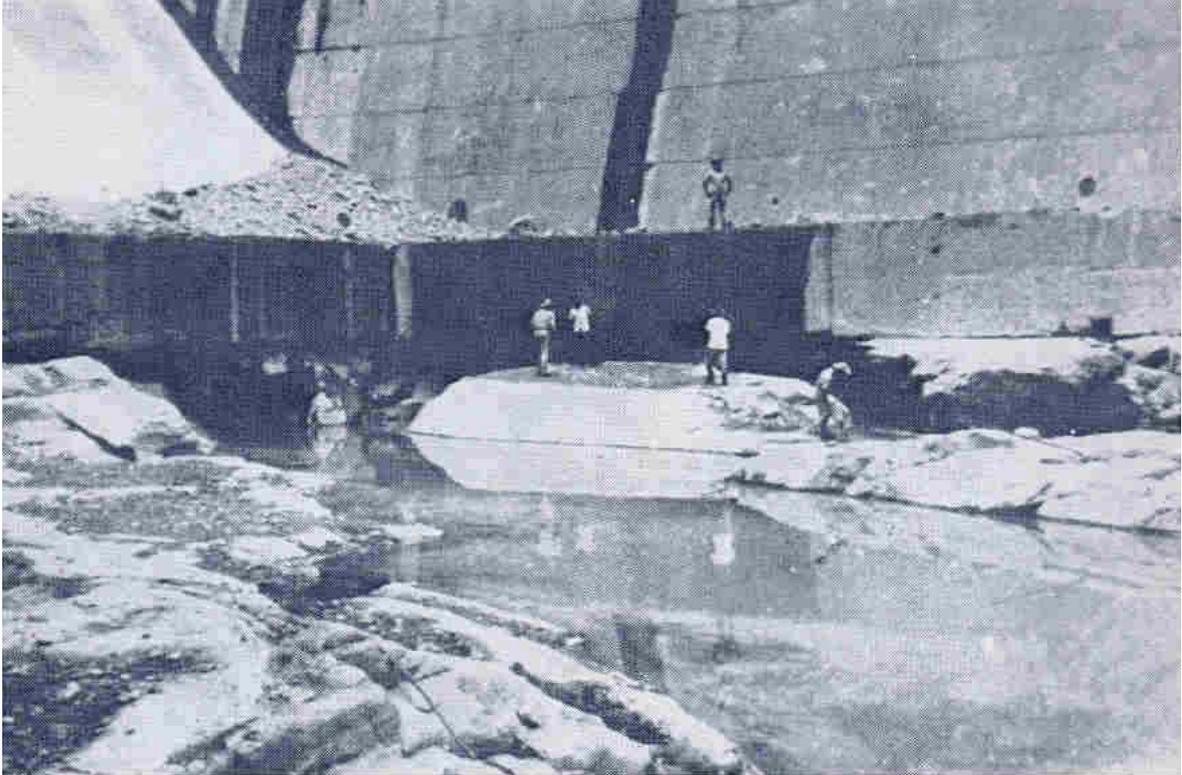


Figura 2.18 – Arrancamento de lajes na bacia de dissipação da Barragem Malpaso. Sanchez Bribiesca e Capella Viscaino (1973).

2.3 FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL

Nesta seção, serão abordados tópicos concernentes à fluidodinâmica computacional: um breve histórico, as principais equações envolvidas, técnicas existentes para a modelagem da turbulência, conceitos como verificação e validação e algumas aplicações, especialmente no que tange ao estudo das pressões.

2.3.1 Definição, histórico, equações envolvidas e aplicações

De acordo com Faria (2014), Fluidodinâmica Computacional (ou CFD, sigla em inglês para *Computational Fluid Dynamics*), é o ramo da mecânica dos fluidos que se vale de algoritmos e métodos numéricos para a resolução das equações que modelam escoamentos. Os recentes avanços computacionais possibilitaram que algumas Equações Diferenciais Parciais clássicas passassem a ser resolvidas por meio de abordagens numéricas, com soluções próximas à solução analítica para problemas de diversas áreas.

As equações que descrevem a dinâmica dos fluidos são as equações de conservação de massa e de quantidade de movimento (esta última também conhecida como Equação de Navier-Stokes). Seguindo a notação tensorial (de Einstein), para escoamentos incompressíveis e isotérmicos (viscosidade constante), a equação de conservação de massa pode ser expressa como

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{Equação 2.4}$$

e a equação da conservação de quantidade de movimento conforme

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \rho b_i \quad \text{Equação 2.5}$$

nas quais:

u_i são as componentes do vetor de velocidades;

x_i são as direções do sistema cartesiano;

ρ é a massa específica do fluido;

t é o tempo;

p é a pressão;

μ é o coeficiente de viscosidade dinâmico;

b_i são as componentes da aceleração devido a forças de campo (gravitacional, centrífuga, de Coriolis, eletromagnéticas, etc.).

A experiência vem mostrando que as equações acima descrevem, com precisão, o comportamento de fluidos newtonianos (FERZIGER; PERIĆ; STREET, 2020), mas apenas para poucos casos, de limitada aplicação, é possível solucioná-las analiticamente, restando, para a maioria dos casos práticos, apenas a abordagem numérica como recurso para a sua resolução. Desta forma, a modelagem numérica de escoamentos tem se apoiado em simplificações, as quais se traduzem principalmente na variedade de modelos de turbulência existentes.

Em escoamentos turbulentos, é frequentemente útil dissociar grandezas turbulentas em duas partes: uma parcela equivalente à sua média tomada ao longo do tempo, $\bar{\phi}$, e uma parcela flutuante ϕ' , procedimento ao qual dá-se o nome de decomposição de Reynolds, expressa por:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \text{Equação 2.6}$$

em que:

ϕ é alguma grandeza turbulenta, por exemplo a pressão p ou algum componente da velocidade u_i .

A tecnologia existente até meados da década de 1980 era capaz de tratar apenas grandezas médias do escoamento, por meio da modelagem dos termos associados às flutuações turbulentas (abordagens RANS, ou *Reynolds-averaged Navier-Stokes*, ver tópico 2.3.2.1). A partir de então, os computadores passaram a ser capazes de resolver as equações originais de Navier-Stokes para todas as escalas de turbulência, ao menos para configurações muito simples, de pouco interesse prático (abordagem DNS, ou *Direct Numerical Simulations*, ver tópico 2.3.2.2). Ao mesmo tempo, para situações mais realistas, simulações de grandes escalas (LES, ou *Large Eddy Simulations*, ver tópico 2.3.2.3) foram introduzidas e passaram a ser utilizadas (RODI, 2017).

Segundo Campera (2020), simplificações nos códigos numéricos, especialmente quanto ao uso de modelos de turbulência, serão cada vez menos necessárias, uma vez que a capacidade de processamento e armazenamento dos dados gerados tende a continuar crescendo exponencialmente. Wang (2009) também prevê um futuro promissor para o uso de CFD, afirmando que, com o auxílio de supercomputadores altamente eficazes, fenômenos físicos poderão ser simulados de forma cada vez mais realista, por meio da resolução rápida de um enorme número de sistemas algébricos.

Quando apropriadamente aplicada, a fluidodinâmica computacional é capaz de complementar estudos experimentais, contribuindo para uma compreensão adicional de escoamentos complexos (VALERO; BUNG; CROOKSTON, 2018). Graças à sua natureza não-intrusiva, códigos numéricos tridimensionais fornecem um meio para estudar a estrutura interna de fenômenos como o ressalto hidráulico, possibilitando análises que vão além das variáveis macroscópicas usuais. Isso se torna especialmente útil para medições em escoamentos com grandes quantidades de ar, nos quais há a dificuldade de visualização dos fenômenos e até mesmo os instrumentos menos intrusivos apresentam limitações (BAYON; MACIÁN-PÉREZ; VALLÉS-MORÁN; LÓPEZ-JIMÉNEZ, 2019; MORTAZAVI; LE CHENADEC; MOIN; MANI, 2016).

A complementação entre modelagem física e numérica também é útil quando aplicada a estudos do ressalto hidráulico, conforme expressam Valero et al. (2018), que recomendam a abordagem híbrida no projeto de vertedouros (de calha lisa ou em degraus) e de bacias de dissipação por ressalto hidráulico. Independente da abordagem utilizada (seja modelagem física ou numérico-computacional), uma análise aprofundada e completamente satisfatória do comportamento do escoamento de ressaltos hidráulicos, que seja independente de efeitos de escala, ainda não foi obtida, ao menos para a faixa usual de números de Froude ($4,5 < F_1 < 9,0$) em projetos de estruturas hidráulicas (BAYON; MACIÁN-PÉREZ; VALLÉS-MORÁN; LÓPEZ-JIMÉNEZ, 2019).

Na Tabela 2.6, são apresentados alguns trabalhos que utilizaram CFD para a simulação de ressaltos hidráulicos ou para estudar flutuações de pressão associadas a algum outro fenômeno. Comentários sobre a maioria destes trabalhos são apresentados posteriormente, especialmente nos tópicos 2.3.2 e/ou 2.3.4, nos quais também são expandidos os conceitos sobre a modelagem da turbulência e sua aplicação na estimativa de flutuações de pressão.

Verifica-se (Tabela 2.6) que o uso de abordagens numéricas para o estudo do ressalto hidráulico é recente, datando do início do século XXI. A quantidade de trabalhos apresentada (lista não-exaustiva) reforça a tendência crescente do emprego de CFD para esta finalidade.

2.3.2 Modelagem da turbulência

A turbulência é um fenômeno muito complexo, uma vez que os escoamentos turbulentos são altamente irregulares, sempre tridimensionais e acompanhados de flutuações nas suas grandezas características. Os movimentos turbulentos, em primeiro lugar, são imprevisíveis, no sentido de que é impossível prever deterministicamente o processo de amplificação de uma pequena perturbação. Consistem de turbilhões, dotados de vorticidade elevada, e representam um emaranhado de vórtices transferindo energia uns para os outros, e, assim, gerando vórtices cada vez menores, até que as flutuações sejam amortecidas por forças viscosas nas menores escalas. Por causa desse processo, chamado de cascata de energia, os movimentos turbulentos normalmente consistem de um amplo espectro de vórtices de diferentes tamanhos e uma ampla faixa de comprimento de onda (LESIEUR, 2008; RODI, 2017).

Tabela 2.6 – Estudos sobre o ressalto hidráulico e/ou sobre flutuações de pressão utilizando CFD.

Trabalho	Tema	Modelagem da turbulência	F_1
Rodrigues (2002)	Velocidades médias, energia cinética de turbulência, pressões médias e níveis no ressalto	RANS k- ϵ	Não mencionado
Gonzalez e Bombardelli (2005)	Velocidades médias, turbulência e incorporação de ar no ressalto	RANS k- ϵ e LES	2,0; 2,5; 3,3
Carvalho et al. (2008)	Campo e perfis de velocidades médias, linha d'água e pressões médias no ressalto	RNG k- ϵ	6,0
Lubin et al. (2009)	Incorporação de ar no ressalto	LES	5,1
Ma et al. (2011)	Incorporação e transporte de ar no ressalto	RANS k- ϵ /k- ω e DES	2,0
Valero et al. (2014)	Otimização de blocos de impacto em bacias de dissipação: concentração de ar e decaimento de velocidades	RNG k- ϵ	13,2
Witt et al. (2015)	Incorporação de ar e dinâmica de vórtices em ressaltos	RANS k- ϵ	2,4; 3,7; 4,8
Bayón et al. (2016)	Comparação de OpenFOAM e FLOW-3D em ressalto com baixo número de Reynolds	RNG k- ϵ	6,5
Mortazavi et al. (2016)	Estatísticas turbulentas e incorporação de ar	DNS	2,0
Jesudhas et al. (2017)	Análise das estruturas coerentes e Decomposição Ortogonal Própria (POD) em ressalto submerso	DES	8,2
Jesudhas et al. (2018)	Velocidades médias, vorticidade, camada cisalhante, decomposição em quadrantes de ressalto clássico	DES	8,5
Valero et al. (2018)	Dissipação de energia de uma bacia de dissipação tipo III sob diferentes condições hidráulicas	RNG k- ϵ	3,1 a 9,5
Witt et al. (2018)	Vorticidade e agrupamento de bolhas no ressalto	URANS k- ϵ	2,4; 3,7; 4,8
Bayón et al. (2019)	Comparação de diferentes modelos de turbulência RANS	STD k- ϵ , RNG k- ϵ e SST k- ω	6,0
Macián-Peréz et al. (2020)	Perfil de velocidades e concentrações de ar em bacias de dissipação tipo II	STD k- ϵ , RNG k- ϵ e k- ω	5,0
Macián-Pérez et al. (2020)	Dissipação de energia, comprimento do rolo, linha d'água, distribuições de velocidade e pressão de um ressalto	RNG k- ϵ	6,0
Lu et al. (2021)	Flutuação de pressão em bacia de dissipação com degrau e expansão lateral	LES	4,2; 4,5; 5,3
Li et al. (2022)	Flutuação de pressão a jusante de um aerador em vertedouro	DES	-
De Padova et al. (2023)	Flutuações de pressão em um ressalto hidráulico sobre degrau negativo	SPH	3,2 a 9,9
Wang et al. (2023)	Propriedades da mistura água-ar em ressaltos hidráulicos sobre degrau negativo	RANS k- ϵ	4,3; 5,8; 7,1

A fim de possibilitar o tratamento numérico da turbulência, foram desenvolvidos, ao longo dos anos, diferentes abordagens visando a resolução das equações de conservação de massa e quantidade de movimento. Esta seção contém breves descrições e contextualizações de três principais abordagens, ou famílias de abordagens: RANS, DNS e LES. De forma geral, pode-se dizer que a diferença entre elas consiste na abrangência da resolução da turbulência, conforme ilustrado na Figura 2.19. Em simulações RANS, nenhuma parcela da turbulência é resolvida, sendo toda ela modelada por meio da introdução de uma ou mais equações de transporte (ou ainda nenhuma, como é o caso do modelo de Boussinesq). Em Simulações Numéricas Diretas, toda a turbulência é resolvida, desde os maiores vórtices até os menores, incluindo a escala dissipativa. Já nas Simulações de Grandes Escalas, a turbulência é resolvida até o limite (filtro) especificado, que comumente coincide com o tamanho da malha, enquanto os vórtices de escala menor que o filtro são modelados, assim como nas simulações baseadas em RANS. A Tabela 2.7 compara diferentes aspectos destas três principais abordagens de turbulência.



Figura 2.19 – Diferenças entre RANS, LES e DNS. Fonte: Understanding Laminar and Turbulent Flow (2021).

Ainda sobre a cascata de energia característica dos fenômenos turbulentos, sabe-se que as estruturas de menor escala são associadas à dissipação de energia devido a efeitos viscosos e podem ser caracterizadas por turbilhões pequenos e

caóticos, enquanto as estruturas de maior escala são comumente mais ordenadas e possuem comportamentos correlacionados representando as estruturas coerentes. O ciclo de vida destas estruturas é constituído: (i) pela sua formação; (ii) pelo seu subsequente transporte, exercido pelo escoamento médio; (iii) pela mútua interação entre elas; (iv) e, finalmente, pelo seu colapso. Técnicas de resolução de turbilhões, como DNS e LES, simulam este ciclo e, conseqüentemente, o comportamento das estruturas coerentes. Em métodos baseados em médias estatísticas, como as abordagens RANS, as estruturas coerentes não são tratadas explicitamente. Apenas seu efeito sobre o escoamento médio é contabilizado (RODI, 2017). Uma vez que a modelagem da turbulência é um dos principais aspectos de aplicações em CFD (MACIÁN-PÉREZ; BAYON; GARCÍA-BARTUAL; AMPARO LÓPEZ-JIMÉNEZ; VALLÉS-MORÁN, 2020), um dos maiores desafios enfrentados por modeladores de escoamentos em estruturas hidráulicas é escolher os métodos apropriados para o seu tratamento (BAYON; MACIÁN-PÉREZ; VALLÉS-MORÁN; LÓPEZ-JIMÉNEZ, 2019).

Tabela 2.7 – Comparação de diferentes abordagens para o tratamento da turbulência. Adaptado de Viti et al. (2019).

	RANS	LES	DNS
Aplicação da modelagem	Médias de Reynolds	Escala submalha	Desnecessária
Grandes escalas/ Escala dissipativa	Modelado/Modelado	Resolvido/Modelado	Resolvido/Resolvido
Precisão esperada	Variáveis médias	Permite modelagem das escalas inerciais	Até a escala de Kolmogorov
Custo computacional	Baixo	Alto	Extremamente alto

2.3.2.1 Abordagens RANS

As equações RANS – *Reynolds-averaged Navier-Stokes*, ou então, em português, equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds, foram propostas por Osborne Reynolds em 1895. A ideia geral da abordagem RANS reside na utilização das médias de Reynolds, o que implica na eliminação de alguns termos das equações originais de conservação e no conseqüente surgimento do tensor de Reynolds. Para a obtenção das equações RANS, insere-se a Equação 2.6 na Equação 2.4 e na Equação 2.5, chegando-se, com alguma manipulação algébrica, a:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{Equação 2.7}$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \rho \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} + \rho b_i \quad \text{Equação 2.8}$$

nas quais o operador da média (barra superior) diz respeito às médias temporais das variáveis.

A presença das tensões de Reynolds $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ na equação de conservação de quantidade de movimento acima (Equação 2.8) significa que elas não são fechadas, ou seja, contêm mais incógnitas que equações. O fechamento das RANS pode ser feito por meio de combinações de equações de transporte. Quando o interesse da modelagem está nas grandezas médias do escoamento (o que é frequente na prática de engenharia), modelos de turbulência baseados em equações RANS são comumente aplicados a estruturas hidráulicas, incluindo bacias de dissipação por ressalto hidráulico e vertedouros em degraus (MACIÁN-PÉREZ; BAYON; GARCÍA-BARTUAL; AMPARO LÓPEZ-JIMÉNEZ; VALLÉS-MORÁN, 2020; RODI, 2017; VALERO; BUNG; CROOKSTON, 2018).

Os modelos de turbulência RANS podem ser agrupados quanto ao número de equações utilizadas para resolver o problema de fechamento. Os modelos de turbulência que se valem de duas equações de transporte aplicadas às grandezas relacionadas à viscosidade turbulenta são a opção mais frequentemente utilizada, uma vez que eles são capazes de fornecer uma descrição relativamente confiável da turbulência, em termo de escalas temporais e espaciais (MACIÁN-PÉREZ; GARCÍA; HUBER; BAYON; VALLÉS, 2020), quando comparados com modelos de uma equação. Exemplos de modelos RANS de duas equações são: o k- ϵ , o RNG k- ϵ (RNG é sigla para *Re-Normalisation Group*, do inglês “Grupo de Renormalização”), o k- ω e o SST k- ω (Transporte de tensão cisalhante, do inglês *Shear Stress Transport*).

De acordo com Rodi (2017), os modelos RANS mais usados atingem os seus limites quando o transporte turbulento por estruturas de grande escala exerce um papel dominante no escoamento, e quando a turbulência exhibe forte anisotropia. Nestas situações, os métodos que resolvem os vórtices apresentam resultados evidentemente superiores, apesar de exigirem maior esforço computacional. Por isso, estes métodos só passaram a ser mais amplamente utilizados a partir da década de 1980. Em regiões de campo próximo ou perto de sólidos, a abordagem RANS é muito

grosseira. São, porém, adequadas especialmente para grandes massas d'água e ainda hoje são comumente aplicadas para estas situações. Ainda segundo Rodi (2017), os métodos RANS continuarão a ser a força primária em simulações práticas de escoamentos hidráulicos ao longo de muitos anos.

A seguir, são listados alguns exemplos exitosos de aplicações de modelos RANS no estudo de ressaltos hidráulicos:

- Carvalho et al. (2008) conduziram simulações numéricas bidimensionais de um ressalto hidráulico operando com $F_1 = 6$ e $Q = 0,181 \text{ m}^3/\text{s}$, utilizando a abordagem RANS com o modelo de turbulência k- ϵ . Foram comparados velocidades e pressões médias com dados experimentais e calculados a partir de equações analíticas.
- O estudo de Ma et al. (2011) é uma comparação de uma simulação baseada numa RANS mista k- ϵ /k- ω com outra simulação baseada em DES para avaliar a incorporação e o transporte de ar em um ressalto hidráulico com $F_1 = 1,98$. A simulação RANS forneceu boas estimativas para a incorporação de ar no pé do ressalto e o perfil de concentração de ar na camada cisalhante.
- Bayon et al. (2016) conduziram uma comparação sistemática entre as plataformas de CFD OpenFOAM e FLOW-3D, com respeito à sua precisão para a estimativa de grandezas como as alturas conjugadas, o comprimento do rolo, os perfis de velocidades médias, a linha d'água e o decaimento de velocidades. Para tal, utilizaram a abordagem RANS e o modelo de turbulência RNG k- ϵ para simular um ressalto hidráulico com $F_1 = 6$ e $R_1 = 30.000$, valendo-se de dados obtidos em um modelo físico para a etapa de validação.
- Bayon et al. (2019) analisaram as diferenças entre modelos de turbulência quanto à precisão dos resultados de simulações CFD de um ressalto hidráulico com $F_1 = 6$. Os três modelos de turbulência analisados foram o k- ϵ padrão, o RNG k- ϵ e o k- ω SST. As alturas conjugadas, os perfis de linha d'água e os comprimentos do rolo foram algumas das grandezas analisadas.
- Macián-Pérez et al. (2020) empregaram os modelos k- ϵ padrão, o RNG k- ϵ e o k- ω para simular um ressalto hidráulico com $F_1 \cong 5$ em uma bacia

de dissipação do tipo II (conforme a classificação do USBR). Os resultados de perfis de velocidade, forma do ressalto e distribuição de pressões na soleira terminal foram comparados com dados provenientes de modelagem física. Os autores constataram que os resultados da simulação feita com o RNG $k-\epsilon$ foram os que mais se aproximaram daqueles previamente documentados em estudos experimentais para ressaltos hidráulicos neste tipo de bacia de dissipação.

- Três ressaltos hidráulicos ($4,3 < F_1 < 7,1$) ocorrendo sobre um degrau súbito negativo foram simulados por Wang et al. (2023) utilizando uma versão modificada da técnica RANS $k-\epsilon$. Os autores investigaram as diferenças desta configuração de bacia de dissipação com relação ao ressalto hidráulico clássico, ocorrendo sobre fundo plano, em termos de: frações de vazios, perfis de velocidades médias, vorticidade, energia cinética de turbulência e distribuição de pressões médias.

2.3.2.2 Simulações Numéricas Diretas (DNS)

Conforme mencionado anteriormente (tópico 2.3.1), as equações de conservação de massa e quantidade de movimento descrevem os escoamentos turbulentos. Entretanto, excetuando-se alguns casos triviais e de aplicação prática limitada predominantemente a escoamentos laminares, ainda não foram desenvolvidas soluções analíticas gerais para tais equações, restando como opção de solução o emprego de métodos numéricos. Conforme Rodi (2017), foi a partir da década de 1970, mas principalmente na de 1980, que os avanços computacionais tornaram possíveis as primeiras Simulações Numéricas Diretas (DNS), uma abordagem em que as equações originais de Navier-Stokes são resolvidas desde as escalas mais energéticas, maiores, até as escalas menores, nas quais a dissipação de energia de fato ocorre. As abordagens capazes de lidarem com os vórtices (DNS e LES) simulam o ciclo de vida das estruturas turbulentas coerentes, a sua convecção pelo escoamento médio, a interação mútua entre elas e finalmente o seu colapso. Já as abordagens RANS não são capazes de reproduzir tais processos, levando em conta apenas o efeito médio das estruturas coerentes sobre o escoamento.

Justamente esta capacidade que as DNS têm, de resolverem todas as escalas dos escoamentos turbulentos, também se constitui em um dos maiores obstáculos na sua aplicação, uma vez que os requisitos computacionais, com relação tanto à

performance do processador quanto ao tamanho da memória necessária para armazenar os resultados intermediários, são elevadíssimos (VALERO; VITI; GUALTIERI, 2019). De fato, conforme afirma Rodi (2017), a razão entre as grandes escalas L (que são da ordem de tamanho do domínio do escoamento) e as pequenas escalas η (a escala de Kolmogorov) aumenta proporcionalmente com o número de Reynolds R elevado à potência $3/4$ ($\frac{L}{\eta} \propto R^{3/4}$). Para que os menores turbilhões sejam resolvidos, a resolução da malha em cada direção de uma simulação tridimensional deve ser da ordem de η , o que faz com que o número de células necessário para o processamento de uma DNS aumente segundo a proporção $N_{células} \propto R^{9/4}$, o que limita o uso de Simulações Numéricas Diretas a escoamentos em que o número de Reynolds é muito pequeno. É pouco provável que, no contexto da engenharia hidráulica, as aplicações de DNS à escala de protótipo se tornem factíveis dentro do futuro próximo.

Mesmo assim, as contribuições da abordagem DNS para as pesquisas em turbulência nas últimas décadas têm sido impressionantes. Mortazavi et al. (2016) foram os primeiros a simularem um ressalto hidráulico ($F_1 = 2$, $R_1 = 11.000$ e $W_1 = 1820$) por meio da abordagem DNS. A Figura 2.20 é uma representação da superfície livre obtida a partir da simulação feita pelos autores. A análise revelou aspectos importantes dos mecanismos turbulentos do ressalto, principalmente com relação às estruturas coerentes, aos processos de transferência de energia e à formação de bolhas.

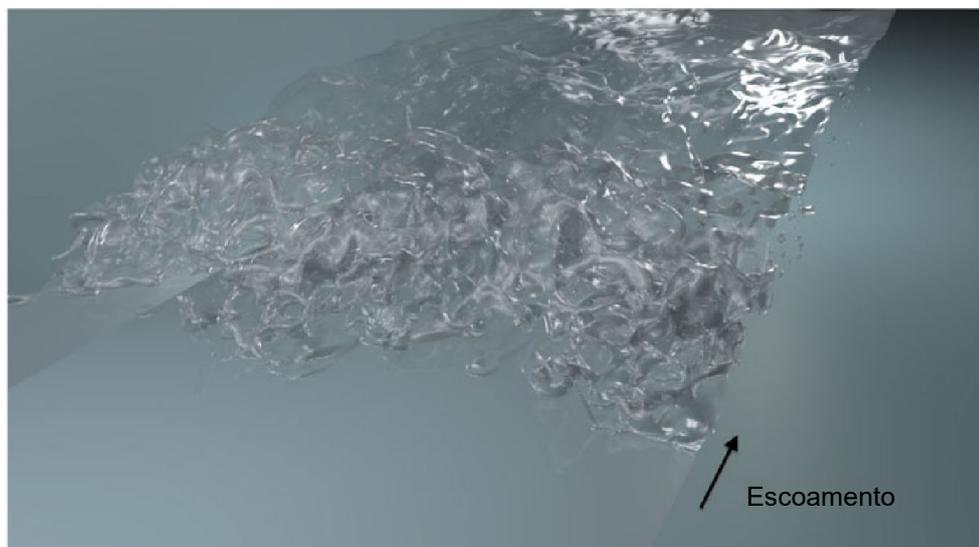


Figura 2.20 – Superfície livre obtida a partir da Simulação Numérica Direta (DNS) de um ressalto hidráulico. Fonte: Mortazavi et al. (2016).

Mais sobre a história das Simulações Numéricas Diretas, bem como outros exemplos de aplicações exitosas da abordagem DNS (escoamentos em condutos fechados, escoamentos à superfície livre, estudos sobre camada limite turbulenta, simulações com paredes rugosas, entre outros) podem ser encontrados em Rodi (2017).

2.3.2.3 Simulações de Grandes Escalas (LES e DES)

Uma vez que a aplicação de DNS para a resolução das estruturas de menor escala, dissipativas, passa a apresentar um custo computacional proibitivo para altos números de Reynolds R , foi desenvolvido um método que resolve apenas os vórtices de tamanho maior que um determinado filtro especificado (este filtro normalmente é proporcional ao tamanho característico das células), e considera, no tratamento dos vórtices de escalas menores que tal filtro, um modelo de escala submalha (em inglês, *subgrid-scale*, SGS), conforme ilustra a Figura 2.19. Esta é a abordagem LES (do inglês *Large Eddy Simulation*), uma opção intermediária entre as abordagens RANS e DNS. A ideia e a principal vantagem das LES é que os movimentos de larga escala, energéticos, não precisam ser modelados como nas RANS, e os movimentos de menores escalas não precisam ser resolvidos como nas DNS (RODI, 2017). Justamente devido a esta capacidade, na maioria das aplicações de LES, a previsão das estatísticas turbulentas é, no mínimo, tão importante quanto a previsão das variáveis médias do escoamento (CELIK; CEHRELI; YAVUZ, 2005), uma vez que, se o interesse reside apenas nas grandezas médias, o usuário de CFD pode escolher, por economia computacional, utilizar abordagens RANS. De fato, segundo Viti, Valero e Gualtieri (2019), abordagens de alta fidelidade, como LES e DES (Simulação de Vórtice Destacado, do inglês *Detached Eddy Simulation*), vêm mostrando que as medidas de turbulência podem ser apropriadamente reproduzidas por estes modelos, diferentemente das abordagens RANS que, em geral, são mais apropriadas para o estudo das variáveis médias do escoamento turbulento.

A equação da conservação da quantidade de movimento resolvida em Simulações de Grandes Escalas pode ser expressa da seguinte forma:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \tau_{ij}^s}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \rho b_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad \text{Equação 2.9}$$

na qual o operador da média (barra superior) representa a média espacial sobre um determinado volume e o termo τ_{ij}^s representa a chamada tensão de Reynolds de escala submalha (*subgrid-scale Reynolds stress*). O nome “tensão” está associado mais à sua unidade do que ao seu sentido físico. Na prática, é o fluxo de quantidade de movimento causado pela ação das pequenas escalas (não resolvidas). A expressão “escala submalha” também não é completamente correta, uma vez que o filtro Δ não necessariamente é igual ao tamanho das células Δs que compõem a malha. Diversas abordagens existem para o tratamento do termo τ_{ij}^s . O *software* FLOW-3D (FLOW SCIENCE INC., 2023), por exemplo, adota o modelo submalha de Smagorinsky (SMAGORINSKY, 1963), segundo o qual:

$$\tau_{ij}^s - \frac{\tau_{kk}^s \delta_{ij}}{3} = -2\nu_t \overline{S_{ij}} \quad \text{Equação 2.10}$$

em que:

δ_{ij} é o delta de Kronecker, $\delta_{ij} = \begin{cases} 0, & i \neq j. \\ 1, & i = j. \end{cases}$

ν_t é a viscosidade turbulenta; e

$\overline{S_{ij}}$ é o tensor de taxa de deformação.

O tensor de taxa de deformação é dado por

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{Equação 2.11}$$

e a viscosidade turbulenta ν_t é definida como sendo:

$$\nu_t = (C_s \Delta s)^2 \sqrt{2\overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}}} \quad \text{Equação 2.12}$$

na qual C_s é o coeficiente de Smagorinsky.

Apesar de a escolha por um filtro (como o “*box filter*” ou o filtro Gaussiano) não aparecer explicitamente nas equações filtradas de conservação de massa e quantidade de movimento, tampouco no modelo de Smagorinsky (1963) dado pela Equação 2.12, este modelo está intrinsecamente associado a um filtro implícito,

chamado de “filtro de Smagorinsky”, cuja atuação está ligada ao tamanho característico dos elementos da malha Δs (POPE, 2000). Outros modelos de escala submalha, com conceitos, contextualização e equacionamento, podem ser consultados em Pope (2000) e Ferziger et al. (2020).

A abordagem LES é expressivamente mais barata que a abordagem DNS, uma vez que são resolvidas apenas as escalas maiores do que o filtro especificado, de acordo com a capacidade computacional disponível. A ascensão do método, vista nas últimas décadas, é justificada pelo seu grande potencial. A abordagem LES já está incorporada tanto em códigos abertos quanto em códigos comerciais, e vem sendo utilizada também em aplicações práticas (RODI, 2017). Celik, Cehreli e Yavuz (2005) previram corretamente que o uso desta técnica em aplicações de engenharia cresceria significativamente nos anos seguintes. Sotiropoulos (2015) reitera esta afirmação, sustentando que o crescimento do papel das LES nas pesquisas em Hidráulica deve acompanhar o avanço do poder computacional disponível. Rodi (2017) chega a afirmar que as pesquisas com LES e códigos híbridos LES/RANS claramente já ultrapassaram as pesquisas baseadas puramente em modelagem RANS. Em contraponto a isso, o autor expressa que, mesmo com o grande potencial destes métodos, os estudos experimentais continuarão exercendo um papel significativo nesta área, tanto de forma independente quanto servindo para validar e complementar os estudos numéricos.

Uma outra vantagem de modelos que resolvem a turbulência, como a abordagem LES, é que eles fornecem informações não só sobre os efeitos da turbulência agindo sobre o escoamento, mas também sobre a magnitude das flutuações (“Turbulence Modeling”, 2021). Além disso, a resolução das grandes escalas traz vantagens que vão além da mera obtenção das grandezas turbulentas. Um exemplo disso é o estudo de Ma et al. (2011), cuja simulação baseada em DES foi capaz de reproduzir a agitação da superfície livre do ressalto hidráulico, o que não ocorreu na simulação baseada em RANS, que produziu uma superfície regular e suave (Figura 2.21). Esta capacidade da DES acarretou numa melhor representação da incorporação de ar ao longo da superfície rugosa do fenômeno, enquanto, na simulação RANS, a incorporação de ar foi bem menor, ocorrendo exclusivamente região exata do pé do rolo.

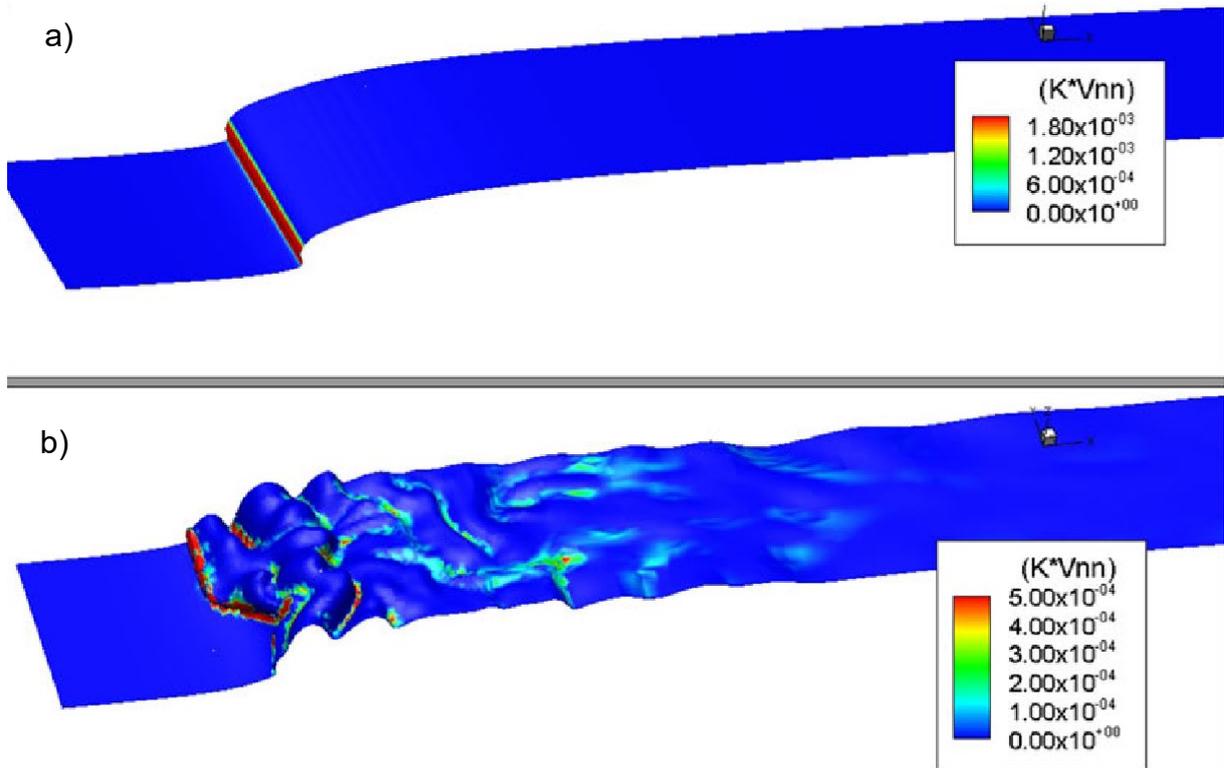


Figura 2.21 – Diferenças na incorporação de ar devido à resolução da superfície livre. a) RANS e b) DES. Fonte: Ma et al. (2011).

Conforme Jesudhas et al. (2017) e Li et al. (2022), a abordagem DES utiliza LES nas regiões em que a escala de comprimento de turbulência excede a resolução da malha (regiões mais internas do escoamento), enquanto aplica modelos RANS nas regiões próximas aos contornos sólidos e onde a escala de comprimento de turbulência é menor que o filtro (Figura 2.22). Jesudhas et al. (2017) defendem que o modelo DES é o mais adequado no caso de escoamentos como o do ressalto, no qual a turbulência gerada na camada de cisalhamento entre o rolo e o jato de parede é dominante. De acordo com Rodi (2017), o critério para se definir a posição limite onde a abordagem predominante passa de RANS para LES é onde a escala de comprimento do modelo RANS se torna maior que o tamanho das células da malha. Para aplicações práticas em Hidráulica, o autor prevê que as abordagens híbridas como DES prevaleçam sobre a abordagem puramente com LES, uma vez que esta última apresenta custo computacional maior.

Os trabalhos de Stoesser (2014) e Sotiropoulos (2015) resumam bem o potencial de técnicas avançadas de simulação como LES e DES, e várias áreas e problemas em que tais ferramentas provavelmente servirão de auxílio. Ambos afirmam que avanços ainda são necessários, principalmente na modelagem de

condições de contorno, como em escoamentos incidentes, na determinação da superfície livre, em paredes rugosas e na interação com fundos móveis.

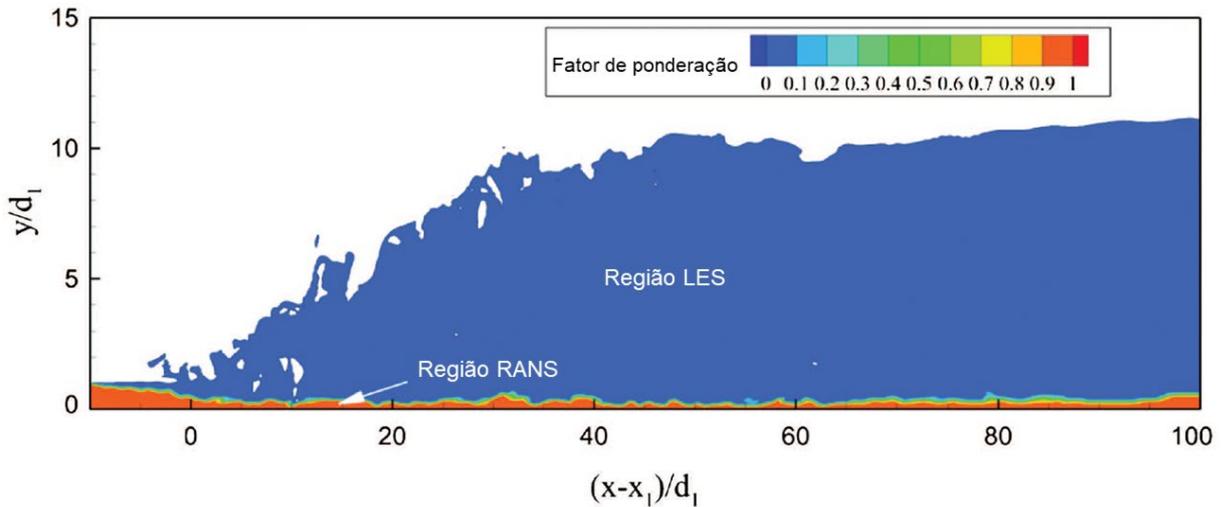


Figura 2.22 – Funcionamento de uma DES: combinação entre RANS e LES. Adaptado de Jesudhas et al. (2018).

A seguir, são listados alguns trabalhos que envolveram a aplicação de LES ou DES na modelagem de ressaltos hidráulicos:

- Gonzalez e Bombardelli (2005) brevemente mencionam que utilizaram o *software* FLOW-3D para conduzir simulações LES em 2D e 3D de um ressalto hidráulico com $F_1 = 2$. Os autores verificaram haver uma boa concordância entre o perfil de linha d'água instantâneo obtido e aquele apresentado nos gráficos de Hager (1992). Também compararam o campo do escoamento médio proveniente das simulações LES com valores obtidos por meio de uma simulação baseada em modelo RANS $k-\epsilon$. Os resultados foram considerados satisfatórios.
- Lubin et al. (2009) conduziram uma análise visual da superfície livre de um ressalto hidráulico, baseada em instantâneos tomados a partir de uma simulação LES.
- Ma et al. (2011), cujo estudo foi previamente comentado nos tópicos 2.1.4 e 2.3.2.1.
- Jesudhas et al. (2017) modelaram um ressalto hidráulico submerso, com $F_1 = 8,2$ e $S^* = 0,24$, utilizando a abordagem DES e o *software* STAR-CCM+ v8.06 (SIEMENS DIGITAL INDUSTRIES SOFTWARE INC, 2013). Para a validação, foram comparados os resultados de Long

et al. (1990) quanto à superfície livre, aos perfis médios de velocidade, o RMS (raiz do valor quadrático médio, do inglês *root mean square*) das flutuações da velocidade longitudinal, às tensões de Reynolds e ao decaimento das máximas velocidades longitudinais. O trabalho revelou informações relevantes sobre o papel das estruturas coerentes na dissipação de energia.

- Jesudhas et al. (2018) utilizaram a técnica DES para conduzir simulações de um ressalto hidráulico a jusante de uma comporta de fundo operando com $F_1 = 8,5$. A análise da estrutura de turbulência interna do ressalto, combinada com a técnica de decomposição quadrática, possibilitou uma melhor compreensão da interação entre o rolo e o “jato de parede”, abaixo dele.
- Lu et al. (2021) analisaram séries de pressões instantâneas transmitidas pelo ressalto hidráulico sobre uma laje de uma bacia de dissipação com alargamento lateral súbito e degrau negativo. Os dados numéricos foram obtidos por meio de simulações baseadas em LES. A partir da comparação com resultados de modelos físicos, verificou-se que o código baseado em LES foi capaz de simular as flutuações de pressão na bacia de dissipação para o caso mencionado.
- Li et al. (2022) buscaram gerar valores de pressão flutuante na região a jusante de um aerador de um vertedouro em túnel por meio do emprego de DES. Foram utilizados dados experimentais para a validação e o método foi julgado adequado para a situação em questão.
- Maleki e Fiorotto (2024) simularam duas condições de escoamento ($F_1 = 5,2$ e $F_1 = 6,4$) para duas condições de rugosidade (fundo liso e fundo rugoso), resultando em quatro simulações que foram conduzidas com a técnica IDDES (*Improved Delayed Detached Eddy Simulation*, uma variação da abordagem DES). Os resultados apresentados auxiliam na compreensão dos efeitos da rugosidade de fundo sobre as características principais do ressalto.

2.3.3 Verificação e validação

Apesar dos diversos aspectos positivos associados à fluidodinâmica computacional (ver tópico 2.3.1), a modelagem numérica está atrelada a um certo número de hipóteses e simplificações teóricas e, por conseguinte, calibração e validação utilizando modelos físicos são indispensáveis (MACIÁN-PÉREZ; GARCÍA; HUBER; BAYON; VALLÉS, 2020). Jesudhas et al. (2018), Valero et al. (2018) e Ferziger et al. (2020) também atestam a importância de se conduzir etapas como verificação e validação em aplicações de CFD, uma vez que um código numérico inapropriado certamente produzirá resultados errôneos. Conforme Wang (2009), o crescimento recente das simulações numéricas tem contribuído para um aumento da atenção dedicada à validação e à precisão destes códigos.

Quanto à definição, há que se distinguir entre os conceitos “Verificação” e “Validação”. Segundo Roache (2009a), verificação está associada à resolução das equações corretas, enquanto validação significa resolvê-las corretamente. Roache (2009b) esclarece que o autor de um código numérico é o responsável por demonstrar que as equações envolvidas estão sendo resolvidas corretamente, normalmente com algum grau de precisão e sempre com consistência, de forma que, com uma diminuição na discretização (ou seja, quando alguma medida de discretização tende a zero, $\Delta \rightarrow 0$), o código produza uma solução que tenda às equações analíticas. A este processo, dá-se o nome de Verificação. Se estas equações e a solução possuem ou não alguma relação com dados experimentais e/ou com um problema físico de interesse para o usuário do código é o escopo da Validação. Assim, de certa forma, a verificação está mais relacionada à matemática do código numérico, assim como a validação está para a física. Isso dito, fica evidente que a validação, diferentemente da verificação, se baseia em comparações de grandezas físicas utilizando dados provenientes de experimentação laboratorial ou de campo e, uma vez que a “natureza” é o júri final, a validação é de extrema prioridade para engenheiros e cientistas (ROACHE, 2009b; WANG, 2009). Conforme Wang (2009), as etapas de verificação e validação devem ser repetidas sempre que o código passar por mudanças significativas, seja na implementação numérica ou na representação da física.

É comum que trabalhos envolvendo CFD contenham seções dedicadas à especificação da malha utilizada, visando comprovar sua suficiência. Por definição, quanto mais refinada uma malha é, mais próximo o esquema numérico chegará da solução analítica das equações diferenciais envolvidas. Por outro lado, uma malha

muito refinada acarretará num custo computacional exageradamente alto, que frequentemente não será justificado com uma melhora proporcional nos resultados. Conforme a malha é refinada (diminuição do tamanho das células e consequente aumento de sua quantidade no domínio de simulação) e o passo de tempo é reduzido, os erros de discretização espacial e temporal devem, assintoticamente, tender a zero (“Examining Spatial (Grid) Convergence”, 2021). Quando se verifica que, a partir de um dado nível de refinamento, um código numérico passa a produzir resultados muito semelhantes para diferentes refinamentos, diz-se que foi atingida a “independência da malha”.

Um dos métodos mais utilizados para se verificar a independência da malha, principalmente em aplicações de CFD baseadas em RANS, é o GCI (*Grid Convergence Index*, termo em inglês que significa Índice de Convergência da Malha), que foi proposto por Roache (1994). Este índice se baseia numa estimativa de erro relativo ao refinamento da malha, e deriva da teoria generalizada de Extrapolação de Richardson. É importante ressaltar, entretanto, que a faixa de convergência dá uma ideia da “solução numérica verdadeira ou ótima”, valor este que nem sempre será equivalente à solução física verdadeira (“Examining Spatial (Grid) Convergence”, 2021), uma vez que este procedimento está associado à verificação do código, e não à validação.

Em simulações baseadas em LES, não se pode falar em independência de malha, porque uma LES que seja independente de malha é, essencialmente, uma DNS, e uma LES tão refinada a ponto de se tornar uma DNS desvirtuar-se-ia do seu propósito. A vantagem das LES é justamente serem mais econômicas que as DNS, enquanto só resolvem os turbilhões mais energéticos que determinam os parâmetros principais do escoamento e seus efeitos (CELIK; CEHRELI; YAVUZ, 2005).

O erro total (ou a incerteza) em aplicações de LES (ε_{LES}) consiste de dois principais componentes, nomeadamente, o erro de discretização (ε_{num}) e o erro do modelo de escala submalha (ε_{SGS}). Segundo Celik et al. (2005), a etapa de verificação em aplicações de LES é difícil porque tanto um erro quanto o outro são funções da resolução da malha. Os autores desenvolveram um índice para avaliar a qualidade da malha em simulações de grandes escalas, chamado de IQ_{LES} , que pode ser calculado a partir dos valores da energia cinética resolvida por duas Simulações de Grandes Escalas conduzidas com malhas de diferentes níveis de refinamento, fazendo-se:

$$IQ_{LES} = \frac{1}{1 + \left(1 - \frac{k_c^{res}}{k_f^{res}}\right) (\omega^\zeta - 1)^{-1}} \quad \text{Equação 2.13}$$

na qual:

IQ_{LES} é o índice de qualidade da LES;

k_c^{res} é a energia cinética resolvida pela LES com malha grossa;

k_f^{res} é a energia cinética resolvida pela LES com malha fina;

$\omega = \frac{\Delta s_c}{\Delta s_f} > 1$, em que Δs_c e Δs_f são o lado médio das células nas simulações com malhas grossa e fina, respectivamente;

ζ é a ordem de precisão do esquema numérico (recomenda-se usar $\zeta = 2$ quando seu valor exato é desconhecido).

Celik et al. (2005) sugerem que um IQ_{LES} entre 75% e 85% seja considerado adequado para a maioria das aplicações de engenharia que normalmente ocorrem em altos números de Reynolds. É importante ressaltar que, assim como o GCI, este índice é um indicador de boa resolução de malha (ou seja, de verificação), mas não necessariamente de um código bom ou preciso (validação). Segundo os autores, em algumas situações (escoamentos em canais, por exemplo) e por motivos que não estão claros, o IQ_{LES} pode resultar em valores maiores que 100%, o que é irrealista, uma vez que, teoricamente, uma simulação com malha mais refinada deveria ser capaz de resolver uma parcela maior da turbulência do que uma simulação com malha grosseira.

2.3.4 Pressões obtidas com CFD: valores médios e flutuantes

Uma das técnicas empregadas por softwares CFD para acoplar pressões e velocidades flutuantes é por meio da equação de Poisson da pressão, dada por:

$$\nabla^2 p' = -\rho \left[2 \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u'_i u'_j - \bar{u}'_i \bar{u}'_j) \right] \quad \text{Equação 2.14}$$

na qual:

p' é a parcela flutuante da pressão;

u'_i é o componente flutuante da velocidade na direção i ;

\bar{u}_i é a média temporal do componente da velocidade na direção i .

A Equação 2.14 resulta da aplicação do operador divergente sobre a equação da conservação da quantidade de movimento (LU; YIN; YANG; WEI; LIU, 2021; PANTON, 2013). A seguir, discorre-se sobre o uso de CFD para a obtenção e análise de valores de pressão. Também são brevemente mencionados alguns exemplos de estudos de modelagem numérica que abordam, entre outras grandezas, pressões, sejam elas as médias ou suas flutuações.

A estimativa numérica de pressões flutuantes é desafiadora, sendo a obtenção desta grandeza normalmente feita por meio de modelagem física. As abordagens RANS, amplamente utilizadas na prática de engenharia, são inadequadas para resolver o problema da flutuação de pressão, porque só resolvem o valor médio do campo do escoamento e ignoram o valor flutuante. Como forma de contornar isso, as abordagens de resolução de vórtices (como LES e DES) vêm sendo frequentemente utilizadas para a geração de dados de flutuação de pressão, nas mais diversas áreas (automobilística, aeroespacial, máquinas hidráulicas, entre outras) (LI; LIU; WANG; CHEN; LI; WANG; ZHANG, 2022).

No que diz respeito à revisão bibliográfica aqui conduzida, o estudo de Carvalho et al. (2008) é o mais antigo de que se tem conhecimento quando se trata de pressões obtidas a partir de simulações numéricas do ressalto hidráulico. Os autores compararam as pressões mínimas, médias e máximas obtidas experimentalmente com pressões médias obtidas via CFD, com um modelo de turbulência RNG k- ϵ ativado e desativado (Figura 2.23).

Mortazavi et al. (2016), responsáveis pela primeira simulação do ressalto hidráulico ($F_1 = 2$) utilizando a abordagem DNS, poderiam ter utilizado seus resultados para analisar as pressões flutuantes ao longo do ressalto, mas não o fizeram. Apenas as pressões médias junto ao fundo do ressalto são mostradas, em comparação com a pressão hidrostática, referente ao peso médio do volume de água sob a superfície. Os autores verificaram uma pequena diferença entre a pressão total e a pressão hidrostática.

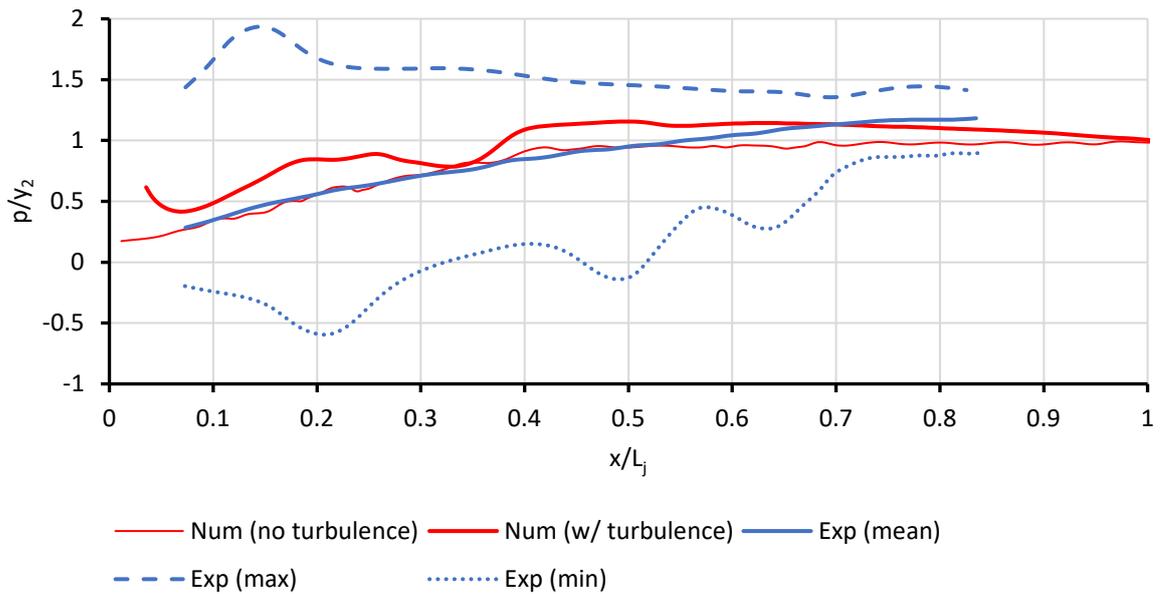


Figura 2.23 – Pressões junto ao fundo do ressalto hidráulico: dados experimentais (mínimas, médias e máximas) e numéricos (médias, com e sem modelagem de turbulência). Adaptado de Carvalho et al. (2008).

A validação da simulação numérica apresentada em Jesudhas et al. (2018) consiste de uma comparação entre resultados numéricos e experimentais de coeficientes de flutuação de pressão, dentre outras grandezas. Foi verificado que o código foi capaz de reproduzir bem o valor máximo deste parâmetro (Figura 2.24), bem como sua posição ao longo do ressalto.

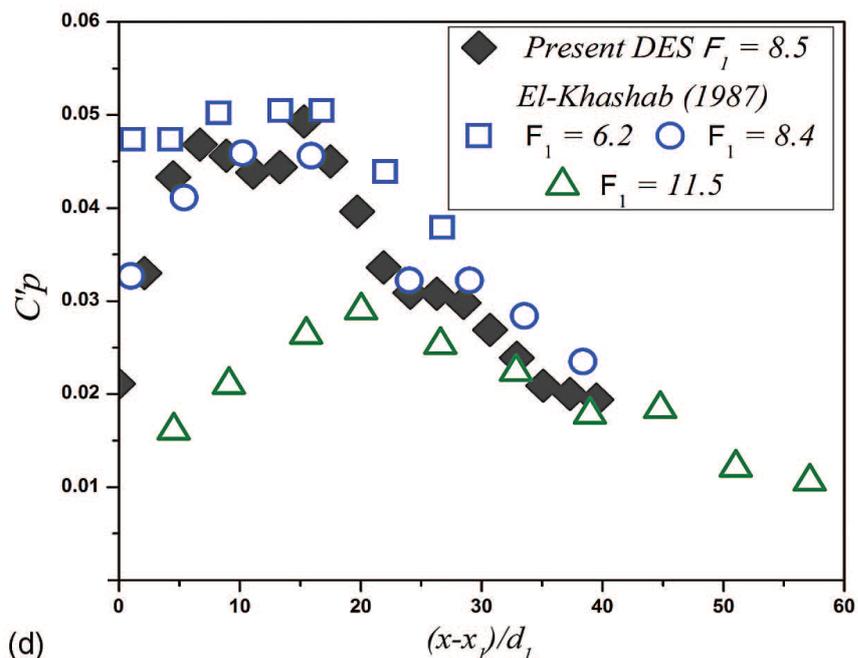


Figura 2.24 – Coeficientes de flutuação de pressão obtidos via experimento e via CFD. Jesudhas et al. (2018).

Macián-Pérez et al. (2020) utilizaram diferentes modelos de turbulência RANS para simular um ressalto hidráulico numa bacia de dissipação USBR tipo II. Foram comparados os resultados numérico e experimental para as pressões médias atuando sobre dois pontos dos blocos da soleira terminal.

O FLOW-3D e o OpenFOAM foram utilizados por Macián-Pérez et al. (2020) para comparar diversos parâmetros de um ressalto hidráulico com $F_1 = 6$ e $R_1 = 200,000$. O modelo de turbulência empregado foi o RNG k- ϵ . A análise de pressão abrangeu a comparação dos valores médios e da flutuação de pressão para os resultados numéricos dos dois códigos CFD, para dados experimentais coletados pelos autores e para outros dados experimentais disponíveis na literatura (Figura 2.25).

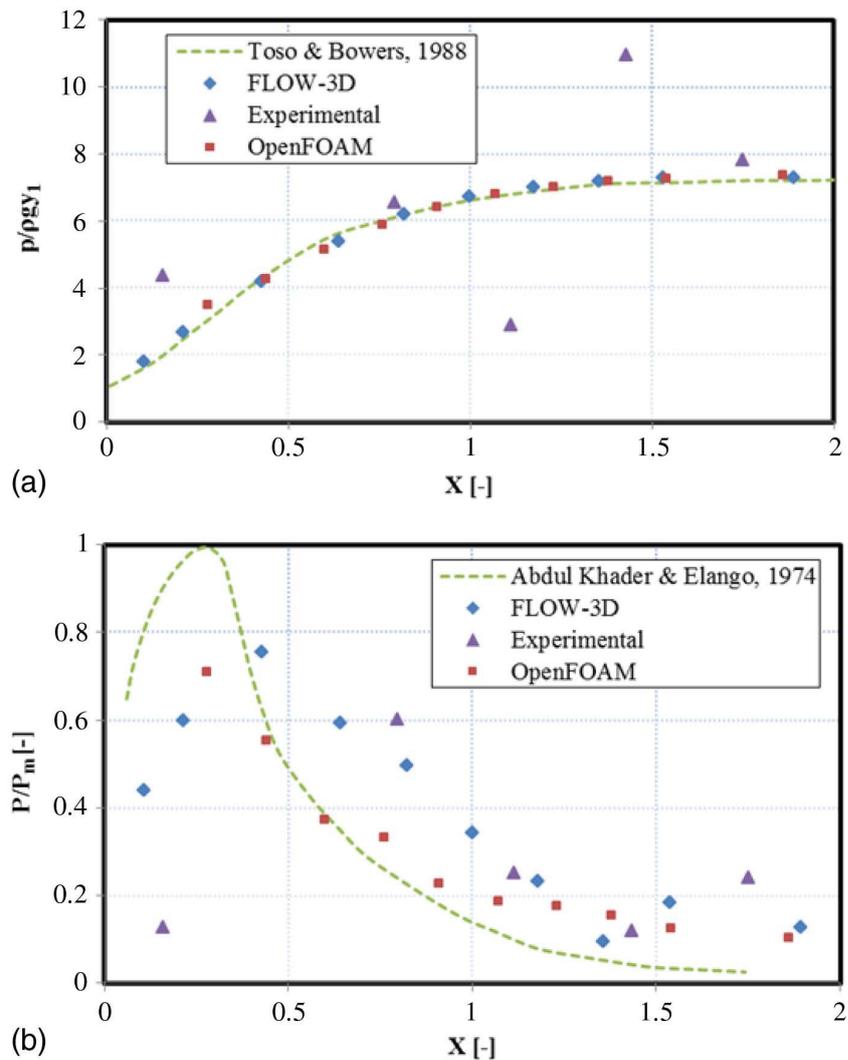


Figura 2.25 – Dados experimentais e numéricos de: a) Pressão média; b) Flutuação de pressão. Macián-Pérez et al. (2020).

As pressões médias obtidas computacionalmente pelos autores supramencionados apresentaram boa concordância entre si e também com os dados da literatura, enquanto os dados experimentais apresentaram dispersão elevada. Os autores justificaram este comportamento afirmando que os transdutores de pressão são altamente sensíveis a partículas sólidas carregadas pelo escoamento, o que pode ter afetado os resultados. Dificilmente, entretanto, partículas afetariam tão grandemente as pressões médias coletadas com transdutores de pressão, levantando-se o questionamento se a presença de bolhas, falta de calibração ou baixa resolução temporal não poderiam também ser fatores para tais resultados. Para a flutuação de pressão, os resultados numéricos subestimaram os resultados de Abdul Khader e Elango (1974) a montante do pico e os superestimaram a jusante desta região. Quanto à posição de máxima flutuação, entretanto, ambos os códigos forneceram boas estimativas.

Lu et al. (2021) utilizaram abordagem de turbulência LES do *software* FLOW-3D para estudar as flutuações de pressão ocorrendo junto ao fundo de uma bacia de dissipação com um degrau negativo e expansão lateral súbita. A partir da comparação com dados experimentais, os autores verificaram que a simulação numérica foi capaz de reproduzir as características das flutuações de pressão do ressalto hidráulico para a sua configuração de bacia de dissipação. Na Figura 2.26, apresenta-se o campo de pressões médias e flutuações de pressões encontrado pelos autores.

Uma simulação numérica baseada em DES foi conduzida por Li et al. (2022) para avaliar as flutuações de pressão na região de um degrau aerador instalado no túnel de um vertedouro. A análise abrangeu: a raiz quadrática média e o coeficiente de flutuação de pressão ao longo do aerador; histogramas da distribuição de probabilidades de pressões (se aproximam da distribuição normal); coeficientes de correlação; isossuperfície do critério Q; e o densidade espectral da energia cinética de turbulência.

A técnica SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*) foi utilizada por De Padova et al. (2023) para estudar 10 condições de ressaltos hidráulicos ($3.2 < F_1 < 9.9$) ocorrendo sobre um degrau súbito negativo. Na etapa de validação, apenas uma das 10 condições é comparada com resultados experimentais, em termos de densidade espectral das séries de pressões. Resultados de coeficientes de flutuação de pressão C_p' e assimetria da série de pressões instantâneas são apresentados para cinco condições, sem comparação com dados experimentais.

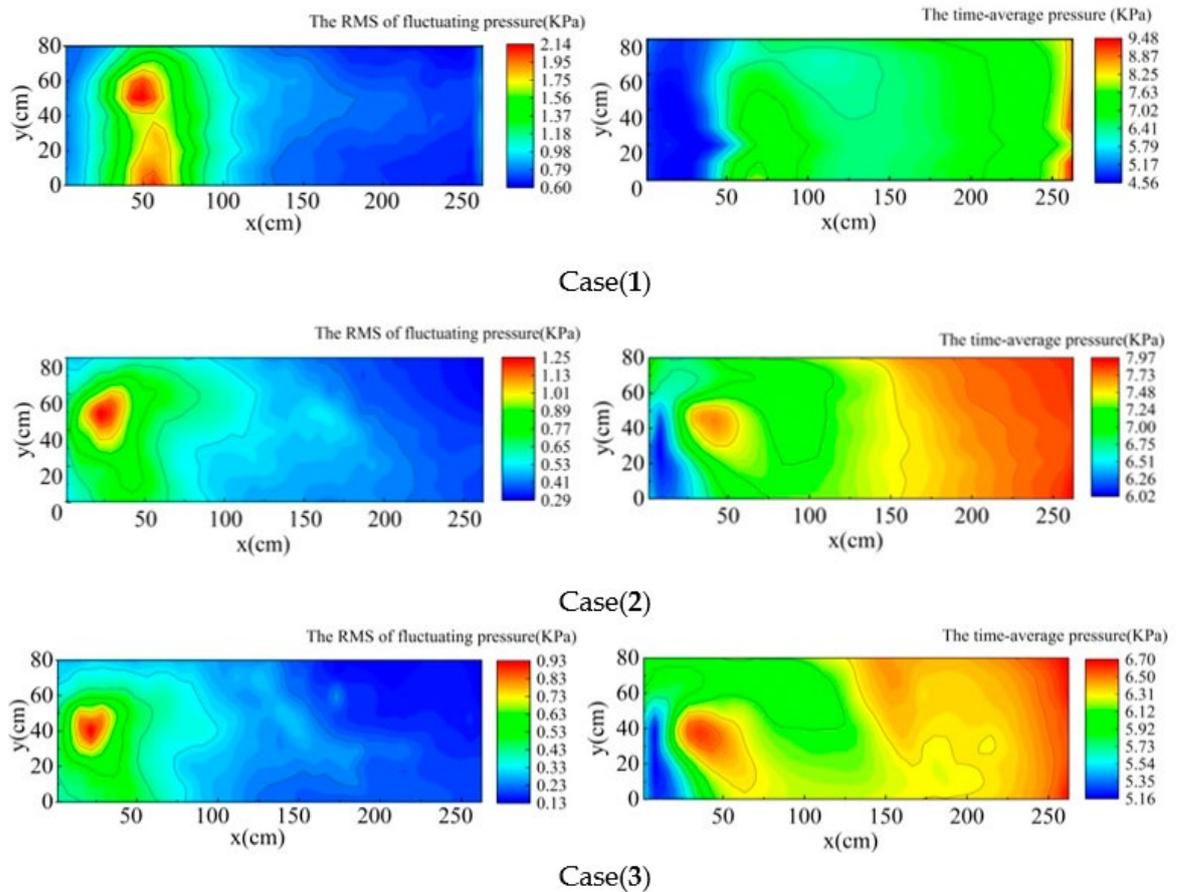


Figura 2.26 – Campo de flutuações de pressão (esquerda) e pressões médias (direita) numa bacia de dissipação para três diferentes vazões. Lu et al. (2021).

Maleki e Fiorotto (2024), cujo estudo foi brevemente mencionado no tópico 2.3.2.3, apresentam resultados de coeficientes de flutuação de pressão C'_p (Figura 2.27) e densidade espectral da séries de pressões instantâneas, obtidos em suas simulações conduzidas com a técnicas IDDES. A validação feita pelos autores abrangeu apenas parâmetros envolvendo velocidades, coeficientes de cisalhamento e o comportamento médio da superfície livre, o que dá margem para questionamentos quanto à confiabilidade dos dados de pressão apresentados.

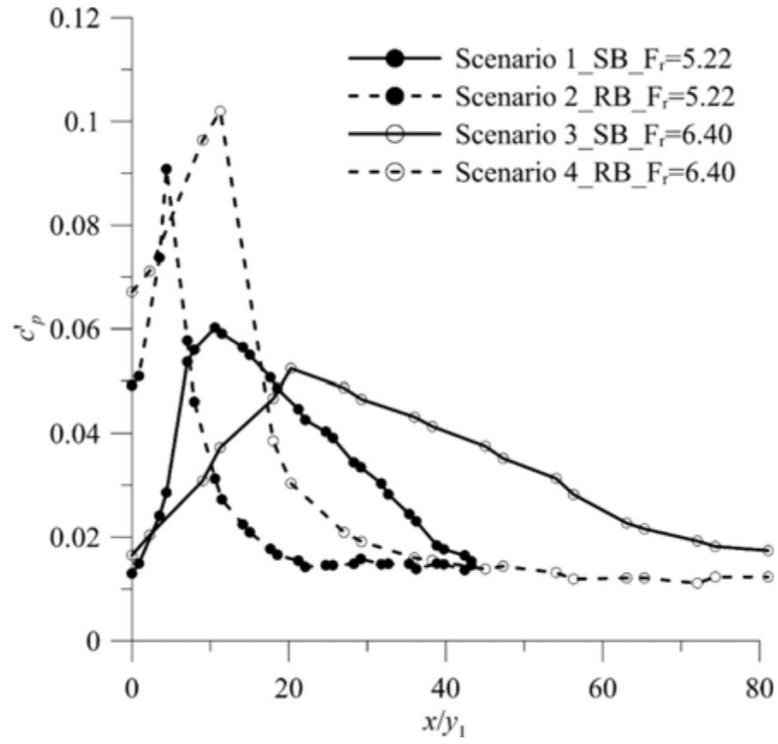


Figura 2.27 – Coeficientes de flutuação de pressão obtidos em simulações feitas com IDDES com fundo liso (SB) e rugoso (RB). Maleki e Fiorotto (2024).

3 ARTIGO 1 – SIMULAÇÕES DE GRANDES ESCALAS DE PRESSÕES EXTREMAS EM RESSALTOS HIDRÁULICOS COM BAIXO NÚMERO DE FROUDE

Steinke Jr., R., Sanagiotto, D. G., Endres, L. A. M., and Teixeira, E. D. *LES of Extreme Pressures in Low Froude Number Hydraulic jumps.*

O artigo abaixo, submetido em 21 de maio de 2024 na *Journal of Hydraulic Engineering* e atualmente em fase de revisão pelos pares, trata sobre a aplicação de CFD, acoplada à abordagem de turbulência LES no software FLOW-3D, para a simulação numérica de três ressaltos hidráulicos com baixo número de Froude, visando reproduzir as pressões instantâneas transmitidas às lajes no fundo da bacia de dissipação. Quanto às malhas, a aplicação de um consagrado método de verificação para LES revelou que a quase totalidade do volume abrangendo a região da bacia de dissipação resultou em valores dentro da faixa recomendada. As simulações foram validadas com respeito a grandezas turbulentas derivadas de séries de pressões e velocidades. A partir das séries de pressões instantâneas extraídas das simulações numéricas, foram apresentados resultados de pressões extremas mínimas e máximas, bem como de coeficientes de flutuação de pressão. A justaposição destes resultados e de resultados provenientes de experimentos físicos possibilitou a proposição de equações ajustadas para a estimativa dos parâmetros supracitados, com respeito à posição longitudinal ao longo da bacia de dissipação. O caráter inédito deste trabalho reside na verificação de que a técnica LES pode ser empregada para a obtenção de séries instantâneas de pressão em ressaltos hidráulicos de baixo número de Froude, resultando em parâmetros estatísticos fortemente concordantes com aqueles provenientes de experimentos físicos, e sem necessitar empregar *clusters* ou supercomputadores para tal.

LES of Extreme Pressures in Low Froude Number Hydraulic Jumps

Abstract: Despite the great number of studies on the hydraulic jump and its various forms and configurations, the literature is not consolidated with respect to the fluctuating pressures generated by low Froude number hydraulic jumps. In that regard, this paper sought to assess the capability of the Large Eddy Simulation technique (together with the Smagorinsky model in the platform FLOW-3D) in reproducing the fluctuating pressures exerted by said phenomenon on the slabs of stilling basins. Using the VOF technique for the free-surface tracking, three distinct hydraulic conditions were simulated based on a previously conducted experimental work, which yielded Froude numbers equal to 2.3, 3.0 and 3.8. The grids tested were verified through the Index of Resolution Quality for Large Eddy Simulations. The validation of the numerical simulations was performed through the comparison of different variables, namely the mean values and the standard deviations of velocities, as well as dimensional quantiles of extreme pressures. A visual analysis also confirmed similarities between the experiments and the simulations. Instantaneous pressure series extracted from the numerical simulations were compared against data from other experimental works, comprising the pressure fluctuations coefficient and dimensionless quantiles of extreme pressures. The good agreement found between the experimental and the numerical data allowed for the proposal of equations that can be useful tools for the design of low Froude number stilling basins. The equations fitted for the estimation of extreme pressure quantiles yielded coefficients of determination between 0.899 and 0.949. Due to the intrinsic high variability of the pressure fluctuation coefficients, a curve was fitted to the overall trend, together with prediction bands that serve as inferior and superior limits.

Keywords: Extreme pressures; Pressure fluctuations; Low Froude number hydraulic jumps; Stilling basins; Large Eddy Simulation.

3.1 INTRODUCTION

Despite the combined effort of numerous researchers, since when the hydraulic jump was firstly described and sketched by Leonardo da Vinci at the turn of the 15th to the 16th century (De Padova and Mossa 2021), there are still research gaps regarding this phenomenon. Unlike classic stable jumps, which have already been extensively studied, low Froude number jumps still need advancements regarding its pressure and velocity fields, as they have received less attention from the perspective of hydraulic engineering applications.

The Froude number $F = v/(gy)^{0.5}$ (in which v and y are, respectively, the depth-averaged velocity and the flow depth, while g is the gravitational acceleration) is a

dimensionless quantity that can be comprehended as the ratio between inertial and gravitational forces of an open channel flow. Conventionally, when computed at the inflow section of the hydraulic jump, subscript 1 is used. According to the classification presented by Chow (1959) and Elevatorski (1959), a hydraulic jump is said to have a low Froude number if $1.7 < F_1 < 4.5$. Despite its lower energy dissipation when compared to a stable jump ($4.5 < F_1 < 9.0$), a low Froude number jump might be chosen as the design condition of the energy dissipator of a dam, depending on the hydraulic and topographic conditions of the project.

The occurrence of low Froude number hydraulic jumps at the dam toe is favored by factors such as a low-sloped river with high discharges, which is exactly the case for most of the hydropower plants built in the Amazon region (slopes of Amazon rivers are of the order of 0.003 % and, according to Richey et al. (1989), the mean annual discharge at the mouth of the Amazon River is 200,000 m³/s). Furthermore, the Northern region has the greatest available hydropower potential of Brazil: 43% of the country's total estimated hydropower potential of 261.4 GW (EPE 2007). For the next decade alone, two large hydropower plants (HPPs) are planned for that region, adding up to 1.05 GW (Tabajara HPP and Bem Querer HPP) (EPE 2022), besides the medium and small HPPs. Considering the lack of a solid literature comprising a sufficient turbulence characterization of low Froude number jumps, the importance of studies on this topic becomes clear.

With the diffusion of instruments such as pressure transducers, Prandtl-Pitot tubes and hot-film anemometers, the period between the 1960s and the 1980s saw a large number of studies characterizing pressure and velocity fields of jumps, mostly stable ones. Worth mentioning are the works of Vasiliev and Bukreyev (1967), King (1967), Abdul Khader and Elango (1974) and Toso and Bowers (1988), whose researches comprised the analysis of several statistical metrics computed from the instantaneous pressures transmitted by the jump to the stilling basin. From the 2000s, applications of computational fluid dynamics on the hydraulic

jump case became prominent. Some examples are the works of Amorim et al. (2004), Gonzalez and Bombardelli (2005), Carvalho et al. (2008), Ma et al. (2011) and Valero et al. (2014). Due to the advantages and limitations of each approach (physical and computational), the current scenario acknowledges that they complement each other. The emergence of eddy-solving techniques, such as DNS (Direct Numerical Simulation) and LES (Large Eddy Simulation), proved that CFD is capable of yielding the turbulent quantities of the flow, even in the smallest scales. The current limitation to that, though, is the elevated computational costs required, often not feasible for engineering practical applications.

Regarding the extraction of pressures in hydraulic jumps through CFD, few studies can be found in literature. Amorim et al. (2004), Carvalho et al. (2008), Macián-Perez et al. (2020a) and more recently Santos et al. (2022) and Bocchi et al. (2024) analyzed pressures obtained through RANS (Reynolds-Averaged Navier Stokes equations) based simulations. All of them achieved good results when comparing to experimentally-obtained mean pressures along the jump. Although Macián-Perez et al. (2020a) also compared numerical and experimental values of pressure fluctuations, no good agreement was found between the two approaches. The pressure fluctuations obtained by Jesudhas et al. (2018), using a DES (Detached Eddy Simulation) model of a hydraulic jump with $F_1 = 8.5$, showed good agreement with experimental data. However, this comparison was merely used for validation purposes, and no deeper analysis was performed with the data. Mortazavi et al. (2016) performed a DNS of a jump with $F_1 = 2$, but their analysis concerning pressures comprised only mean values. A good agreement between experimental and numerical values of mean, minimum and maximum pressures, as well as pressure fluctuations, was obtained by Lu et al. (2021), who used the LES model of FLOW-3D to carry out simulations of hydraulic jumps ($4.2 < F_1 < 5.3$) occurring on a stilling basin slab with a bottom drop and sudden lateral enlargement. Li et al. (2022) employed CFD to study pressure fluctuations, applying a DES model to an aerator negative

step of a spillway tunnel. When compared with experimental data, the simulations yielded good results of pressure fluctuation coefficient C'_p and probability density of pressures.

Thus, to the extent of the authors' knowledge, there are currently no CFD studies extensively focusing on the analysis of extreme and fluctuating pressures in low Froude number hydraulic jumps nor any study mentioning the computational effort (or the grid refinement) needed for obtaining such pressures. A lack of equations for the estimation of these metrics was also identified. Aiming to fill these gaps, the present study analyses instantaneous pressure series extracted from large-eddy simulations of three flow conditions of low Froude number hydraulic jumps carried out with the Smagorinsky turbulence model in the platform FLOW-3D. A comparison with previously published experimental data is also included, together with the proposal of equations for the estimation of pressure fluctuations and extreme pressures throughout the jump.

3.2 MATERIALS AND METHODS

3.2.1 Experimental data

The simulations presented here were based on three experiments of low Froude number hydraulic jump carried out by Steinke (2020), with unit flowrates q equal to 0.0625 m²/s, 0.125 m²/s and 0.250 m²/s. These hydraulic conditions (Cases I, II and III, respectively) correspond to incident Froude numbers F_1 equal to 3.8, 3.0 and 2.3, and inflow depths y_1 equal to 0.030 m, 0.057 m and 0.108 m. Steinke et al. (2021) statistically analyzed the instantaneous pressures measured at the centerline of the flume, with pressure transducers during these physical experiments. These pressure data, as well as data presented by Toso and Bowers (1988), Endres (1990), Dai Prá (2011) and Hampe (2018), are used in the present paper as a comparison against the instantaneous pressures extracted from the numerical simulations.

New experiments were carried out on the same flume used by Steinke (2020), under the same hydraulic conditions (unit flowrate and downstream control) of Cases II and III, aiming to measure velocities in order to validate the numerical simulations. The velocities were point-wise measured at the central plane of the flume, with a downward-looking Sontek 16 MHz micro-Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) during a period of 90 s at a rate of 50 Hz, and were filtered through the phase-space threshold filter introduced by Goring and Nikora (2002). It was not possible to perform velocity measurements of Case I, since the hydraulic jump had low water depths and mostly a highly aerated flow, which prevent the ADV from properly measuring velocities in the roller region. This was also the case for the upstream portion of the hydraulic jump of Case II and for the near-surface region. According to the manufacturer (SonTek 2001), good results can be obtained for Signal-to-Noise Ratios (SNR) higher than 10 dB and correlations higher than 30%-40%. Except for 1 measurement point of Case II and 2 measurement points of Case III, all the ADV measurements shown here yielded mean correlations higher than 30%, while the mean SNR was always kept higher than 10 dB.

3.2.2 Flow equations and turbulence treatment of numerical simulations

The interface FLOW-3D HYDRO (Version 22.1, Flow Science Inc. 2022) was used to run the simulations. The software solves the Navier-Stokes equations (flow governing equations), which are omitted here for brevity. For the numerical spatial discretization, FLOW-3D employs the finite volume method (McDonald 1971). The time discretization is performed through a Courant-type stability criterion, in which the time-step is automatically adjusted and kept as high as possible so as to not violate the code's stability conditions, thus ensuring convergence and efficiency (Flow-3D User's Manual 2023). The maximum allowed value of the Courant-Friedrichs-Lewy number was set to 0.45. For the determination of the free surface, FLOW-3D uses the VOF (Volume of Fluid) method, according to which each cell receives a coefficient η that varies from 0 (cell completely filled with air) to 1 (cell completely

filled with water). The free surface is then located in the cells where $0 < \eta < 1$ (Hirt and Nichols 1981).

Although the Smagorinsky model is known to induce overestimated dissipation, it is currently the only available option for running LES in FLOW-3D and was, therefore, used in the main simulations (the ones performed with the LES technique). According to this model (Smagorinsky 1963), after filtering the incompressible Navier-Stokes equations, a sub-grid scale stress τ_{ij} is introduced in the momentum equation, which is computed as:

$$\tau_{ij} - \frac{\tau_{kk}\delta_{ij}}{3} = -2\nu_t\overline{S_{ij}} \quad \text{Eq. (3.1)}$$

with $\delta_{ij} = \begin{cases} 0, & i \neq j \\ 1, & i = j \end{cases}$ and the strain rate tensor $\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{u}_j}{\partial x_i}\right)$. The turbulent viscosity ν_t is

then computed according to $\nu_t = (C_s\Delta)^2\sqrt{2\overline{S_{ij}}\overline{S_{ij}}}$, in which C_s is the Smagorinsky coefficient,

that was assumed as being 0.1 in this study, as in Li et al. (2018). Furthermore, three simulations were carried out using the RNG k - ϵ turbulence model, proposed by Yakhot et al. (1992). The goal of these simulations was to generate a rough estimate of the turbulence length scales occurring in the hydraulic jumps here studied.

3.2.3 Simulation settings

Figure 3.1 is a longitudinal cross section of the geometry configuration used, based on the flume used by Steinke (2020). Several studies on the hydraulic jump analyze its occurrence downstream of a sluice gate (Ghaderi et al. 2020; Jesudhas et al. 2018; Liu et al. 2004), or far away from any upstream or downstream controls (Macián-Pérez et al. 2020a; Mortazavi et al. 2016). Here, however, the hydraulic jump is analyzed occurring downstream of a spillway, in a stilling basin, similarly to Amorim (2015), Valero et al. (2018) and Lu et al. (2021). Therefore,

the simulation domain was configured to comprise the spillway as well, so that its effects on the jump were taken into account, since there are differences between jumps downstream of sluice gates and those downstream of spillways, mainly because of the toe curve effects on the pressures at the beginning of the stilling basin (Dai Prá 2011; Toso and Bowers 1988).

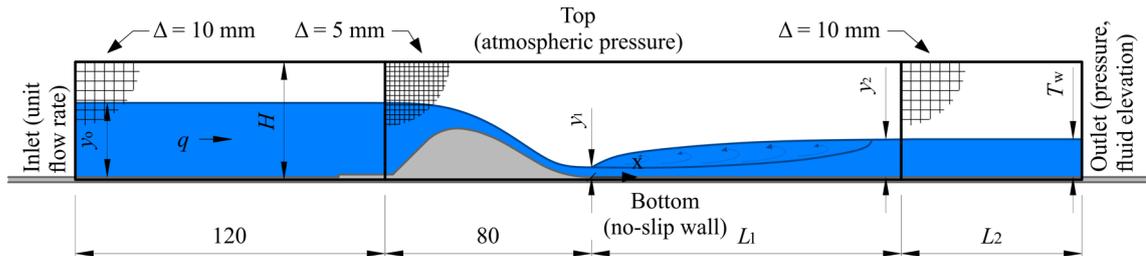


Figure 3.1 - Sketch of numerical simulation settings: geometry, boundary conditions, chosen grid, relevant variables and example of “stabilized” state.

Table 3.1 presents information on each test case. The origin of the coordinate system is at the junction of the toe curve with the stilling basin, such that the coordinate $x = 0$ m corresponds to the upstream end of the basin (coordinates x and y correspond to the longitudinal and vertical axes, respectively). The test flume is 40 cm wide, both in the experimental model and in the numerical simulations. The variables H , L_1 and L_2 , which are used to assemble the total length and height of the numerical domain (Figure 3.1), vary for each test case and assume the values presented in Table 3.1.

Table 3.1 – Geometric and boundary conditions.

Case	q (m ² /s)	y_0 (m)	H (m)	L_1 (m)	L_2 (m)	T_w (m)
I	0.0625	0.300	0.35	1.20	2.00	0.1500
II	0.1250	0.341	0.40	1.50	2.30	0.2140
III	0.2500	0.416	0.46	1.80	2.20	0.3035

For each test case, a structured hexahedral mesh was configured, made up by three regions (Figure 3.1): the main region, comprising the spillway and the greater part of the stilling basin, for which cubic cells with side $\Delta = 5$ mm were specified (in the finally chosen mesh);

and the regions upstream of the spillway and downstream of the jump, of lesser interest, which were represented by cells of $\Delta = 10$ mm. The grid choice process, which took into account two other grids, is detailed further ahead.

The boundary conditions of the numerical scheme are shown in Figure 3.1. For the lateral and bottom walls and for the spillway, the no-slip condition (i.e., zero velocity relative to the boundary) was specified, as well as a roughness height of 0.05 mm to represent the plexiglass. The top plane boundary condition was the atmospheric pressure. Constant volumetric unit flowrates q were specified for the upstream most section, associated with the upstream flow depths y_0 experimentally measured by Steinke (2020), according to Table 3.1. As for the downstream boundary condition, the tailwater depth T_w was manually adjusted until the jump occurred at the desired position (time-average of oscillating jump toe at $x = 0$ m). Table 3.1 contains the final values of T_w used as the downstream boundary condition.

Initially, the simulation domain was completely filled with still water. The simulations were considered to have converged when the volume of fluid inside the domain stabilized. From this stabilized state (shown in Figure 3.1), another 30 s were simulated, from which the instantaneous pressure data were extracted, with the aid of probes created on the flume bottom along its longitudinal axis, writing data at a sampling frequency of 400 Hz. The clock time needed to process 30 s of simulation using the chosen grid, in a machine with 8 cores @ 3.80 GHz and 64 GB of RAM memory, was 56, 94 and 123 hours, which resulted in files of 15,4 GB, 22,5 GB and 30,1 GB respectively for Cases I, II and III. The time-step for the simulations run with the final grid was, on average, equal to 1.8×10^{-4} s.

According to the Flow-3D User's Manual (2023), in order to estimate the air entrainment rates, FLOW-3D considers the balance between the stabilizing forces (surface tension and gravity) and destabilizing forces (turbulent kinetic energy). This is performed by solving

$$\delta V = \begin{cases} k_{air} S_A \left[\frac{2(P_t - P_d)}{\rho_w} \right]^{1/2} & \text{if } P_t > P_d \\ \delta V = 0 & \text{if } P_t < P_d \end{cases} \quad \text{Eq. (3.2)}$$

$$P_t = \rho k; P_d = \rho g \lambda + C_{ST} / \lambda \quad \text{Eq. (3.3)}$$

in which δV is the volume of entrained air per unit time, k_{air} is a coefficient of proportionality, S_A is the surface area, P_d and P_t are respectively the stabilizing and destabilizing forces, ρ is the water density, k is the turbulent kinetic energy, λ is the turbulent length scale and C_{ST} is the coefficient of surface tension (Dong et al., 2019; Macián-Pérez et al., 2020b). Although aeration is an important feature of the hydraulic jump that affects flow behavior, the air entrainment was not the focus of this study, so a first order approximation was used to reproduce the effects of the density non-uniformity resultant from the air entrainment.

3.2.4 Grid choice

Three grids were tested for the simulations here presented. Table 3.2 contains the element size of each grid and the number of cells within the simulation domain for each Case. The side of the cubic cells in the upstream and downstream region was always two times that of the cells in the main region.

Table 3.2 – Information on grids tested.

Grid	Element size (main region)	# of elements		
		Case I	Case II	Case III
A	$\Delta = 5 \text{ mm}$	2,688,000	3,504,000	4,452,800
B	$\Delta = 7 \text{ mm}$	995,425	1,317,006	1,625,739
C	$\Delta = 10 \text{ mm}$	337,600	438,000	556,600

For a first rough estimate of the level of refinement needed for the large-eddy simulations, three simulations (one for each Case) were carried out using the RNG k - ϵ turbulence model, employing Grid B. The results of turbulent length scale λ (computed as $\lambda = k^{3/2}/\epsilon$) at the central plane of the flume for Case II ($F_1 = 3.0$), averaged over 30 seconds, are shown in Figure 3.2. Cases I and III presented similar behaviors and were, therefore, omitted here for brevity. Conceptually, at least 2 elements in each direction are needed to resolve a simple eddy. From that assumption, Grid A would be capable of representing primitive eddies with a minimum length scale of 0.01 m (two times the element size Δ). For Cases I, II and III, the number of cells within the central plane of the stilling basin, with a turbulent length scale higher than 0.01 m, was 64.6%, 81.0% and 78.6%.

It is clear from Figure 3.2 that most characteristic eddies inside the stilling basin are being well represented by Grid A ($\lambda > 0.01$ m), especially for the region defined by $x > 0.2$ m. A good representation of these eddies is relevant for the purposes here intended, since, according to Li et al. (2022), the pressure fluctuation characteristics are primarily controlled by large-scale coherent eddies.

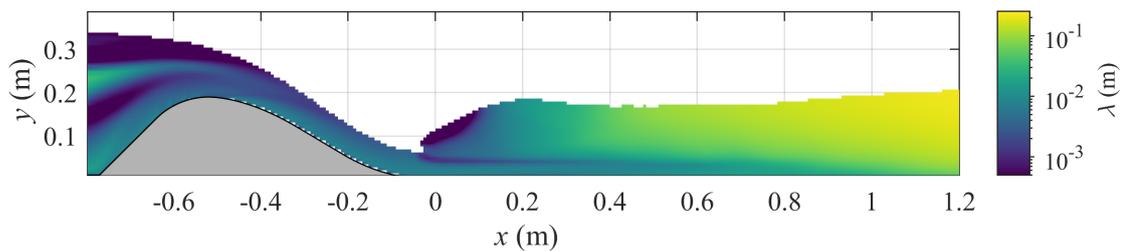


Figure 3.2 - Time-averaged turbulent length scales λ for Case II.

The Index of Resolution Quality for Large Eddy Simulations (IQ_{LES}) proposed by Celik et al. (2005) was employed to assess the quality of the mesh used in the main simulations. This performance index is based on the Richardson Extrapolation concept and can be applied to compare an LES with either a DNS, a physical experiment or even another LES that was run

with a different mesh. For this last situation (comparison between 2 large eddy simulations with different grids), IQ_{LES} is computed by

$$IQ_{LES} = \frac{1}{1 + \left(\frac{k_{res,f}}{k_{res,c}} - 1\right) \beta^m (\beta^m - 1)^{-1}} \quad \text{Eq. (3.4)}$$

in which $k_{res,f}$ and $k_{res,c}$ are respectively the resolved turbulent kinetic energies of the finer and coarser grids being analyzed, $\beta = \Delta_c/\Delta_f$ is the ratio between the characteristic cell sizes of each grid and m is the order of accuracy of the numerical scheme. According to Celik et al. (2005), a grid can be considered adequate for an LES when $IQ_{LES} > 75\%$.

Figure 3.3 contains the IQ_{LES} computed between grids A and C (for which $\beta = 2$) for 30 seconds of simulation, at the central plane of the flume. Except for the impinging jet region and some points in the downstream region of Case I, most of the quality indexes are within the recommended range. It is worth mentioning that the 30 s of processed simulation might have been not enough to achieve statistical convergence of numerical values of IQ_{LES} , and the poor indexes in those regions might be due to different ‘time windows’ of the hydraulic jump captured by the two grids analyzed.

Table 3.3 contains the ratios of cells of Grid A within the recommended range of IQ_{LES} , for each case and for values of IQ_{LES} computed between Grids A and B, as well as the ones computed between grids A and C. Both pairings indicate a good resolution of Grid A, with the combination between Grids A and C yielding slightly better indexes. This is because more kinetic energy was resolved by Grid B, with respect to Grid C, and this is directly reflected in Eq. (3.4). Considering that most cells inside the stilling basin fell within the optimal range, especially in the roller region and for the most part of the jump’s body, the resolution of Grid A was considered adequate for the purposes here intended.

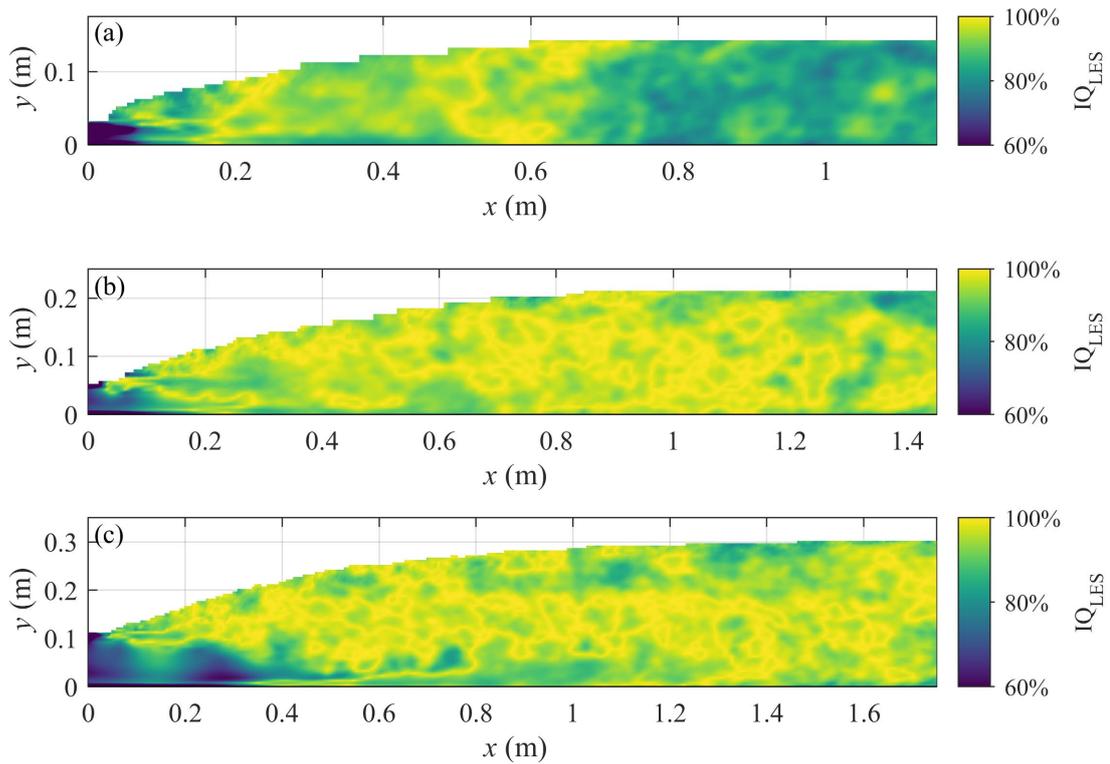


Figure 3.3 – LES Index of Resolution Quality for the three flow conditions analyzed, computed between grids A and C: a) Case I; b) Case II; c) Case III.

Table 3.3 - Percentage of cells of Grid A within the recommended range ($IQ_{LES} > 75\%$).

Case	Grids A and B	Grids A and C
I	88.5%	98.4%
II	96.7%	98.8%
III	92.4%	96.7%

The analysis of wall-adjacent flow was limited to the centerline of the flume bottom (including the spillway and the stilling basin), from where the instantaneous pressures were extracted. The values of dimensionless wall distance y^+ were plotted for each grid and are shown in Figure 3.4 for Cases I, II and III. Grids B and C yielded dimensionless wall distances of almost 400 and 600, respectively, and therefore were assumed to not represent the wall-adjacent flow well enough. Meanwhile, Grid A presented better results than the others both in the spillway region ($x < 0$ m), and in the stilling basin ($x > 0$ m), with $y^+ < 200$ practically everywhere except for a small stretch in the beginning of the stilling basin. Since the boundary

layer is not the main focus of this study, the values obtained were deemed acceptable for the purposes here intended.

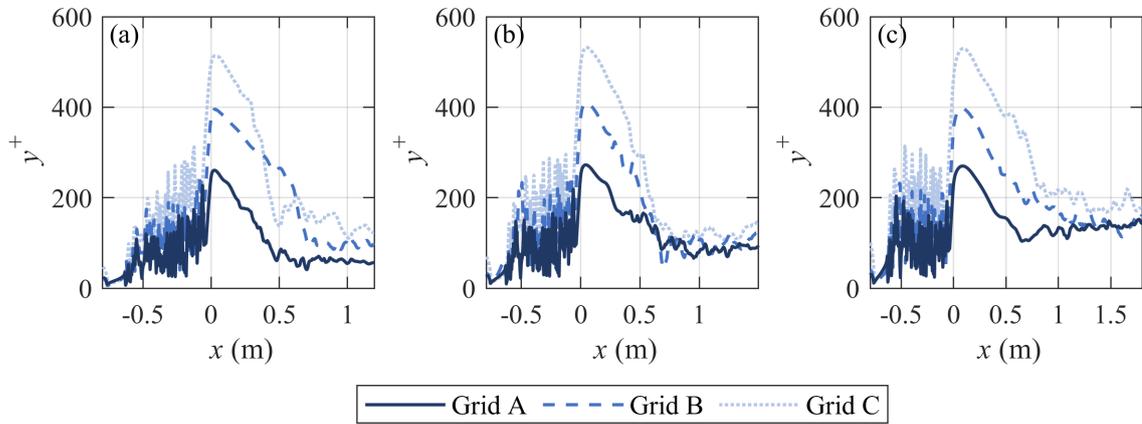


Figure 3.4 - Values of y^+ along longitudinal axis for each grid tested: a) Case I; b) Case II; c) Case III.

Finally, Table 3.4 is a comparison between Grid A, used in the present study, and other works that used LES or DES to simulate the hydraulic jump. Both the characteristic cell size and the number of elements in the grid are of the same order of magnitude of the meshes used in similar studies. The ratio y_1/Δ , which indicates how many cells, on average, are being used to represent the jump's inflow section, also shows a good agreement with other studies. From this comparison and the analyses performed above, and also considering that further refining the grid would result in impractical processing times, Grid A was chosen for the present study.

Table 3.4 - Comparison with grids used in other studies.

Work	$\bar{\Delta}$ (mm)	# of cells	F_1	R_1	y_1/Δ
Jesudhas et al. (2017)	~4.7	5,600,000	8.2	4.7×10^4	3.2
Jesudhas et al. (2018)	~3.5	7,000,000	8.5	7.8×10^4	5.7
Lu et al. (2021)	~20	~6,600,000	4.2 – 5.2	$1.6 - 6.4 \times 10^5$	3.5 – 7.6
Present study	5	2,688,000	3.8	6.4×10^4	6.1
	5	3,504,000	3.0	1.3×10^5	11.4
	5	4,452,800	2.3	2.5×10^5	21.6

3.2.5 Validation

The comparisons presented here aim at elucidating to what extent the numerical simulations are similar to the physical experiments. First, a visual and qualitative comparison is shown in Figure 3.5, which contains photographs of the physical hydraulic jumps from Steinke (2020) next to snapshots taken from the simulations carried out in the present study (colored by the instantaneous longitudinal velocities occurring at the flume front wall). The side-by-side images reveal hydraulic jumps with similar dimensions, namely their overall lengths and depths, as well as the irregularities present on the free surface. The thickness and reach of the impinging jet, typical of low Froude number jumps (Steinke et al. 2021) are also being well-represented by the numerical model.

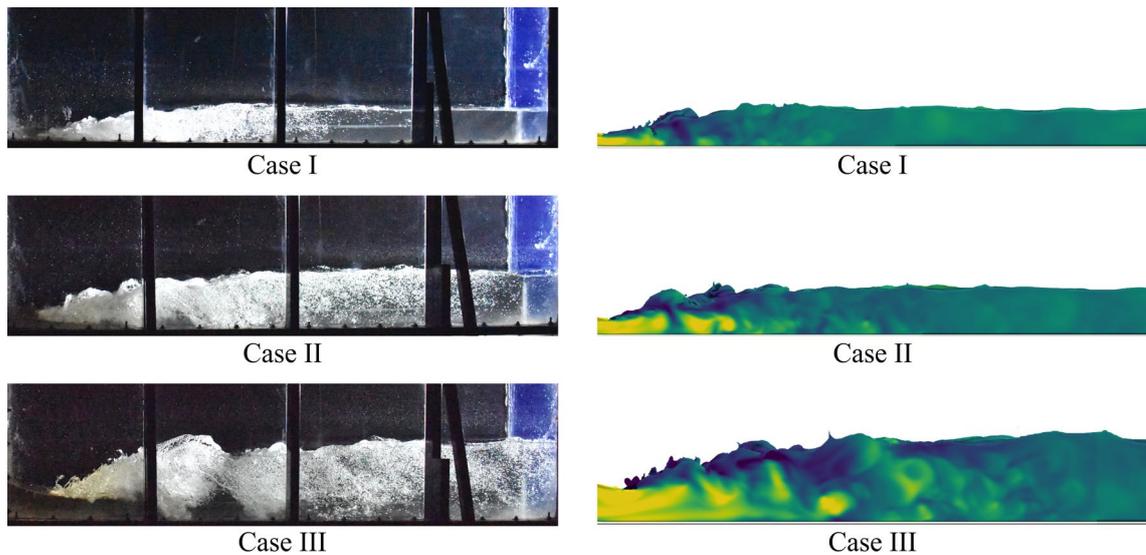


Figure 3.5 - Visual comparison between physical (Steinke 2020) and simulated hydraulic jumps (present study).

Figure 3.6 contains dimensionless profiles of longitudinal velocities extracted from the numerical simulations, in contrast with the velocities measured in the novel experiments, both at the central plane of the flume. An approximation of the water surface is also presented. The velocity profiles (made dimensionless using the mean incident velocity v_1 , and represented by the solid lines), are plotted with respect to the longitudinal positions where they were collected (made dimensionless through the difference between the sequent depths, $\Gamma = x/(y_2 - y_1)$), and

represented by the dashed lines). The dimensionless velocity profiles were multiplied by a factor of 2 to ease visualization. The results of Figure 3.6, show good agreement of mean longitudinal velocities \bar{u} and standard deviations of the longitudinal velocities u' computed by FLOW-3D and the ones measured experimentally. Both spikes seen on the experimental data are points where it was not possible to keep correlations higher than 30 % and SNR higher than 10 dB.

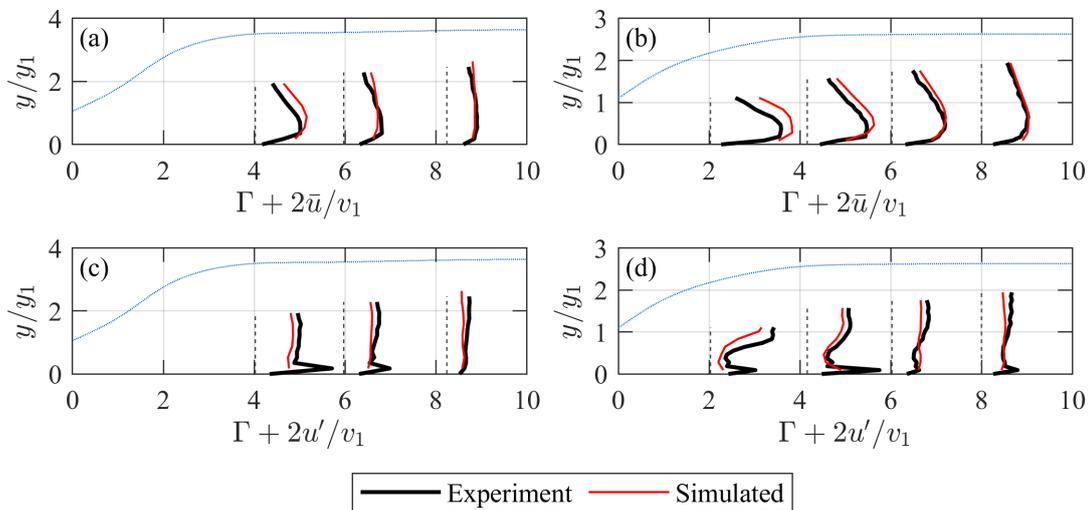


Figure 3.6 - Dimensionless profiles of longitudinal velocities extracted from numerical simulations and collected with ADV: a) Case II, mean; b) Case III, mean; c) Case II, standard deviation, d) Case III, standard deviation.

Dimensional extreme quantiles (percentages $\alpha = 0.1\%$ and $\alpha = 99.9\%$) taken from the numerical series of instantaneous pressures occurring at the centerline of the flume are shown in Figure 3.7, in contrast with the experimental values collected by Steinke et al. (2021). Results from the three grids tested are shown and all compare well against the experimental data. Despite the great increase in the computational time required to run Grid A (56 h, 94 h and 173 h for Cases I, II and III, respectively) in comparison with Grid B (10.5 h, 18 h and 31 h), not much gain was noticed regarding the similarity of the numerical and the experimental data. This was the main reason to cease the grid refinement process, together with the rationale presented in the previous topic.

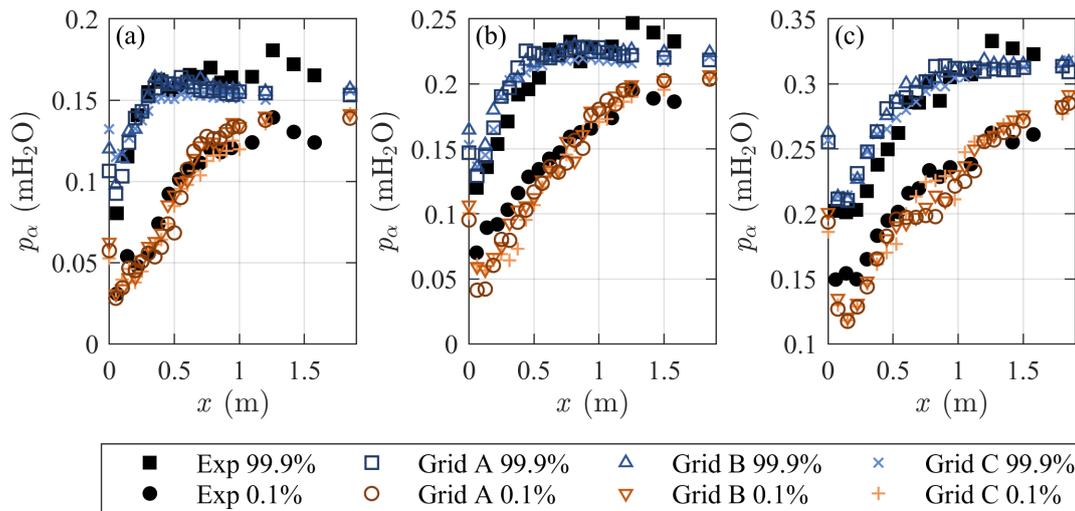


Figure 3.7 - Numerical (present study) and experimental (Steinke et al. 2021) dimensional extreme pressures: a) Case I; b) Case II; c) Case III.

The Pearson correlation coefficients computed between the experimental and the numerical data (Grid A, interpolated at the correspondent longitudinal positions) resulted, for the three cases, in $0.967 < r < 0.988$ for the minimum pressures ($\alpha = 0.1\%$) and $0.916 < r < 0.950$ for the maximum pressures ($\alpha = 99.9\%$), which was deemed acceptable, considering the uncertainties and sources of error that are intrinsic to both approaches. In terms of the mean absolute errors between the two series, Cases I, II and III resulted in errors of 0.0091, 0.0166 and 0.0172 mH₂O for $\alpha = 0.1\%$, respectively, and errors of 0.0089, 0.0144 and 0.0172 mH₂O for $\alpha = 99.9\%$. Considering the 1:50 scale of the physical model, these errors correspond to less than 1 mH₂O of pressure acting on the prototype structure.

3.3 RESULTS AND DISCUSSION

The study of fluctuating and extreme pressures is relevant due to a series of reasons: pressure fluctuations constitute a manner of measuring the degree of turbulence occurring within hydraulic jumps (Abdul Khader and Elango 1974), and can be linked to damages and even failures of hydraulic structures; thus, these fluctuations should be taken into account in the design of energy dissipators, such as hydraulic jump stilling basins (Bowers and Toso 1988);

while maximum pressure fluctuations correspond to the maximum compressive loads to which the basin slabs will be subject, minimum pressures are relevant in the analysis of cavitation risk (Lopardo 2002) and offer little resistance against the uplift forces that can occur under the basin linings. The study of Steinke et al. (2021) revealed that, except for the region defined by $\Gamma < 0.5$, which is under the effect of the toe curve, the mean pressures of low Froude number hydraulic jumps behave similarly to those of stable jumps, for which there are already equations that can be used for its estimation, such as the one introduced by Teixeira et al. (2004). Therefore, the results presented here will focus on the extreme and fluctuating pressures exerted by low Froude number hydraulic jumps to the stilling basin slabs.

Dimensionless quantiles of extreme pressures for Cases I, II and III are shown in Figure 3.8, for minimum (probabilities $\alpha = 0.1\%$, 1% and 5%) and maximum pressures (probabilities $\alpha = 95\%$, 99% and 99.9%). The dimensional pressures p_α , in equivalent head (mH₂O), were normalized as suggested by Marques et al. (1997):

$$\Psi_\alpha = \frac{p_\alpha - y_1}{y_2 - y_1} \quad \text{Eq. (3.5)}$$

The numerical data was taken from the simulations performed with Grid A. As previously shown in Figure 3.7, the numerical and the experimental data agree well with each other, despite the potential sources of error present in each approach. Thus, both datasets were used to fit curves that resulted in coefficients of determination of $0.899 < r^2 < 0.949$. All curves, each one for a different probability, can be described by Eq. (3.6), together with the coefficients present in Table 3.5.

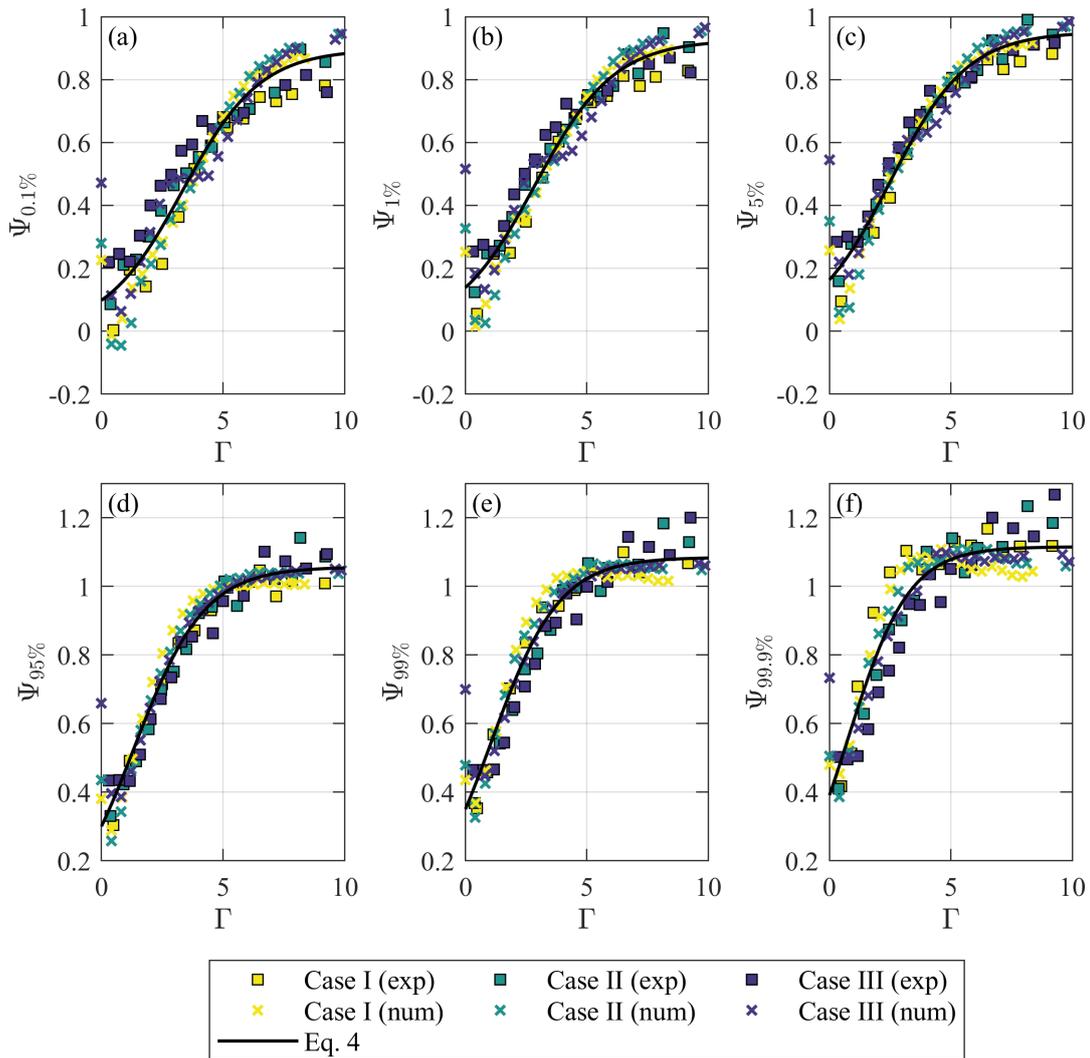


Figure 3.8 - Dimensionless quantiles of extreme pressures and fitted curves: a) $\alpha = 0.1\%$; b) $\alpha = 1\%$; c) $\alpha = 5\%$; d) $\alpha = 95\%$; e) $\alpha = 99\%$; f) $\alpha = 99.9\%$.

$$\Psi_{\alpha} = \frac{k_1}{1 + k_2 \cdot e^{k_3 \Gamma}} \quad \text{Eq. (3.6)}$$

Table 3.5 - Input coefficients of Eq. (3.6) and coefficient of determination (r^2) for different percentiles of pressure.

α	k_1	k_2	k_3	r^2
0.1%	0.8961	8.1181	-0.6267	0.919
1%	0.9266	5.6852	-0.6089	0.933
5%	0.9519	4.8241	-0.6291	0.944
95%	1.0563	2.5133	-0.6898	0.949
99%	1.0844	2.0915	-0.7084	0.933
99.9%	1.1152	1.8477	-0.7972	0.899

It is clear that, for more extreme values of α , the data points are more scattered while, for milder values of α , the points collapse better under one definite trend. Indeed, in a sample of 12,000 events, the quantile $\alpha = 95\%$ corresponds to the 600th highest value, while the quantile $\alpha = 99.9\%$ corresponds to the 12th highest value, so the data is naturally expected to be more dispersed towards the ends of the probability distribution. Besides, the few mismatches observed between the datasets could also be due to slightly different positions of the jump (more upstream or downstream with respect to the spillway toe). Especially the region defined by $\Gamma < 1.5$ also presents a higher variability, which might be associated with the thickness of the impinging jet, as suggested by Steinke et al. (2021). This hints that a higher level of attention should be paid by the designer on this specific region when using the suggested curves.

Figure 3.9 contains the pressure fluctuation coefficients C_p' computed for Cases I, II and III, in contrast with the respective experimental results from Steinke et al. (2021). The pressure fluctuation coefficients are computed from the standard deviations σ of the series of instantaneous pressures, made dimensionless according to Abdul Khader and Elango (1974):

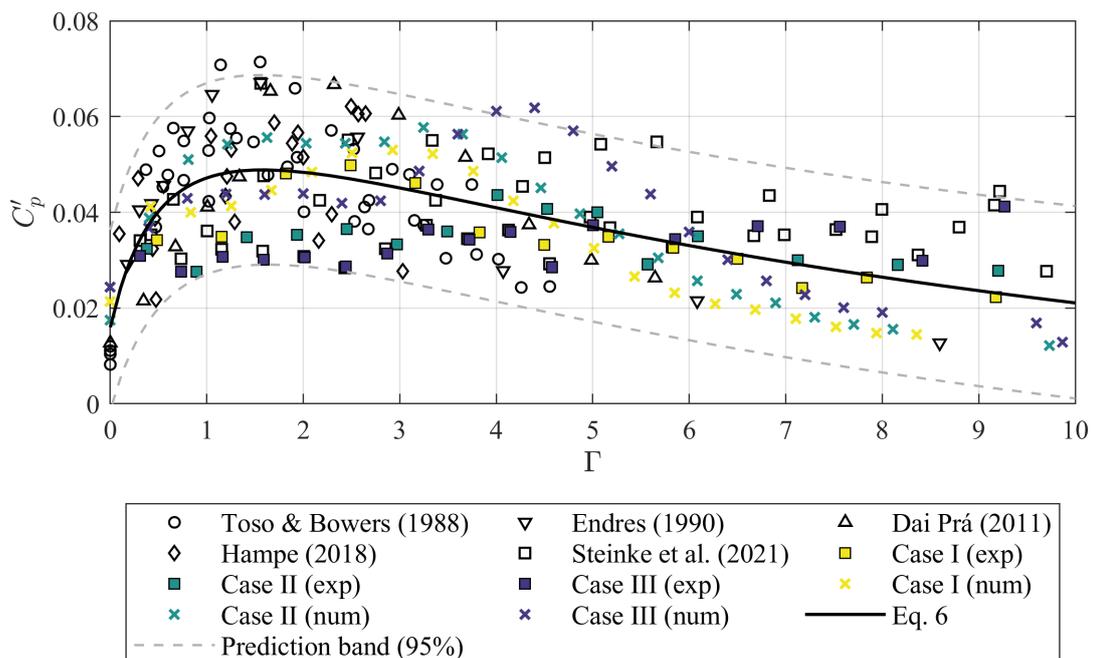


Figure 3.9 - Pressure fluctuation coefficient of low Froude number hydraulic jumps.

$$C_p' = \frac{\sigma}{(v_1^2/2g)} \quad \text{Eq. (3.7)}$$

Unlike for the extreme pressure quantiles, there was not such a good agreement of pressure fluctuation coefficients between the results from the numerical simulations and the ones from the physical model. Firstly, it is known that pressure fluctuation coefficients of low Froude number jumps do not collapse together under a single definite trend with respect to the longitudinal position of the jump; rather, they scatter in a point cloud (Steinke et al. 2021). Furthermore, the coefficient C_p' is not only a function of the inflow Froude number, but, according to Toso and Bowers (1988), is also dependent on the degree of inflow development and on the measurement conditions, such as the duration of the test run and the chute slope. Besides, being a 2nd-order statistical moment, it is evident that even the slightest perturbances and errors in the signal can be amplified such as to affect the results of the standard deviation. That being said, it would be too much to expect that the numerical and the respective experimental results being analyzed here should present strong agreement.

Therefore, a series of datasets comprising pressure fluctuation coefficients of low Froude number hydraulic jumps was put together in order to allow for a fairer assessment. Only a few points of Case III lie outside of the overall point cloud in the region $4 < \Gamma < 5$, while the other numerical results present comparable results with respect to the experiments of other authors. To the extent of the authors' knowledge, the data presented in Figure 3.9 is the most complete set of low Froude number ($1.7 < F_1 < 4.5$) pressure fluctuation coefficients ever put together, excluding data from undular jumps (that sometimes can form with $F_1 > 1.7$, according to Ohtsu et al. 2001) and sloping jumps (the ones that advance over the spillway). A curve was fitted to the results ($r^2 = 0.455$), which is also shown in Figure 3.9 and can be used for the design of stilling basins with low Froude number hydraulic jumps. The suggested curve, defined by

$$C'_p = \frac{c_1 \cdot \Gamma^2 + c_2 \cdot \Gamma + c_3}{\Gamma^2 + c_4 \cdot \Gamma + c_5} \quad \text{Eq. (3.8)}$$

with the coefficients of Table 6, clearly does not represent well the maximum and minimum values of C'_p , and thus a 95% prediction band is also presented, which is delimited by the area between the two dashed lines. The prediction band is the area with a 95% likelihood of containing any future data points. The dashed lines that define this region can also be described by Eq. 3.8 with the coefficients of Table 3.6 as input. The designer then can choose whether to be more or less conservative.

Table 3.6 - Input coefficients of Eq. (3.8), for the estimation of C'_p and its 95% prediction band (PB95%)

Curve	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	r^2
C'_p	-0.0247	0.6333	0.0894	8.1976	5.5984	0.455
PB95% (inferior)	-0.0429	0.4499	-0.0084	7.3329	6.3966	-
PB95% (superior)	0.0030	0.6571	0.1808	6.5705	4.9817	-

3.4 CONCLUSIONS

Large-eddy simulations of a low Froude number hydraulic jump were carried out in order to assess their capability of estimating fluctuating and extreme pressures. Three hydraulic jumps occurring downstream of a spillway were simulated and validated against experimental data in terms of velocities (mean and standard deviation) and dimensional extreme pressures. For the three cases analyzed, the dimensionless extreme pressures extracted from the numerical simulations compared well with the correspondent experimental data. The fact that reasonable extreme pressure quantiles of hydraulic jumps can be obtained through the conduction of large-eddy simulations is a novel finding, since previous LES-based works on hydraulic jumps do not focus on the analysis of fluctuating pressures. This alternative may come in handy for the designer of stilling basins of low head dams. It was noticed that, for a given quantile probability, the extreme pressures obtained both experimentally and numerically tend to collapse under a

single definite trend with respect to the dimensionless longitudinal position. Therefore, equations were adjusted to estimate six quantiles of extreme pressures, yielding good coefficients of determination.

The pressure fluctuation coefficients computed from the numerical data lay within the data point cloud typical of low Froude number hydraulic jumps. Datasets from five previously published studies, together with the results obtained through the large-eddy simulations, were plotted to assemble this point cloud of pressure fluctuation coefficients, with respect to the dimensionless longitudinal position. Three curves were adjusted to these data, describing the main behavior of this index, as well as inferior and superior prediction bands.

The information presented in this paper consolidates patterns that have been previously observed in low Froude number hydraulic jumps, while also introducing valuable tools for the design of stilling basins.

3.5 NOTATION

The following symbols are used in this paper:

C_p' = pressure fluctuation coefficient;

C_{ST} = coefficient of surface tension;

C_s = Smagorinsky coefficient;

F_1 = Froude number, subscript 1 indicates inflow section;

g = gravitational acceleration (m/s²);

H = height of the simulation domain (m);

IQ_{LES} = Index of Resolution Quality for Large Eddy Simulations (%);

k = turbulent kinetic energy;

k_{air} = coefficient of proportionality;

$k_{res,f}$ and $k_{res,c}$ = resolved turbulent kinetic energy of fine and coarse grids under analysis, respectively;

L_1 and L_2 = geometric variables of the simulation domain (m);

m = order of accuracy of the numerical scheme;

P_d and P_t = stabilizing and destabilizing forces associated with air entrainment, respectively;

p_α = pressure quantile with probability α , in equivalent head (mH₂O);

q = unit flowrate (m²/s);

R_1 = Reynolds number, subscript 1 indicates inflow section;

r = Pearson correlation coefficient;

r^2 = coefficient of determination;

S_A = surface area (m²);

$\overline{S_{ij}}$ = strain rate tensor (s⁻¹);

T_w = tailwater depth, specified at the downstream boundary condition (m);

\bar{u} = mean longitudinal component of velocity (m/s);

u' = standard deviation of the longitudinal component of velocity (m/s);

v_1 = mean incident velocity (m/s);

x = longitudinal coordinate taken from beginning of stilling basin (m);

y = flow depth and vertical coordinate taken from the bottom of the stilling basin (m);

y_o = depth at upstream boundary condition (m);

y_1 = supercritical sequent depth (m);

y_2 = subcritical sequent depth (m);

y^+ = dimensionless wall distance;

α = percentage associated with extreme pressure quantile;

β = ratio between characteristic cell sizes of coarse and fine grids under analysis;

Γ = dimensionless longitudinal position;

Δ = side of cubic grid elements (m);

δV = volume of entrained air per unit time (m^3/s);

η = fraction of fluid in a given cell;

λ = turbulent length scale (m);

ρ = water density (kg/m^3);

ν_t = turbulent viscosity (m^2/s);

τ_{ij} = sub-grid scale stress (m^2/s^2);

σ = standard deviation of pressures, in equivalent head (mH_2O);

Ψ_α = dimensionless pressure quantile with probability α ;

3.6 REFERENCES

- Abdul Khader, M. H., and K. Elango. 1974. "Turbulent pressure field beneath a hydraulic jump." *J. Hydraul. Res.*, 12 (4): 469–489. <https://doi.org/10.1080/00221687409499725>.
- Amorim, J. C. C., R. C. R. Amante, and V. D. Barbosa. 2015. "Experimental and numerical modeling of flow in a stilling basin." In *Proc., 36th IAHR World Congr.* The Hague, the Netherlands: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research.
- Amorim, J. C. C., R. C. Rodrigues, and M. G. Marques. 2004. "A numerical and experimental study of hydraulic jump stilling basin." *Adv. Hydro-Sci. -Eng.* Oxford, Mississippi: University of Mississippi.
- Bocchi, J. P. P., D. G. Sanagiotto, and E. D. Teixeira. 2024. "Submerged hydraulic jump: a computational analysis in different scales." *Braz. J. Water Resour.*, 29: e2. <https://doi.org/10.1590/2318-0331.292420230089>.
- Bowers, C. E., and J. Toso. 1988. "Karnafuli Project, Model Studies of Spillway Damage." *J. Hydraul. Eng.*, 114 (5): 469–483. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1988\)114:5\(469\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1988)114:5(469)).
- Carvalho, R. F., C. M. Lemos, and C. M. Ramos. 2008. "Numerical computation of the flow in hydraulic jump stilling basins." *J. Hydraul. Res.*, 46 (6): 739–752. <https://doi.org/10.1080/00221686.2008.9521919>.
- Celik, I. B., Z. N. Cehreli, and I. Yavuz. 2005. "Index of Resolution Quality for Large Eddy Simulations." *J. Fluids Eng.*, 127 (5): 949–958. <https://doi.org/10.1115/1.1990201>.
- Chow, V. T. 1959. *Open Channel Hydraulics*. New York: McGraw-Hill.
- Dai Prá, M. 2011. "Uma abordagem para determinação das pressões junto ao fundo de dissipadores de energia por ressalto hidráulico." Ph.D. thesis. Porto Alegre: Federal University of Rio Grande do Sul. <https://lume.ufrgs.br/handle/10183/49156>.

- De Padova, D., and M. Mossa. 2021. “Hydraulic Jump: A Brief History and Research Challenges.” *Water*, 13 (13): 1733. <https://doi.org/10.3390/w13131733>.
- Dong, Z., J. Wang, D. F. Vetsch, R. M. Boes, and G. Tan. 2019. “Numerical Simulation of Air-Water Two-Phase Flow on Stepped Spillways behind X-Shaped Flaring Gate Piers under Very High Unit Discharge.” *Water*, 11 (10): 1956. <https://doi.org/10.3390/w11101956>.
- Elevatorski, E. A. 1959. *Hydraulic Energy Dissipators*. New York: McGraw-Hill.
- Endres, L. A. M. 1990. “Contribuição ao desenvolvimento de um sistema para aquisição e tratamento de dados de pressões instantâneas em laboratório.” M.Sc. dissertation. Porto Alegre: Federal University of Rio Grande do Sul. <https://lume.ufrgs.br/handle/10183/195855>.
- EPE. 2007. *Plano Nacional de Energia 2030: Geração Hidrelétrica*. Rio de Janeiro: Empresa de Pesquisa Energética - EPE. <https://www.epe.gov.br/sites-pt/publicacoes-dados-abertos/publicacoes/PublicacoesArquivos/publicacao-165/topico-173/PNE%202030%20-%20Gera%C3%A7%C3%A3o%20Hidrel%C3%A9trica.pdf>.
- EPE. 2022. *Plano Decenal de Expansão de Energia 2031*. Rio de Janeiro: Empresa de Pesquisa Energética - EPE. https://www.epe.gov.br/sites-pt/publicacoes-dados-abertos/publicacoes/Documents/PDE%202031_RevisaoPosCP_rvFinal_v2.pdf.
- Flow Science Inc. 2022. *FLOW-3D HYDRO*, Version 22.1. Santa Fe, NM: Flow Science.
- Flow Science Inc. 2023. *FLOW-3D Version 22.1 User's Manual*. Santa Fe, NM: Flow Science.
- Ghaderi, A., M. Dasineh, F. Aristodemo, and A. Ghahramanzadeh. 2020. “Characteristics of free and submerged hydraulic jumps over different macroroughnesses.” *J. Hydroinformatics*, 22 (6): 1554–1572. <https://doi.org/10.2166/hydro.2020.298>.
- Gonzalez, A., and F. Bombardelli. 2005. “Two-phase-flow theoretical and numerical models for hydraulic jumps, including air entrainment.” In *Proc., XXXI IAHR Congr.* Seoul, South Korea: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research.
- Goring, D. G., and V. I. Nikora. 2002. “Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data.” *J. Hydraul. Eng.*, 128 (1): 117–126. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2002\)128:1\(117\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:1(117)).
- Hampe, R. F. 2018. “Previsão de pressões extremas em bacias de dissipação por ressalto hidráulico com baixo número de Froude.” M.Sc. dissertation. Porto Alegre: Federal University of Rio Grande do Sul. <https://lume.ufrgs.br/handle/10183/193531>.
- Hirt, C. W., and B. D. Nichols. 1981. “Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries.” *J. Comput. Phys.*, 39 (1): 201–225. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5).
- Jesudhas, V., R. Balachandar, V. Roussinova, and R. Barron. 2018. “Turbulence Characteristics of Classical Hydraulic Jump Using DES.” *J. Hydraul. Eng.*, 144 (6): 04018022. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001427](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001427).
- Jesudhas, V., V. Roussinova, R. Balachandar, and R. Barron. 2017. “Submerged Hydraulic Jump Study Using DES.” *J. Hydraul. Eng.*, 143 (3): 04016091. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001231](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001231).

- King, D. L. 1967. "Analysis of random pressure fluctuations in stilling basins." In *Proc., XII Congr. of IAHR*. Madrid: International Association for Hydraulic Engineering and Research.
- Li, Q., L. Li, and H. Liao. 2018. "Study on the Best Depth of Stilling Basin with Shallow-Water Cushion." *Water*, 10 (12): 1801. <https://doi.org/10.3390/w10121801>.
- Li, Z., Z. Liu, H. Wang, Y. Chen, L. Li, Z. Wang, and D. Zhang. 2022. "Investigation of Aerator Flow Pressure Fluctuation Using Detached Eddy Simulation with VOF Method." *J. Hydraul. Eng.*, 148 (1): 04021052. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001953](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001953).
- Liu, M., N. Rajaratnam, and D. Z. Zhu. 2004. "Turbulence Structure of Hydraulic Jumps of Low Froude Numbers." *J. Hydraul. Eng.*, 130 (6): 511–520. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2004\)130:6\(511\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2004)130:6(511)).
- Lopardo, R. A. 2002. "Contribution of hydraulic models on the safe design of large dams stilling basins." In *Proc., IAHR Symp. On Hydraulic and Hydrological Aspects of Reliability and Safety Assessment of Hydraulic Structures*. Madrid: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research.
- Lu, Y., J. Yin, Z. Yang, K. Wei, and Z. Liu. 2021. "Numerical Study of Fluctuating Pressure on Stilling Basin Slab with Sudden Lateral Enlargement and Bottom Drop." *Water*, 13 (2): 238. <https://doi.org/10.3390/w13020238>.
- Ma, J., A. A. Oberai, R. T. Lahey, and D. A. Drew. 2011. "Modeling air entrainment and transport in a hydraulic jump using two-fluid RANS and DES turbulence models." *Heat Mass Transf.*, 47 (8): 911–919. <https://doi.org/10.1007/s00231-011-0867-8>.
- Macián-Pérez, J. F., A. Bayón, R. García-Bartual, P. Amparo López-Jiménez, and F. J. Vallés-Morán. 2020a. "Characterization of Structural Properties in High Reynolds Hydraulic Jump Based on CFD and Physical Modeling Approaches." *J. Hydraul. Eng.*, 146 (12): 04020079. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001820](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001820).
- Macián-Pérez, J. F., R. García-Bartual, B. Huber, A. Bayon, and F. J. Vallés-Morán. 2020b. "Analysis of the Flow in a Typified USBR II Stilling Basin through a Numerical and Physical Modeling Approach." *Water*, 12 (1): 227. <https://doi.org/10.3390/w12010227>.
- Marques, M. G., J. Drapeau, and J.-L. Verrette. 1997. "Flutuação de Pressão em um Ressalto Hidráulico." *Braz. J. Water Resour.*, 2 (2): 45–52. <https://doi.org/10.21168/rbrh.v2n2.p45-52>.
- McDonald, P. W. 1971. "The Computation of Transonic Flow Through Two-Dimensional Gas Turbine Cascades." In *ASME 1971 Int. Gas Turbine Conf. Prod. Show*. Houston, Texas, USA: American Society of Mechanical Engineers. <https://doi.org/10.1115/71-GT-89>.
- Mortazavi, M., V. Le Chenadec, P. Moin, and A. Mani. 2016. "Direct numerical simulation of a turbulent hydraulic jump: turbulence statistics and air entrainment." *J. Fluid Mech.*, 797: 60–94. <https://doi.org/10.1017/jfm.2016.230>.
- Ohtsu, I., Y. Yasuda, and H. Gotoh. 2001. "Hydraulic condition for undular-jump formations." *J. Hydraul. Res.*, 39 (2): 203–209. <https://doi.org/10.1080/00221680109499821>.
- Richey, J. E., C. Nobre, and C. Deser. 1989. "Amazon River Discharge and Climate Variability: 1903 to 1985." *Science*, 246 (4926): 101–103. <https://doi.org/10.1126/science.246.4926.101>.

- Santos, I. N. R. R., A. L. A. Simões, T. R. P. Minho, Y. S. Jesus, L. M. Queiroz, H. E. Schulz, and R. de M. Porto. 2022. “Definição para o comprimento do ressalto hidráulico em canais retangulares empregando a dinâmica dos fluidos computacional.” In *Proc. XXX Congr. Latinoam. Hidráulica*. Foz do Iguaçu, Brazil: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research.
- Smagorinsky, J. 1963. “General circulation experiments with the primitive equation.” *Mon. Weather Rev.*, 91 (3): 99–164. [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1963\)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2).
- SonTek. 2001. *Acoustic Doppler Velocimeter Technical Documentation*. San Diego, CA: SonTek/YSI, Inc.
- Steinke, R. Jr. 2020. “Caracterização das pressões em bacias de dissipação por ressalto hidráulico livre com baixo número de Froude.” M.Sc. dissertation. Porto Alegre: Federal University of Rio Grande do Sul. <https://lume.ufrgs.br/handle/10183/232669>.
- Steinke, R. Jr., M. Dai Prá, R. A. Lopardo, M. G. Marques, J. F. de Melo, P. S. Priebe, and E. D. Teixeira. 2021. “Low Froude Number Stilling Basins: Hydrodynamic Characterization.” *J. Hydraul. Eng.*, 147 (4): 04021010. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001867](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001867).
- Teixeira, E. D., M. G. Marques, C. B. Martinez, J. F. Gomes, and L. A. M. Endres. 2004. “Análise de Macroturbulência em Estruturas de Dissipação de Energia por Meio do Estudo de Variação de Pressões e Níveis.” *Braz. J. Water Resour.*, 9 (1): 127–152. <http://dx.doi.org/10.21168/rbrh.v9n1.p127-152>.
- Toso, J. W., and C. E. Bowers. 1988. “Extreme Pressures in Hydraulic-Jump Stilling Basins.” *J. Hydraul. Eng.*, 114 (8): 829–843. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1988\)114:8\(829\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1988)114:8(829)).
- Valero, D., D. B. Bung, and B. M. Crookston. 2018. “Energy Dissipation of a Type III Basin under Design and Adverse Conditions for Stepped and Smooth Spillways.” *J. Hydraul. Eng.*, 144 (7): 04018036. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001482](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001482).
- Valero, D., R. García-Bartual, and J. Marco. 2014. “Optimisation of Stilling Basin Chute Blocks Using a Calibrated Multiphase RANS Model.” In *Proc., 5th Int. Jr. Res. Eng. Workshop Hydraul. Struct.* Spa, Belgium: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research.
- Vasiliev, O. F., and V. I. Bukreyev. 1967. “Statistical characteristics of pressure fluctuations in the region of hydraulic jump.” In *Proc., 12th Congr. of IAHR*. Fort Collins, CO: International Association of Hydraulic Engineering and Research.
- Yakhot, V., S. A. Orszag, S. Thangam, T. B. Gatski, and C. G. Speziale. 1992. “Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique.” *Phys. Fluids Fluid Dyn.*, 4 (7): 1510–1520. <https://doi.org/10.1063/1.858424>.

4 ARTIGO 2 – CAMPO DE VELOCIDADES EM BACIAS DE DISSIPAÇÃO POR RESSALTO HIDRÁULICO COM BAIXO NÚMERO DE FROUDE

Steinke Jr., R., Endres, L. A. M., and Teixeira, E. D. *Velocity Field of Low Froude Number Hydraulic Jump Stilling Basins*.

No artigo apresentado a seguir, o qual tenciona-se enviar para a Revista Brasileira de Recursos Hídricos, foram conduzidos experimentos físicos de ressaltos hidráulicos com baixo número de Froude a jusante um vertedouro, isto é, ocorrendo sobre uma bacia de dissipação. Com o auxílio de um ADV, foram coletadas velocidades instantâneas em diferentes pontos do plano vertical central do canal, não só na região do ressalto, mas também sobre o vertedouro e a montante deste. Após filtragem dos dados, foram computados e apresentados parâmetros como valores médios das componentes longitudinais e verticais da velocidade, seus desvios-padrão e as tensões de Reynolds entre as duas componentes mencionadas. A fim de investigar possíveis efeitos causados pelas condições de montante sobre o campo de velocidades do ressalto hidráulico, tais resultados foram comparados com dados de ressaltos com números de Froude similares ocorrendo a jusante de comportas de fundo. Além disso, também foram propostos ajustes empíricos entre parâmetros adimensionais envolvendo pressões e velocidades flutuantes.

Velocity Field of Low Froude Number Hydraulic Jump Stilling Basins

Abstract: Amongst the various features of the hydraulic jump, the energy dissipation is the one that best justifies its recurrent choice as the energy dissipator mechanism in dams, in the form of stilling basins. Stilling basins must be designed to receive and withstand the forces exerted by the hydraulic jump, associated with pressure and velocity fluctuations. An Acoustic Doppler Velocimeter was used to measure velocities in four hydraulic jumps occurring downstream of a low-head spillway, amounting to almost 1,000 measured points. An analysis of the data quality was employed to filter out the excessively poor data and elucidate which regions of the jump were not able to be measured by this type of instrument. The velocity field analysis comprised the mean and the standard deviations of the longitudinal and vertical components of the velocities, as well as Reynolds shear stresses. The comparison of the results against a previously published study on hydraulic jumps of the same range, but occurring downstream of a sluice gate, revealed that even a low-head spillway might affect the properties of a hydraulic jump, especially the length over which the behavior associated with the oscillating jet is noticeable. Two practical relationships between pressure- and velocity-derived quantities were introduced, that can be useful for the design and maintenance of the type of stilling basin at hand.

Keywords: Hydraulic jump; Low Froude number; Stilling basin; Fluctuating velocities; Acoustic Doppler Velocimetry.

4.1 INTRODUCTION

Due to its complexity, a full and extensive characterization of the hydraulic jump's mechanisms and properties still remains beyond the grasp of hydraulic researchers and practitioners. Fluctuating velocities are one of the features that define the hydraulic jump as being a turbulent phenomenon. Its ability to dissipate energy over a relatively short span makes hydraulic jump stilling basins rank between the most commonly used energy dissipating methods in dams, together with ski-jumps and plunge pools (Khatsuria, 2005).

As any other hydraulic structure, stilling basins are subject to different types of damages and failure mechanisms, such as erosion and cavitation (Abreu et al., 2024; Maleki and Fiorotto, 2024), dislodgement or uplifting of linings due to underpressures (Fiorotto and Rinaldo, 1992; Bowers and Toso, 1988), cracks, vibrations, among others (Marques et al., 2017). Thus, proper knowledge of the hydraulic jump at hand and its effects over the structure are fundamental to

an economic and efficient design of stilling basins as well as to ensure structural integrity and longevity of already existent structures. Together with extreme minimum instantaneous pressures, velocity fluctuation and extreme maximum velocities are often appointed as probable reasons for cavitation and/or erosion damages observed in hydraulic structures (Bhate et al., 2021; Lopardo, 2003; Schleiss et al., 2023).

Several techniques have been developed and refined over the years to measure velocities within hydraulic jumps. Until the 1990s, velocity measurements were performed mainly by means of Pitot tubes (Rajaratnam, 1967), that are limited to mean values of velocities, or hot-wire/film anemometers (Resch and Leutheusser, 1971; Rouse et al., 1959), that are capable of measuring fluctuating magnitudes of velocity vectors, but are fragile and require recurrent calibration. More recently, image-based techniques have also been used to that end: Lennon and Hill (2006) and Misra et al. (2008) used Particle-Image-Velocimetry (PIV) systems to study hydraulic jumps. While the PIV technique is limited to a thin sheet of the flow (resulting in practically two-dimensional measurements), the more advanced 4D-Particle-Tracking-Velocimetry, first described by Schanz et al. (2013), is capable of capturing three-dimensional velocities of the flow inside a volume over time, by tracking the particles present in the flow and reconstructing their trajectories. This Lagrangian technique has already been applied to study a transitional jet (Schanz et al., 2016) and helical vortices (Schröder et al., 2023), but still remains not affordable to most hydraulic laboratories. Image-based techniques are also restricted to bubbleless or quasi-bubbleless flows and are subject to wall effects. Alternatively, Acoustic-Doppler-Velocimeters (ADV) have been present in hydraulic laboratories since the mid-1990s (Kraus et al., 1994) and can provide point-wise, three-dimensional instantaneous velocity fluctuations. Although being an intrusive technique, the ADV probe is easily installed and relocated, and does not require calibration.

Macián-Pérez et al. (2020), Miranda and Sánchez (2021) and Hu et al. (2023) are some examples of recent studies that employed the ADV to measure and analyze velocities in hydraulic jumps. Both Macián-Pérez et al. (2020) and Miranda and Sánchez (2021) experimentally collected velocities aiming to validate numerical simulations: the former in a classical hydraulic jump with $F_1 = 6$ and $R_1 = 210,000$, and the latter in a low-head hydraulic jump stilling basin with $3 < F_1 < 4.2$. Hu et al. (2023) used an ADV to characterize the velocity field of five undular hydraulic jumps with $1.5 < F_1 < 1.9$. Low Froude number hydraulic jumps ($2.0 < F_1 < 3.3$) downstream of a sluice gate were studied by Liu et al. (2004) using an ADV. Among the analyzed quantities, the authors presented mean velocity fields, standard deviations, Reynolds shear stresses and energy dissipation rates.

Although they provide less energy dissipation rates than stable jumps ($4.5 < F_1 < 9.0$), low Froude number hydraulic jumps ($1.7 < F_1 < 4.5$) are of particular interest to hydraulic engineering, since they have not yet been extensively characterized and are prone to occur in the stilling basins of low-head dams, especially the ones built in high-discharge rivers, which are the exact features found, for example, in northern Brazil, where hydropower is currently expanding (EPE, 2022). According to Chow (1959), hydraulic jumps with inflow Froude numbers F_1 between 2.5 and 4.5 are accompanied by an oscillating jet that generates persistent waves that can travel long distances before they dampen completely. Steinke et al. (2021) attributed the small pressure standard deviations of low Froude hydraulic jumps to this oscillating jet. While statistics computed from instantaneous pressures were found to be different between low Froude number and stable jumps (Steinke et al., 2021), some aeration and bubble count metrics were found to be similar (Wüthrich et al., 2020).

Since understanding the velocity distributions and turbulence structures in stilling basins with low Froude number hydraulic jumps is essential for optimizing design and for preventing potential structural failures, the present paper aims to provide a comprehensive

analysis of velocity data measured within said phenomenon, comprising the study of effects due to different upstream conditions and correlations between pressure and velocity derived quantities.

4.2 MATERIALS AND METHODS

4.2.1 Experimental setup and tests

The tests were performed in a horizontal flume at the Laboratory of Hydraulic Works of the Federal University of Rio Grande do Sul. The 15.5 m-long, 40 cm-wide horizontal flume is equipped with a spillway that represents, in a 1:50 geometric reduction scale, the one present at Santo Antônio HPP, in Porto Velho, Brazil. The flume is made of steel, except for a 1.85 m-long stretch, comprising the stilling basin and the spillway region, that has lateral and bottom walls made of plexiglass to allow visualization. A honeycomb flow straightener was placed near the flume inlet to reduce the surface fluctuations and to even out the flow's velocity distribution. Downstream of the stilling basin, a flap gate allows the adjustment of the tailwater level.

The flume is fed by up to three parallel pumps that allow for flowrates of up to 200 L/s. The closed circuit has an electromagnetic flowmeter with accuracy up to $\pm 5\%$ of rate. Four flowrates Q were tested: 0.050 m³/s (Case I), 0.100 m³/s (Case II), 0.150 m³/s (Case III), and 0.192 m³/s (Case IV). The tailwater was adjusted so that the time-averaged toe of the hydraulic jumps occurred exactly at the beginning of the stilling basin, i.e., its joint with the curved toe of the spillway. Cases I, II and III have identical hydraulic conditions to three of the tests performed by Steinke et al. (2021), while Case IV is closely similar to one of the tests carried out by Steinke (2020) which had a flowrate of 0.200 m³/s. The incident Froude number F_1 and inflow conjugate depth y_1 of each test case are presented in Table 4.1. It was not possible to test flowrates lower than 0.050 m³/s, due to the significant increase of air entrainment (which

affects the ADV measurements) and due to the too shallow flow depths, as the sampling volume is located 50 mm from the probe.

Table 4.1 - Information on each test case.

Case	Q (m ³ /s)	F_1	y_1 (m)	Points measured upstream of jump	Points measured in jump region
I	0.050	3.0	0.0569	0	119
II	0.100	2.3	0.1046	47	199
III	0.150	1.9	0.1622	58	233
IV	0.192	1.6	0.2064	54	214

4.2.2 Data acquisition and filtering

Instantaneous velocities were measured using a SonTek Acoustic Doppler Velocimeter, model SonTek/YSI 16-MHZ Micro-ADV. A custom-made support structure (Figure 4.1), made with metal and 3D-printed rubber parts and equipped with a vernier scale, was used to hold the ADV in place while preventing vibrations, move the probe longitudinally and vertically when convenient, and precisely measure its distance from the flume bed. The measurements were performed in the central vertical plane of the flume over 90 seconds with acquisition frequencies of 50 Hz. Depending on the region, the measurements were performed 1 cm, 2 cm or 3 cm apart vertically, which resulted in the total number of measured points shown in Table 4.1.

The raw velocity data was filtered through the phase-space thresholding method, introduced by Goring and Nikora (2002), with the modifications suggested by Wahl (2003). This filter is useful for ADV measurements performed in aerated flows, as it is capable of detecting and eliminating most of the “spikes” present in the signal, associated with the passage of bubbles through the sampling volume. According to Goring and Nikora (2002), when plotted against the surrogates of the first and second derivatives, most velocities will cluster within an ellipsoid, and all data laying outside of this shape should be considered a spike, as illustrated in Figure 4.2a, which shows longitudinal velocity data collected at $x = 0.77$ m and $y = 4$ cm for Case I. The raw and filtered signals of this measurement are shown in Figure 4.2b.



Figure 4.1 - ADV in test flume and custom-made support with vernier scale.

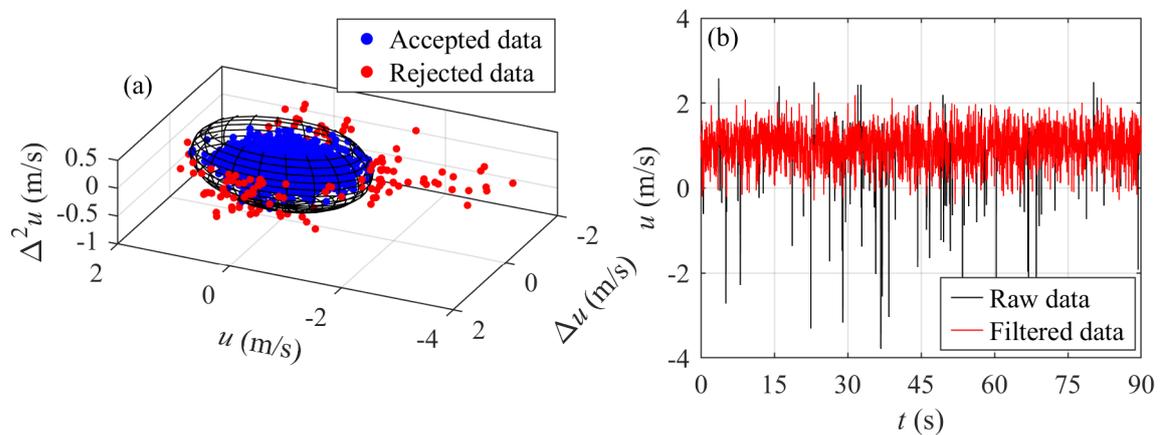


Figure 4.2 - Phase-space thresholding method: a) ellipsoid with accepted and rejected data, b) signal before and after filtering.

According to the manufacturer (SonTek, 2001), Signal-to-Noise Ratios smaller than 5-10 dB are associated with increased noise in the velocity data; and although correlations above 70% are optimal for good data, correlation values of 30-40% can still yield good results in some situations. Figure 4.3 shows the position of the measured points in the stilling basin region and the correlations (mean taken over the three ADV beams) yielded by each

measurement. For this figure, as well as for most of the subsequent plots, the longitudinal position x is made dimensionless by the difference between the sequent depths (y_1 and y_2), resulting in the dimensionless longitudinal position $\Gamma = x/(y_2 - y_1)$. All 765 measured points within this region resulted in mean values of SNR higher than 10 dB. Regarding the mean correlations, however, 46 measured points (6.0%) yielded values lower than 30%, especially the ones within $\Gamma \leq 4$ of Case I.

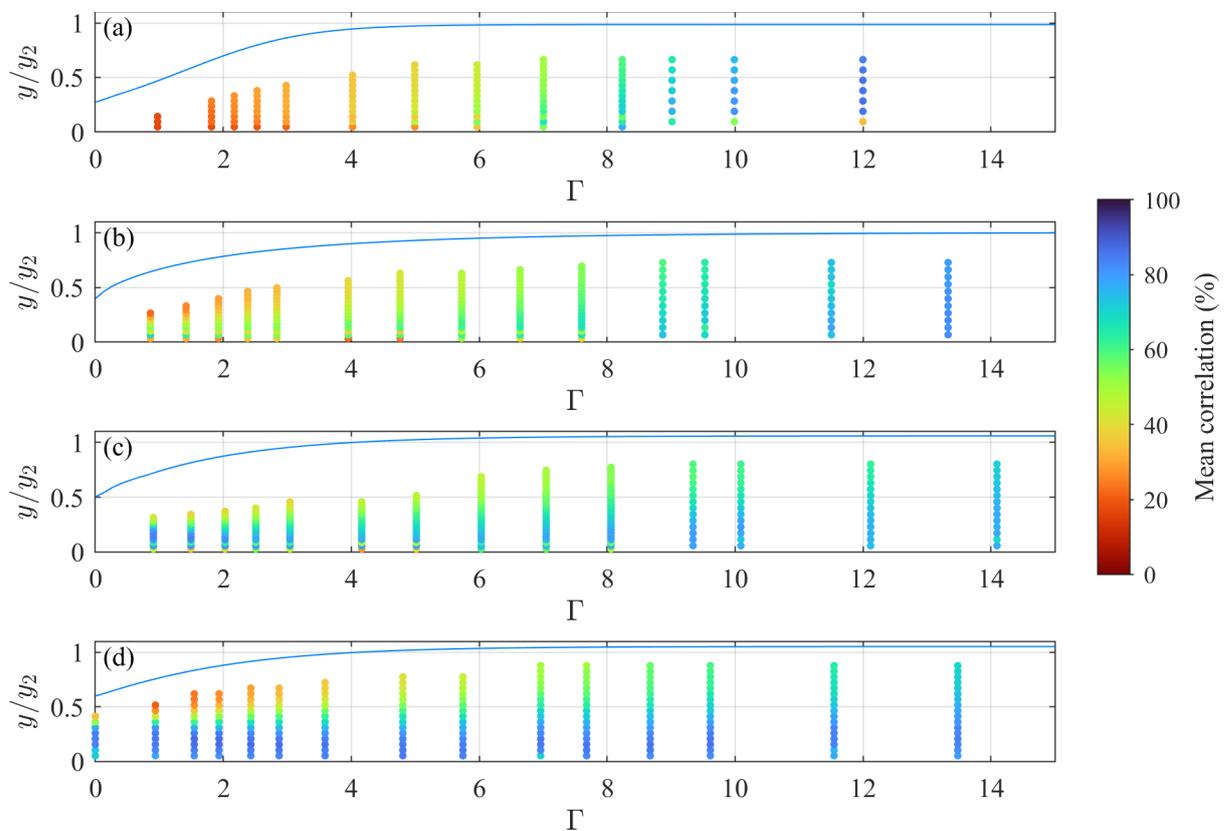


Figure 4.3 - Data quality of measured points: a) Case I ($F_1 = 3.0$), b) Case II ($F_1 = 2.3$), c) Case III ($F_1 = 1.9$), d) Case IV ($F_1 = 1.6$).

The positions of the 159 points measured upstream and above the spillway are shown in Figure 4.4, together with the associated mean correlation values and the indication of mean SNR range. 29 points (18.2%), located mainly over the spillway, presented SNR values lower than 10 dB and were, therefore, omitted in the subsequent figures. The same region is also

associated with low correlation values, which amounted to 26 measurements (16.3%) that yielded mean correlations lower than 30%.

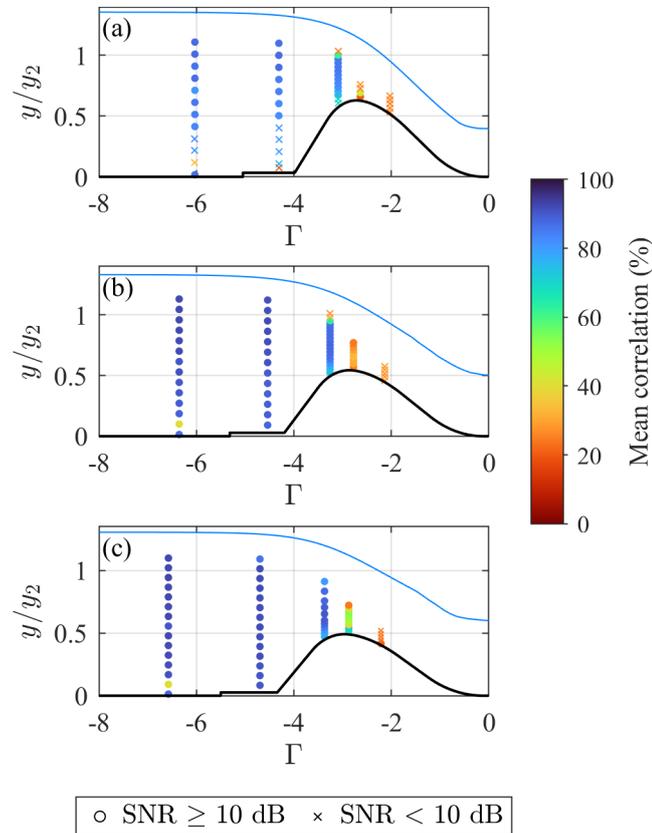


Figure 4.4 - Data quality of measured points in the upstream region: a) Case II ($F_1 = 2.3$), b) Case III ($F_1 = 1.9$), c) Case IV ($F_1 = 1.6$).

4.3 RESULTS AND DISCUSSION

Effects due to upstream condition

In certain aspects, the measurements carried out in the present study are closely similar to the ones performed by Liu et al. (2004). One difference, though, is the upstream condition: while Liu et al. (2004) tested hydraulic jumps downstream of a sluice gate, the jumps comprised here were formed downstream of a low-head spillway. It is known that the inflow condition (undeveloped vs. developed upstream flow) may affect the jump's height, length, wall shear stress distribution, toe motions and energy dissipation (Felder et al., 2021; Leutheusser and Kartha, 1972). Furthermore, the geometric boundary conditions upstream of the jump can also

have an impact on other turbulence properties, e.g., its bottom pressure field, as demonstrated by Dai Prá (2011).

The mean velocity fields for the longitudinal and vertical components of the velocities measured in the stilling basins are illustrated in Figure 4.5 for the four cases analyzed. The results of Liu et al. (2004), for hydraulic jumps with similar inflow Froude numbers occurring downstream of sluice gates, are also presented. Despite the different upstream conditions, most velocity profiles are similar, especially for the highest Froude number (Figure 4.5a). The overall behavior, noticed mainly in Figure 4.5a and Figure 4.5b, is that the profiles of the present study tend to develop in a more pronounced belly-shape, persistent over a longer longitudinal span, with the maximum velocities occurring nearer to the bed in comparison with Liu et al.'s (2004) data. This can be attributed to the different upstream conditions, or even the bed material, which is plexiglass for the present study and aluminum for Liu et al. (2004). In Figure 4.5a, some differences can be seen also in the near-bed, downstream region, where Liu et al.'s (2004) longitudinal velocities demonstrate a stronger decay towards the bottom compared to the data of the present study, possibly due different tailwater conditions. For $F_1 \approx 2$ (Figure 4.5c, Case III), the mean longitudinal velocities measured in the present study were found to be higher than the ones used for comparison, especially for $\Gamma > 3$. In order to counterbalance this behavior and obey continuity, the region closer to the surface (where it was not possible to measure) must follow an opposite trend: lower velocities for the present study and higher velocities for the jump tested by Liu et al. (2004). Figure 4.5d shows that the mean velocity vectors at the entrance of the stilling basin of Case IV are slightly downwards due to the slope of the spillway. Although it was not possible to take measurements at this location ($\Gamma = 0$) for the other cases, one can intuitively assume that this downwards alignment at the toe of the jump occurs for Cases I-III as well. Assuming that under a sluice gate the flow vectors are mostly horizontal,

this difference might be one of the reasons for the discrepancies found between the two sets of measurement under comparison.

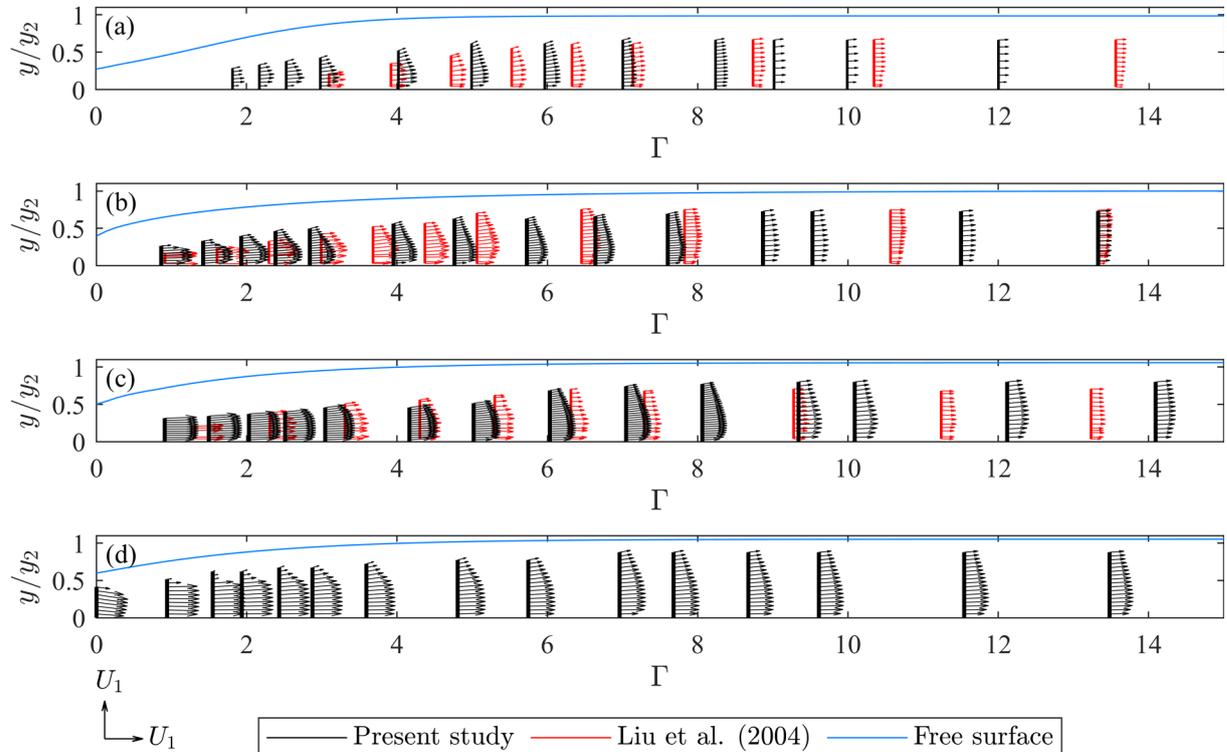


Figure 4.5 - Mean velocity field and approximate water surface in stilling basin region: a) Case I ($F_1 = 3.0$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 3.32$), b) Case II ($F_1 = 2.3$) and Liu et al. ($F_1 = 2.5$), c) Case III ($F_1 = 1.9$) and Liu et al. ($F_1 = 2.0$), d) Case IV ($F_1 = 1.6$).

Figure 4.6 contains the mean velocity vectors for the spillway region. Unfortunately, few points measured over the spillway yielded reasonable results. The available measurements help to explain the change in direction caused by a low-head spillway: because the velocity vectors must conform to the geometric boundary condition, the inflow section of the jump presents the negative vertical velocities visible in Figure 4.5d.

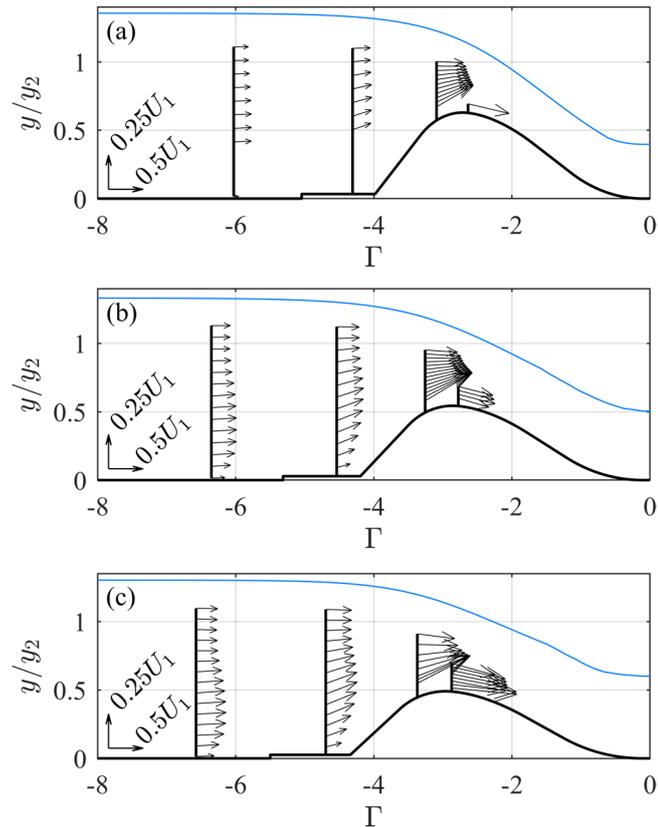


Figure 4.6 - Mean velocity field and approximate water surface in spillway region: a) Case II ($F_1 = 2.3$), b) Case III ($F_1 = 1.9$), c) Case IV ($F_1 = 1.6$).

The standard deviations computed from the longitudinal components of the velocities u' , normalized by U_1 , are shown in Figure 4.7. For Cases II, III and IV, the values of u' are mostly lower towards the bed and higher towards the surface. A vertical inflexion point can be observed at some longitudinal positions. This behavior is possibly associated with the two distinct regions of low Froude number hydraulic jumps, as observed by Steinke et al. (2021): the oscillating jet and the surface roller. As the jet was thinner for Case I, this pattern was not observed for this flowrate, which presented subtle variations of u' at each vertical profile. As F_1 decreases, the extent to which the two curvatures of the longitudinal fluctuations are visible increases, such that, for Case IV ($F_1 = 1.6$), the convex (jet) and concave (roller) pattern is still visible for $\Gamma \sim 13.5$. Although the change in vertical curvature is also observed in Liu et al.'s (2004) data, this effect ceases earlier throughout the length of the jump, indicating a longer persistence of the jet for jumps downstream of a spillway (partially developed flow).

Nevertheless, despite exceptional instances where the results from the present study differ from the ones from Liu et al. (2004), the overall orders of magnitude of this quantity were found to be similar. According to Marques et al. (1997), the analysis of turbulent pressures in stable jumps allows for the estimation of its end section to be around $\Gamma = 8$. Low Froude number hydraulic jumps, however, are associated with persistent surface fluctuations that can travel over long distances (Chow, 1959), therefore the effects of the oscillating jet on the flow cannot be said to cease immediately after $\Gamma = 8$, as can be seen in Figure 4.5 and Figure 4.7.

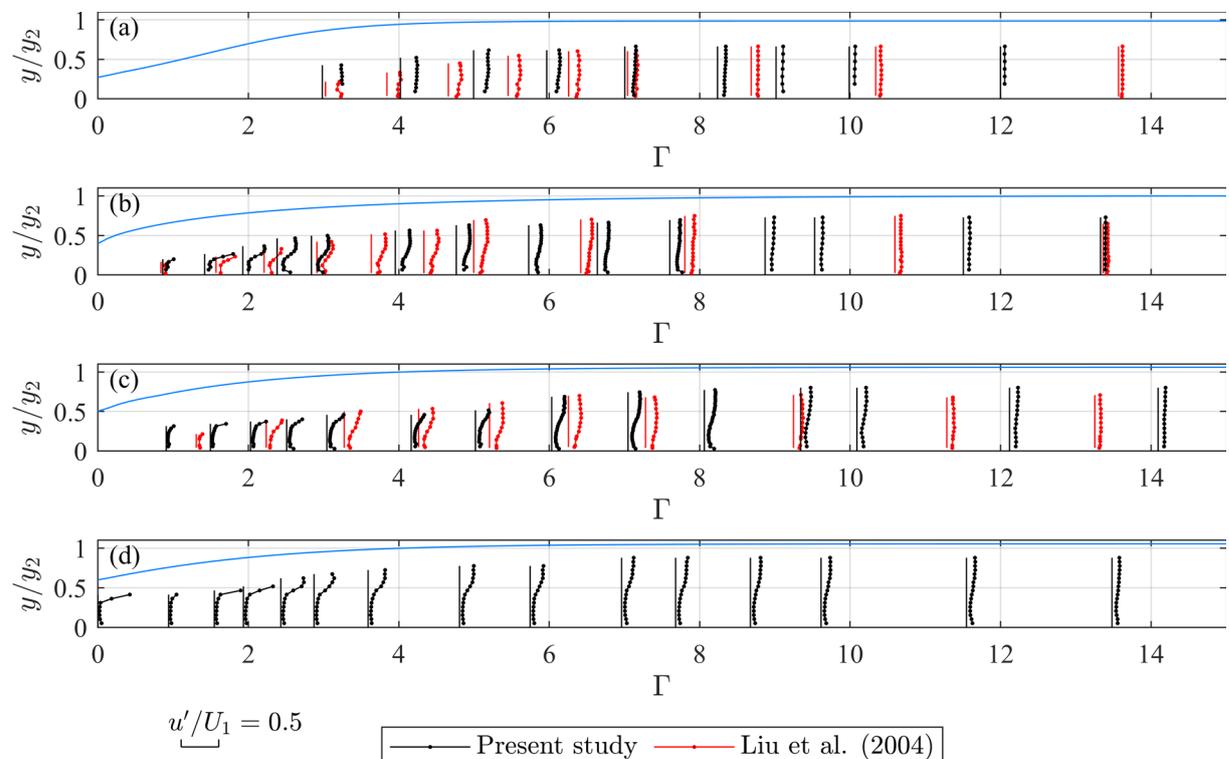


Figure 4.7 – Normalized standard deviations of longitudinal velocity (u'/U_1): a) Case I ($F_1 = 3.0$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 3.32$), b) Case II ($F_1 = 2.3$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 2.5$), c) Case III ($F_1 = 1.9$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 2.0$), d) Case IV ($F_1 = 1.6$).

Figure 4.8 shows the results of normalized standard deviations for the vertical components of the velocities, v'/U_1 . The results of v' yielded values lower than u' for all points measured. Similarly to the results of longitudinal turbulence, the standard deviations computed from the vertical velocities also yielded higher values towards the free surface, which can be attributed to the roller region. For the measurements closer to the free surface, the results of v'

of the present study also tend to be higher than the ones from Liu et al. (2004), with a clearer distinction between the two aforementioned regions as well, hinting that a partially developed upstream flow might be associated with a higher degree of vertical turbulence in the roller region.

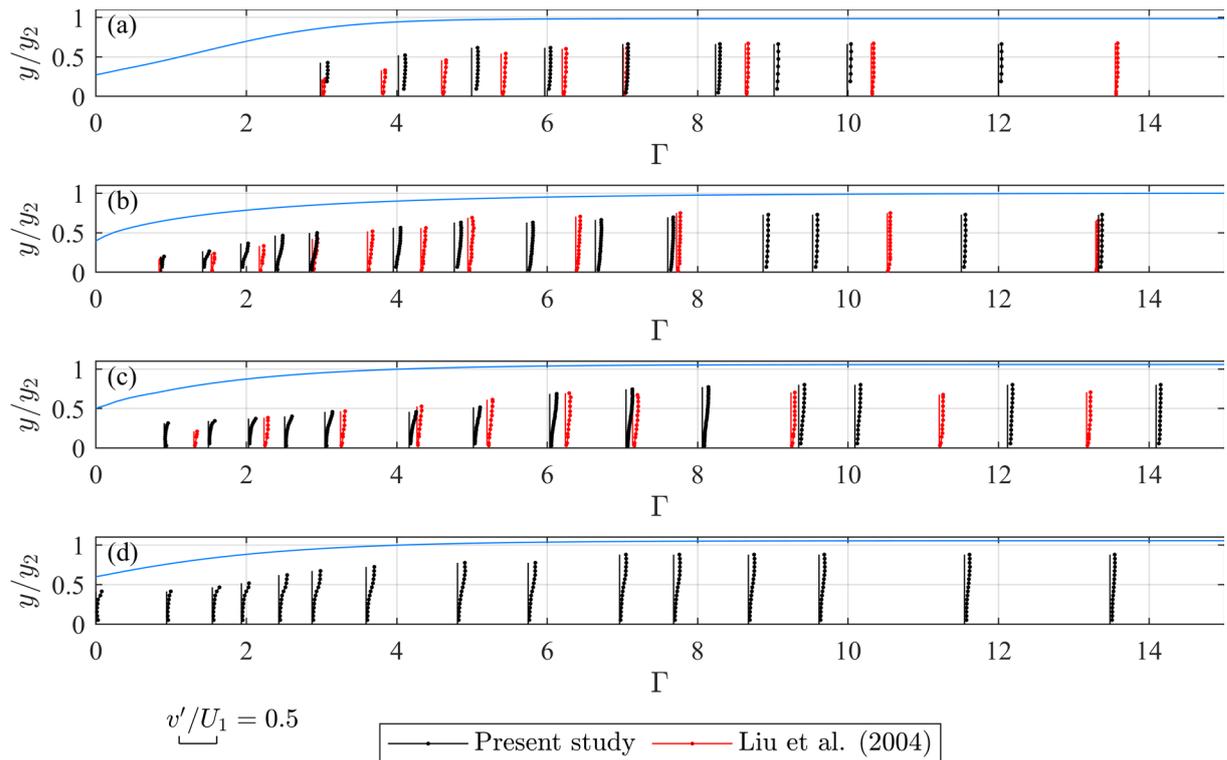


Figure 4.8 - Normalized standard deviations of vertical velocity (v'/U_1): a) Case I ($F_1 = 3.0$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 3.32$), b) Case II ($F_1 = 2.3$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 2.5$), c) Case III ($F_1 = 1.9$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 2.0$), d) Case IV ($F_1 = 1.6$).

The Reynolds shear stresses can be interpreted as the momentum transfer associated with the velocity fluctuations. Since the Reynolds shear stresses τ_{xz} and τ_{yz} corresponded, on average and respectively, to 20.8% and 10.9% of the pairing τ_{xy} , the former were here omitted, and the latter is presented in Figure 4.9, computed as $\tau_{xy} = \overline{u'v'}$ and normalized by U_1^2 . Despite the differences observed in the values of the standard deviations of the longitudinal and the vertical components of velocities, most of the profiles of τ_{xy} from the present study were found to be very similar to the ones found by Liu et al. (2004), suggesting a practically insignificant

influence of the upstream condition on this parameter. One difference, though, is the decay of τ_{xy} with respect to Γ , which occurs over a longer longitudinal span for jumps downstream of a spillway, when compared to jumps downstream of a sluice gate.

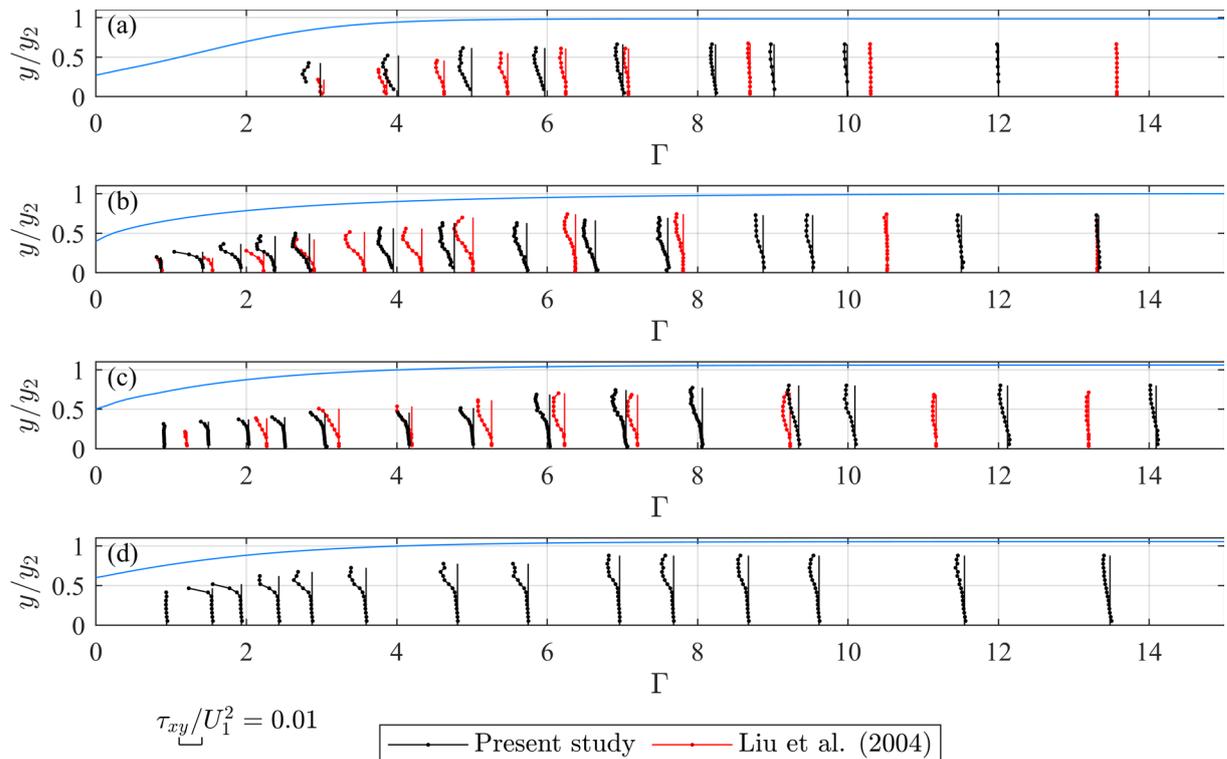


Figure 4.9 – Normalized Reynolds shear stresses (τ_{xy}/U_1^2): a) Case I ($F_1 = 3.0$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 3.32$), b) Case II ($F_1 = 2.3$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 2.5$), c) Case III ($F_1 = 1.9$) and Liu et al. (2004) ($F_1 = 2.0$), d) Case IV ($F_1 = 1.6$).

Correlations between velocities and pressures

The generation of pressure fluctuations in a turbulent incompressible flow can be shown to be associated with velocity fluctuations through a Poisson-type equation that results from taking the divergence of the Navier-Stokes equation of momentum (Panton, 2013). This section investigates possible practical implications of this relationship between the fluctuating pressures and velocities of low Froude number hydraulic jumps.

Extreme percentiles of longitudinal velocities associated with a probability of 99% (non-exceedance) were computed for every measured point. The maximum value found at each vertical profile is presented in Figure 4.10, plotted together with the percentiles of minimum

pressure (probability 1%) measured by Steinke (2020), for correspondent flow conditions. Despite some discrepancies observed in the pressures for $\Gamma < 1$, the curves collapse after this position and develop in a definite trend throughout the jump. Interestingly, the position where the peak of maximum velocities occurs ($\Gamma \sim 1.5$) is similar to the positions where the peaks of minimum pressure occur ($0.4 < \Gamma < 1.3$), as also verified by De Padova et al. (2023). After this point, the decay of maximum velocities and the increase in the minimum pressures seems to occur at a similar rate, indicating indeed a relation between these two quantities.

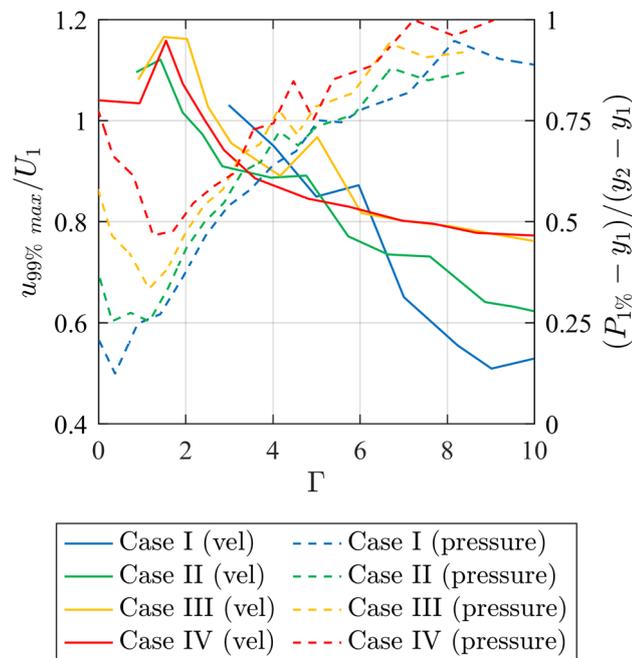


Figure 4.10 – Development of maximum percentiles of longitudinal velocities $u_{99\%}$ (continuous lines) and results of minimum percentiles of pressures $P_{1\%}$ (dashed lines) taken from Steinke (2020)

Figure 4.11 contains the maximum values of longitudinal velocity standard deviation (u') computed at each dimensionless longitudinal position, normalized by the average incident velocity U_1 . Results from the present study are shown, as well as data taken from Liu et al. (2004), Resch and Leutheusser (1972) (measurements performed with a hot-film anemometer in a hydraulic jump of $F_1 = 2.85$), and Lopardo (2013) (measurements taken with an ADV probe in hydraulic jumps of $3 < F_1 < 6$). The results from the present study agree well with the data

from Resch and Leutheusser (1972) and Liu et al. (2004) for the region delimited by $\Gamma > 3$, while also introducing novel data in the region upstream of this point. As can be seen in Figure 4.7, the standard deviations increase towards the free surface, and a possible reason for Lopardo's (2013) results to be lower than the other authors' data is that the measurements were limited to a deeper portion of the jump. The same reason can be attributed to three data points that lay around $\Gamma = 1$ and resulted in $u'_{max}/U_1 \sim 0.12$ (Cases II, III and IV). As previously mentioned, the roller region is associated with the highest velocities and the highest levels of aeration, and these factors affect both the quality (Figure 4.3) and the feasibility of ADV measurements.

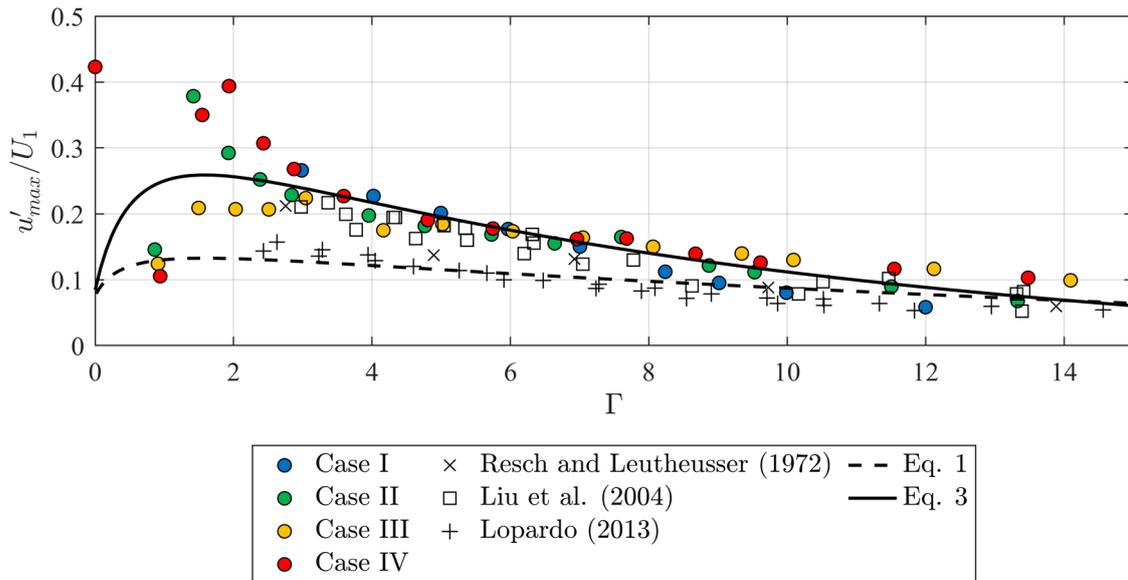


Figure 4.11 – Maximum normalized standard deviations of longitudinal velocities (u'_{max}/U_1) and correlation with pressure fluctuation coefficient (C'_p) behavior.

Lopardo and Romagnoli (2009) suggested

$$\frac{u'}{U_1} = 0.6 \sqrt{C'_p} \quad \text{Eq. (4.1)}$$

to describe the relationship between the normalized velocity standard deviations (u'/U_1) and the pressure fluctuation coefficients, C'_p , measured at the bottom of a stilling basin, where $C'_p = \sigma/(U_1^2/2g)$ and σ is the standard deviation of the series of instantaneous pressures. The curve described by Eq. 4.1 was included in Figure 4.11 and agrees well with data from Lopardo (2013). Steinke et al. (paper submitted to JHE), by combining datasets from 6 studies comprising low Froude number hydraulic jumps, suggested a relationship to estimate the values of C'_p throughout the hydraulic jump:

$$C'_p = \frac{-0.0247 \cdot \Gamma^2 + 0.6333 \cdot \Gamma + 0.089}{\Gamma^2 + 8.1976 \cdot \Gamma + 5.5984} \quad \text{Eq. (4.2)}$$

which was used in combination with Eq. 4.1 to compute the curve shown in Figure 4.11. In order to better fit the results from the present study, as well as the ones from Resch and Leutheusser (1972) and Liu et al. (2004), the relationship defined by

$$\frac{u'_{max}}{U_1} = 5.3 C'_p \quad \text{Eq. (4.3)}$$

is here introduced and suggested to correlate the standard deviations of pressures and longitudinal velocities of low Froude number hydraulic jumps. Equation 4.3 yields best results for $\Gamma > 2$.

While the measurement of instantaneous pressures in prototype stilling basins are rare, velocity measurements are even rarer. In situations where one type of data is available and the other is not, both relationships presented above between pressure- and velocity-derived metrics (in Figure 4.10 and Figure 4.11) can be useful for the design of low Froude number stilling basins, by giving at least the order of magnitude of turbulent quantities to expect.

4.4 CONCLUSIONS

By means of an Acoustic-Doppler Velocimetry probe, instantaneous velocity point-measurements were taken throughout four low Froude number hydraulic jumps occurring within a stilling basin, comprising also the spillway region. Data quality was analyzed in terms of Signal-to-Noise ratios and correlations, revealing which regions of this class of jump are possible to be measured with this type of instrument. Variables such as the mean and the standard deviation of the velocities, as well as Reynolds shear stresses were analyzed and compared against data from hydraulic jumps with similar Froude numbers, but formed downstream of a sluice gate. While a significant portion of the results agree well with previously published data (corroborating previously conducted studies), the novel data introduced here broaden the range of Froude numbers available in the literature and covers regions of the jump for which data was missing. Furthermore, the comparisons conducted help to shed light on the effects that the upstream conditions exert over this type of hydraulic jump: the direction imposed by the spillway to the incident flow possibly causes the mean velocities and the standard deviations associated with the jet to persist over a longer stretch of the jump, while for jumps downstream of a sluice gate the characteristics associated with the uniform flow are observable at an earlier position.

The availability of instantaneous pressure data for hydraulic jumps of correspondent Froude number allowed for the establishment of relationships between the fluctuating pressures and velocities found in this range of jumps. The decay of maximum percentiles of velocity at each longitudinal position throughout the jump was found to be inversely proportional to the increase of minimum pressures. Furthermore, profiting from the strong correlation found between the standard deviations (maximum value of each profile) and the pressure fluctuation coefficients, an equation was fitted to link the two variables. These findings can become useful

for the design of stilling basins, especially when only one type of data is available (either pressures or velocities).

4.5 NOTATION

The following symbols are used in this paper:

C'_p = pressure fluctuation coefficient (-);

F_1 = incident Froude number (-);

$P_{1\%}$ = pressure quantile, in equivalent head, associated with probability 1% (m);

Q = flow rate (m³/s);

R_1 = incident Reynolds number (-);

U_1 = average incident velocity (m/s);

\bar{u}, \bar{v} = mean longitudinal and vertical components of velocity (m/s);

u', v' = standard deviation of longitudinal and vertical components of velocity (m/s);

$u_{99\%}$ = longitudinal velocity quantile, associated with probability 99% (m/s);

x = longitudinal coordinate with origin at beginning of stilling basin (m);

y = vertical coordinate with origin at bottom of stilling basin (m);

y_1 = supercritical sequent depth (m);

y_2 = subcritical sequent depth (m);

z = spanwise coordinate (m);

Γ = dimensionless longitudinal position;

σ = standard deviation of pressures, in equivalent head (m);

τ_{xy} = Reynolds shear stress (m²/s²).

4.6 REFERENCES

- Abreu, A. S., Novakoski, C. K., Priebe, P. S., Trierweiler Neto, E. F., Teixeira, E. D., Marques, M. G., and Dai Prá, M. 2024. “Analysis of hydraulic parameters in determining the occurrence of cavitation in the spillways of the Furnas, Luiz Carlos Barreto de Carvalho and Batalha hydroelectric power plants.” *Brazilian Journal of Water Resources* 29, e1. <https://doi.org/10.1590/2318-0331.292420230048>.
- Bhate, R. R., Bhajantri, M. R., and Bhosekar, V. V. 2021. “Mitigating cavitation on high head orifice spillways.” *ISH Journal of Hydraulic Engineering* 27 (3), 235-243. <https://doi.org/10.1080/09715010.2018.1547990>.
- Bowers, C. E., and Toso, J. 1988. “Karnafuli Project, Model Studies of Spillway Damage.” *J. Hydraul. Eng.* 114 (5), 469-483. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1988\)114:5\(469\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1988)114:5(469)).
- Chow, V. T. 1959. *Open channel hydraulics*. New York: McGraw-Hill.
- Dai Prá, M. 2011. “Uma abordagem para determinação das pressões junto ao fundo de dissipadores de energia por ressalto hidráulico.” Ph.D. thesis. Porto Alegre: Federal University of Rio Grande do Sul. <https://lume.ufrgs.br/handle/10183/49156>.
- De Padova, D., Mossa, M., and Sibilla, S. 2023. “SPH modelling of hydraulic jump at high Froude number at an abrupt drop: vorticity and turbulent pressure fluctuations.” *Environmental Fluid Mechanics* 23, 511-531. <https://doi.org/10.1007/s10652-023-09922-4>.
- EPE (Empresa de Pesquisa Energético). 2022. “Plano Decenal de Expansão de Energia 2031.” Accessed July 03, 2024. https://www.epe.gov.br/sites-pt/publicacoes-dados-abertos/publicacoes/Documents/PDE%202031_RevisaoPosCP_rvFinal_v2.pdf.
- Felder, S., Montano, L., Cui, H., Peirson, W., and Kramer, M. 2021. “Effect of inflow conditions on the free-surface properties of hydraulic jumps.” *J. Hydraul. Res.* 59 (6), 1004-1017. <https://doi.org/10.1080/00221686.2020.1866692>.
- Fiorotto, V., and Rinaldo, A. 1992. “Fluctuating Uplift and Lining Design in Spillway Stilling Basins.” *J. Hydraul. Eng.* 118 (4), 578-596. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1992\)118:4\(578\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1992)118:4(578)).
- Goring, D. G., and Nikora, V. I. 2002. “Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data.” *J. Hydraul. Eng.* 128 (1), 117–126. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2002\)128:1\(117\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:1(117)).
- Hu, H., Wang, H., Pan, D., Wang, X., and Bai, R. 2023. “Free-surface undulation and velocity turbulence in shallow undular hydraulic jumps.” *Ocean Engineering* 269, 113566. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.113566>.
- Khatsuria, R. M. 2005. *Hydraulics of Spillways and Energy Dissipators*. New York: Marcel Dekker.
- Kraus, N. C., Lohrmann, A., and Cabrera, R. 1994. “New Acoustic Meter for Measuring 3D Laboratory Flows.” *J. Hydraul. Eng.* 120 (3), 406-412. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1994\)120:3\(406\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1994)120:3(406)).
- Lennon, J. M., and Hill, D. F. 2006. “Particle Image Velocity Measurements of Undular and Hydraulic Jumps.” *J. Hydraul. Eng.* 132 (12), 1283-1294. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2006\)132:12\(1283\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2006)132:12(1283)).

- Leutheusser, H. J., and Kartha, V. C. 1972. "Effects of inflow condition on hydraulic jump." *Journal of the Hydraulics Division* 98 (8), 1367-1385. <https://doi.org/10.1061/JYCEAJ.0003371>.
- Liu, M., Rajaratnam, N., and Zhu, D. Z. 2004. "Turbulence structure of hydraulic jumps of low Froude numbers." *J. Hydraul. Eng.* 130 (6), 511–520. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2004\)130:6\(511\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2004)130:6(511)).
- Lopardo, R. A. 2003. "Cavitación en flujos macroturbulentos." *Matematicae Notae* 2, 19-40.
- Lopardo, R. A. 2013. "Extreme Velocity Fluctuations below Free Hydraulic Jumps." *Journal of Engineering*, 2013, 678064. <https://doi.org/10.1155/2013/678064>.
- Lopardo, R. A., and Romagnoli, M. 2009. "Pressure and velocity fluctuations in stilling basins." In *Advances in Water Resources and Hydraulic Engineering: Proceedings of the 16th IAHR-APD Congress and 3rd Symposium of IAHR-ISHS*, Volume 2. Heidelberg: Springer.
- Macián-Pérez, J. F., Bayón, A., García-Bartual, R., López-Jiménez, P. A., and Vallés-Morán, F. J. 2020. "Characterization of Structural Properties in High Reynolds Hydraulic Jump Based on CFD and Physical Modeling Approaches." *J. Hydraul. Eng.* 146 (12), 04020079. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001820](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001820).
- Maleki, S., and Fiorotto, V. 2024. "Design of Hydraulic Jump Stilling Basin over Rough Beds Using CFD." *KSCE Journal of Civil Engineering*. <https://doi.org/10.1007/s12205-024-2207-9>.
- Marques, M. G., Drapeau, J., and Verrette, J. L. 1997. "Flutuação de Pressão em um Ressalto Hidráulico." *Brazilian Journal of Water Resources* 2 (2), 45-52. <http://dx.doi.org/10.21168/rbrh.v2n2.p45-52>.
- Marques, M. G., Hampe, R. F., Souza, P. E. A., and Teixeira, E. D. 2017. "Previsão de pressões extremas mínimas em bacia de dissipação com baixo número de Froude." In *Proc., XXXI National Seminar on Large Dams*. Belo Horizonte, Brazil: Comitê Brasileiro de Barragens.
- Miranda, L. J., and Sánchez, R. 2021. "Experimental and Numerical Analysis of the Hydraulic Jump Stilling Basin and the Downstream Scour Depth." In *Proc., 8th International Junior Researcher and Engineer Workshop on Hydraulic Structures*. Galway, Ireland: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research.
- Misra, S. K., Kirby, J. T., Brocchini, M., Veron, F., Thomas, M., and Kambhamettu, C. 2008. "The mean and turbulent flow structure of a weak hydraulic jump." *Physics of Fluids* 20: 035106. <https://doi.org/10.1063/1.2856269>.
- Panton, R. L. 2013. *Incompressible Flow*. Hoboken: Wiley.
- Rajaratnam, N. 1965. "The hydraulic jump as a wall jet." *Journal of the Hydraulics Division* 91 (5), 107-132. <https://doi.org/10.1061/JYCEAJ.0001299>.
- Resch, F. J., and Leutheusser, H. J. 1971. "Mesures de turbulence dans le ressaut hydraulique." *La Houille Blanche*. 57 (1), 17-31. <https://doi.org/10.1051/lhb/1971001>.
- Resch, F. J., and Leutheusser, H. J. 1972. "Reynolds stress measurements in hydraulic jumps." *J. Hydraul. Res.* 10 (4), 409-430. <https://doi.org/10.1080/00221687209500033>.
- Rouse, H., Siao, T. T., and Nagaratnam, S. 1959. "Turbulence characteristics of the hydraulic jump." *Journal of the Hydraulics Division* 84 (1), 926-966. <https://doi.org/10.1061/JYCEAJ.0000161>.

- Schanz, D., Gesemann, S., and Schröder, A. 2016. “Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities.” *Experiments in Fluids* 57, 70. <https://doi.org/10.1007/s00348-016-2157-1>.
- Schanz, D., Schröder, A., Gesemann, S., Michaelis, D., and Wieneke, B. 2013. “Shake-the-Box: a highly efficient and accurate tomographic particle tracking velocimetry (TOMO-PTV) method using prediction of particle position.” In *Proc. 10th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. Delft, the Netherlands.
- Schleiss, A. J., Erpicum, S., and Matos, J. 2023. “Advances in Spillway Hydraulics: From Theory to Practice.” *Water* 15 (12), 2161. <https://doi.org/10.3390/w15122161>.
- Schröder, D., Leweke, T., and Stumpf, E. 2023. “High-speed volumetric particle tracking measurements of unstable helical vortex pairs.” *Experiments in Fluids* 61, 141. <https://doi.org/10.1007/s00348-023-03679-8>.
- SonTek. 2001. “Acoustic Doppler Velocimeter Technical Documentation.” San Diego, CA: SonTek/YSI, Inc.
- Steinke, R. Jr., Dai Prá, M., Lopardo, R. A., Marques, M. G., Melo, J. F., Priebe, P. S., and Teixeira, E. D. 2021. “Low Froude Number Stilling Basins – Hydrodynamic Characterization.” *J. Hydraul. Eng.* 147 (4), 04021010. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001867](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001867).
- Steinke, R. Jr., Sanagiotto, D. G., Endres, L. A. M., and Teixeira, E. D. “LES of Extreme Pressures in Low Froude Number Hydraulic Jumps.” Submitted to *J. Hydraul. Eng.*
- Steinke, R. Jr. 2020. “Caracterização das pressões em bacias de dissipação por ressalto hidráulico livre com baixo número de Froude.” M.Sc. dissertation. Porto Alegre: Federal University of Rio Grande do Sul. <https://lume.ufrgs.br/handle/10183/232669>.
- Wahl, T. L. 2003. “Discussion of Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data.” *J. Hydraul. Eng.* 129 (6), 484–487. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2003\)129:6\(484\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2003)129:6(484)).
- Wüthrich, D., Shi, R., Wang, H., and Chanson, H. 2020. “Three-dimensional air-water flow properties of a hydraulic jump with low Froude numbers and relatively high Reynolds numbers.” In *8th IAHR International Symposium on Hydraulic Structures*. Santiago, Chile: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research.

5 ARTIGO 3 - VELOCIMETRIA 4D POR RASTREAMENTO DE PARTÍCULAS EM UM RESSALTO ONDULADO

Steinke Jr., R., and Bung, D. B. 2025. "4D Particle Tracking Velocimetry of an undular hydraulic jump". *Journal of Hydraulic Research*. <https://doi.org/10.1080/00221686.2024.2424763>.

O artigo apresentado a seguir foi desenvolvido durante período-sanduíche financiado pela CAPES, sob orientação do professor Daniel B. Bung, na FH Aachen, Alemanha, entre outubro de 2023 e março de 2024. Em 23 de abril de 2024, o artigo foi submetido ao periódico *Journal of Hydraulic Research* e, em 29 de outubro de 2024, após processo de revisão pelos pares, recebeu aceite por parte do corpo editorial do periódico. O manuscrito trata sobre a utilização de um novo sistema de medição, chamado de 4D-PTV (Velocimetria por Rastreamento de Partículas 4D), ou STB (*Shake-The-Box*), nunca antes empregado para estudar ressaltos hidráulicos. Assim como em outras técnicas baseadas em imagens, entretanto, uma das limitações do 4D-PTV são escoamentos altamente aerados. Por essa razão, optou-se por estudar um ressalto ondulado, em contraste com os ressaltos fracos e oscilantes abordados nos dois artigos anteriores. A nova técnica foi validada por meio de comparações com medições de ADV e dados de outros pesquisadores. São apresentados campos de velocidades médias e desvios-padrão para os três componentes da velocidade, bem como tensões de Reynolds, energia cinéticas de turbulência e taxa de dissipação de energia. O manuscrito apresentado a seguir é a versão aprovada pela banca examinadora desta tese. A versão publicada na *Journal of Hydraulic Research* pode ser acessada com o link acima.

4D Particle Tracking Velocimetry of an undular hydraulic jump

Abstract: Undular hydraulic jumps are characterized by a three-dimensional flow field due to shock waves generated near the sidewalls. Basic flow properties have been described in the literature with experimental data, mostly gathered with classical sensors which provide local information only. A continuous description of the 3D flow field is still missing. In this study, instantaneous and three-dimensional velocity data in an undular jump is obtained between the inflow section and second wave crest using a volumetric Particle Tracking Velocimetry method with high sample rates. A special feature of the tracking algorithm is its capability to process images with very high particle density yielding a highly-resolved Lagrangian description of the three-dimensional flow field. Velocity fields, turbulent kinetic energy, dissipation rates, Reynolds stresses and turbulent scales are presented for a volume of 10 cm width in cross-direction. Some differences are found when compared to data obtained with an Acoustic Doppler Velocimeter which may be explained by the intrusiveness of this device. This unique data set provides new insight into the complex flow within undular hydraulic jumps.

Keywords: Flow visualization and imaging; hydraulic jumps; open channel flow turbulence; Particle Tracking Velocimetry (PTV)

5.1 INTRODUCTION

Hydraulic jumps occur at the transition from supercritical to subcritical flow conditions and are known to be a fundamental, yet only partially disclosed phenomenon in hydraulic engineering (Bélanger, 1828; Darcy and Bazin, 1865; Binnie and Orkney, 1955; Rajaratnam, 1967; Chanson, 2009). With increasing upstream Froude number $F_1 = \bar{u}_1 (g d_1)^{-0.5}$ (with \bar{u}_1 the mean, streamwise flow velocity in the upstream region, g the gravitational acceleration and d_1 the upstream flow depth), the classical hydraulic jump in a horizontal, rectangular channel may be classified as undular, weak, oscillating, steady or strong (Chow, 1959). Although in the context of hydraulic engineering, e.g. for energy dissipator design, jumps with higher Froude numbers and higher energy dissipation are of particular interest (Hager, 1992), jumps with low upstream Froude numbers and high-amplitude free-surface undulations require special attention as well to prevent undesired bank overtopping and erosions, bed scouring or large bed form formation (Reinauer and Hager, 1995; Chanson, 2002).

Undular jumps are characterized by free-surface oscillations of decreasing amplitude which may propagate downstream over long distances (Montes and Chanson, 1998). Cross-waves are formed near the sidewalls for $F_1 > \sim 1.22$ and their intersection near the first wave crest may lead to wave breaking ($F_1 > \sim 1.72$), slight air entrainment ($F_1 > \sim 2.10$) and roller formation ($F_1 > \sim 2.40$) (Chanson and Montes, 1995; Reinauer and Hager, 1995). It must be noted that, according to Ohtsu et al. (2003), the aspect ratio W/d_1 , with W the flume width, has an additional impact on the undular jump formation as shock wave intersection may not occur for relatively wide channels. The authors also reveal that scale effects may play a role for Reynolds numbers $Re = q v^{-1} \leq 6.5 \times 10^4$ (with q the specific discharge and v the kinematic viscosity of water). In any case, with the formation of shock waves, a highly three-dimensional flow field is generated, yielding some dissimilarity for the vertical velocity profiles along the flume width and a noticeable flow concentration in the centreline (Montes and Chanson, 1998). Nevertheless, most previous studies in the literature have focused on the investigation of free-surface characteristics as shock waves and undulations are predominant as well as fascinating flow features. Only few studies attempted to analyse velocity and pressure distributions within an undular jump (Chanson and Montes, 1995; Dunbabin, 1996; Ben Meftah et al., 2007; Hu et al. 2023) performing point measurements with Pitot tubes or Acoustic Doppler Velocimeters (ADV). Data on instantaneous, three-dimensional velocity and pressure fields is still missing, but of high relevance to obtain a better understanding of the dynamics of coherent structures that are responsible for free-surface fluctuations as recently pointed out in a state-of-the-art article by de Padova and Mossa (2021).

Imaging-based techniques allow for an evaluation of turbulent processes in a plane (2D) or volume (3D). Erpicum et al. (2021) underline their high potential in nowadays hydraulics-related research. As highlighted by Aberle et al. (2017), the generation and dissipation of turbulent structures may be detected when a sufficient spatial and temporal resolution is

considered. In the context of undular and weak jumps with the previously described three-dimensional flow patterns, Particle Image Velocimetry (PIV) measurements, providing information on full, instantaneous velocity fields have been limited to 2D analyses so far (Lennon and Hill, 2006, and Wei et al., 2020, for undular jumps; Misra et al., 2008, for weak jumps) although volumetric methods are available since almost two decades. Tomographic PIV (Elsinga et al, 2006) is based on synchronized images obtained from different perspectives and the 3D cross-correlation of voxel intensities. However, similar to planar PIV, the spatial resolution is limited as particles must not leave the interrogation area and sufficient particles are needed to ensure a sufficient statistical basis for cross-correlation (Adrian and Westerweel, 2011). On the other hand, too high particle density must be avoided to ensure the calculation of volumetric particle tomograms with sufficient accuracy (Mishra et al., 1999; Lynch and Scarano, 2014).

Besides the more common PIV method, which determines the most likely movement of a group of particles within an interrogation area by cross-correlation (Eulerian view), Particle Tracking Velocimetry (PTV, Adamczyk and Rimai, 1988) tracks individual particles within a series of images (Lagrangian view). 3D PTV may disclose small-scale turbulent movements of individual particles. However, identification of particles for high particle density has been a limiting factor in the past. The herein employed Shake-the-box method (LaVision Inc.) fills this gap by implementation of a smart algorithm which allows for particle identification in scenes with up to 0.3 ppp (particles per pixel), high resolution images and relatively large volumes. According to Tan et al. (2019), such 4D PTV methods may be considered the state-of-the-art in experimental fluid mechanics nowadays. In the context of hydraulics, it has been rarely used in the past (Schanz et al. 2016, Schröder et al., 2023). The presented study aims at demonstrating its potential in the field of in the hydraulic engineering and evaluating 3D velocity data against well-established measuring techniques for the case of an undular jump. PTV data yield highly-

resolved velocity information and is complemented by stereoscopic free-surface monitoring for estimation of the highly three-dimensional free-surface elevation.

5.2 EXPERIMENTAL SETUP AND METHODOLOGY

5.2.1 Flow condition and experimental facility

Experimental testing has been conducted in a horizontal flume at the hydraulics laboratory of FH Aachen University of Applied Sciences. The flume is part of a closed water cycle. Discharge is provided by a frequency-regulated pump and controlled with a magnetic flowmeter. The flume has a width of 58.5 cm and a total length of 10 m. As upstream flow conditions are of utmost importance to ensure a stable jump formation, the upstream reservoir was filled with gravel. Moreover, the inlet was equipped with a honeycomb flow straightener and a floating foam to reduce surface fluctuations and turbulence before the water is conveyed into the channel. For this study, the reservoir and the channel were separated by a plane, vertical and sharp-crested gate to generate supercritical flow conditions in the channel. The gate opening was fixed at 10 cm. Downstream water level was controlled by an adjustable, horizontal weir. The flume is equipped with glass walls in the front and in the rear, the bottom is made of stainless steel. However, for the optical measurements the rear wall and the bottom were covered by a mat black sheeting to enhance the contrast and reduce reflections in the field of view. A discharge of $Q = 61.0 \text{ l s}^{-1}$ was considered in this study. The resulting flow depth at the vena contracta downstream of the gate was $d_0 = 6.0 \text{ cm}$ with a corresponding Froude number $F_0 = 2.28$ and Reynolds number $Re = 1.04 \times 10^5$. With x as the coordinate in flow direction, the downstream weir was adjusted to locate the jump toe at $x_{toe} = \sim 430 \text{ cm}$ from the gate, thus ensuring fully developed flow conditions upstream of the jump toe for the given F_0 and Re according to Ohtsu et al. (2001). With $d_1 = 7.3 \text{ cm}$, the resulting Froude number at the jump

toe was $F_1 = 1.69$ and the aspect ratio was $W/d_1 = 8.0$ (indicating a Case II undular jump at the transition from non-breaking to breaking according to Ohtsu et al., 2003).

5.2.2 Shake-the-box (4D Particle Tracking Velocimetry)

Shake-the-box (STB) is a volumetric PTV technique that was first described by Schanz et al. (2013) and continuously developed further in the recent past (Schanz et al., 2016; Novara et al., 2019). The aim of STB is to exhaust the general potential of 3D PTV methods to provide information with high spatial resolution (i.e. one velocity information per particle) by allowing high particle densities and high sample rates (4D), under consideration of a high level of accuracy in volumetric particle reconstruction and affordable computation time.

The herein employed STB system is a compact MiniShaker by LaVision Inc. (Figure 5.1) and operated with the latest Davis software (version 11), in which the Lagrangian velocity information from PTV can be transferred to a Eulerian representation. The MiniShaker consists of a camera housing including four cameras with a fixed, relative orientation which minimizes the installation and calibration effort. The individual cameras record with approximately Full HD resolution (1984×1264 px) at a frame rate of 121 Hz. Higher sample rates of up to 1 kHz are possible with reduced spatial resolution (704×358 px). Depending on the lenses used, the system allows observing a volume of up to $520 \times 330 \times 310$ mm.

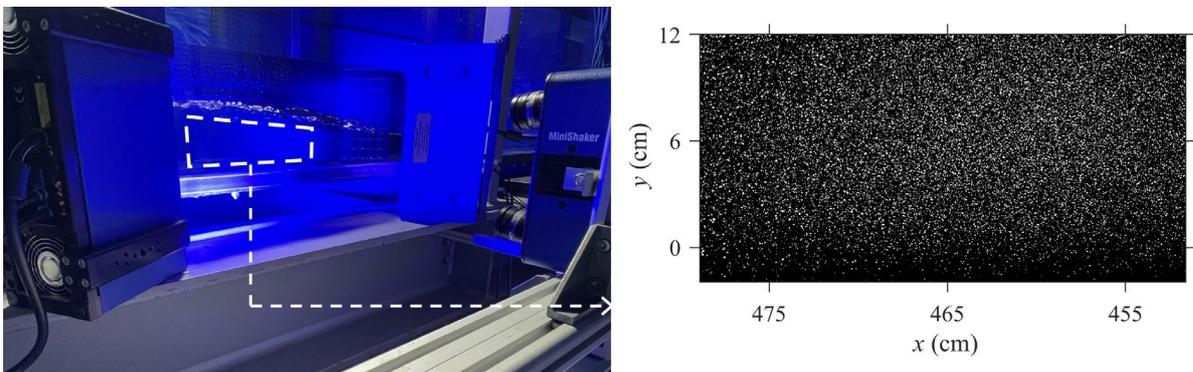


Figure 5.1 - Photograph of the experimental setup at the first wave crest, MiniShaker on CNC-driven trolley and two high-power LEDs; close-up showing an instantaneous particle image from the upper left camera.

For this study, 25 mm focal length lenses were used and the camera was installed at about 51 cm from the sidewall. Solid parts of the flume were cropped out of the images during recording, allowing for recording rates between 136 Hz and 154 Hz. Images were recorded for 60 s, resulting in ~ 80.6 GB data for each recording. The resulting volume size was approximately $300 \times 100 \times 100$ mm ($x \times y \times z$), with y the vertical and z the spanwise coordinate. In order to analyse the first wave crest and wave trough of the undular jump, the MiniShaker was installed on a step motor and moved along the flume with $\Delta x \leq 20$ cm and an accuracy of approximately 0.1 mm, ensuring sufficient overlapping between individual measurements and volumetric reconstruction of the full range. Seven measurement locations were considered in total. The volume was illuminated with two pulsed, high-power LED light sources, each with a total power of 300 W. Both LEDs were installed in front of the front wall (one downstream, one upstream) at an angle of $\sim 40^\circ$ in/against the main flow direction (see Figure 5.1). LED settings were optimized for individual camera positions. The reservoir, with a total water volume of approximately 80 m^3 , was mixed with sufficient seeding particles (mainly calcium carbonate, diameter $< 100 \mu\text{m}$, density $\sim 2.8 \text{ g/cm}^3$) to continuously ensure $\sim 10,000$ identified particles and ~ 5000 reconstructed tracks in average within the observed volume (Figure 5.2).

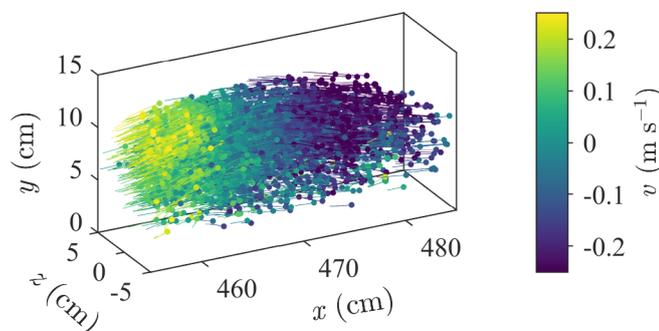


Figure 5.2 - Particle tracks detected by the Shake-the-box system at the first wave crest, coloured by instantaneous vertical velocities v .

Calibration was carried out for a given camera position with use of a pre-fabricated, defined calibration plate with 3D surface shape. According to the manufacturer's instructions, different photographs were taken with the plate under water being moved, inclined and rotated within the tested volume of interest. A refined calibration was later performed with a reduced number of particle images (*volume self-calibration*; Wieneke, 2008). Shake-the-box with three passes was performed after enhancing the image quality with different image processing techniques (depending on the original image quality which varied for different camera positions).

5.2.3 Other instrumentation

Acoustic Doppler Velocimeter

Pointwise, three-dimensional velocity measurements were carried out with a down-looking Nortek Vectrino Profiler to validate velocity data from STB. For this purpose, both measurements were synchronized manually. This sensor is capable of measuring the velocity profiles over length of 3 cm starting from a distance of 4 cm from the sensor head (Valero and Bung, 2018). The sample rate and experiment time were chosen as 100 Hz and 60 s, respectively. It is pointed out that this Vectrino sensor is most accurate at the sweet spot (50 mm below the emitter), where the acoustic beams intersect (Thomas et al., 2017). Above and below this point, expected accuracy is lower. The data collected with the Vectrino Profiler were filtered through the phase-space threshold filter introduced by Goring and Nikora (2002).

Stereoscopic free surface monitoring

A stereoscopic depth camera Intel[®] RealSense[™] D435 was used to instantaneously capture the water surface and to obtain a continuous estimation of the 3D free-surface elevation at subsequently presented longitudinal and spanwise sections. As demonstrated by Bung et al. (2021), this camera is capable to measure free-surface properties in complex, turbulent flow

conditions with similar accuracy as classical sensors, although being a non-scientific consumer-grade device. The sensor was operated with a sample rate of 90 Hz and a spatial resolution of 840×480 px. General settings were chosen as recommended by Bung et al. (2021) for investigations of aerated, hydraulic jumps.

Acoustic displacement meter

Acoustic displacement meters (ADMs) with different measuring ranges were used to pointwise measure the free-surface elevation in supercritical and subcritical flow regions. These sensors have been proven to provide reliable data in turbulent flows in general (Zhang et al., 2018) and hydraulic jumps in particular (Hu et al., 2023; Wang and Chanson, 2015). One sensor with a measuring range of 130 cm (mic+ 130/IU/TC) was installed at $x = 15$ cm (i.e. vena contracta downstream of the gate) and three more sensors of the same type were installed on a fixed beam in the supercritical flow region at $x = 413$ cm (in the centreline and at ± 15 cm from the centreline). To validate the stereoscopic measurements, additional measurements were carried out using six sensors with 25 cm and 35 cm measuring range (3 mic+ 25/IU/TC, 3 mic+ 35/IU/TC) installed on a movable frame (allowing positioning in longitudinal, vertical and spanwise direction with an expected error of < 1 mm), so as to allow for free-surface elevation measurements with a longitudinal increment of $\Delta x = 8$ cm within the range $423.5 \text{ cm} < x < 535.5 \text{ cm}$ and a spanwise increment of $\Delta z = 3$ cm within $-3 \text{ cm} < z < 3 \text{ cm}$. However, the relatively large footprint of the acoustic beam on the highly three-dimensional free-surface may reduce the expected accuracy of this type of sensor. Filtering of the raw signals (mostly required due to deflections from steep waves) was done using the ROC filtering as proposed by Valero et al. (2020). All sensors were connected to two synchronized HBM QuantumX MX840A universal measuring amplifiers. Flow depths were sampled for 300 s with

100 Hz. It must be noted that no interference between adjacent sensors was noticed after carefully testing.

5.3 VALIDATION

Four simultaneous measurements were carried out with both the Vectrino Profiler and the Shake-the-box in order to assess the applicability of the latter to the case at hand. These tests were performed at the first wave crest region, where the three-dimensional character of the undular jump is considered to be more expressive (Montes and Chanson, 1998). The Vectrino was placed at the flume centreline ($z = 0$), at a location in x of maximum wave height, with distance from sweet spot to flume bottom (y_{ss}) varying between 3.3 and 6.2 cm, and a vertical profile ranging between +1 cm and -1.8 cm from the sweet spot. The data was collected over 60 s with acquisition frequencies of 100 Hz for the Vectrino and 121.2 Hz for the STB. The time-averaged Signal-to-Noise-Ratios (SNR) of the Profiler's four beams at the sweet spot were between 33.3 dB and 37.4 dB, while the time-averaged correlation at the same point varied between 77.8% and 87.2% (the manufacturer recommends that SNR and correlation are kept higher than 15 dB and 70 %, respectively). On average, 2.44 particles/cm³ were found by the STB inside the volume of interest (i.e., below the Vectrino emitter) during these tests, which resulted in 1.39 tracks/cm³ (ignoring ghost particles and tracks with too high uncertainty).

The comparisons between the three components of the velocity signals measured with both the aforementioned instruments are shown in Figure 5.3. For brevity, only one single point is shown (distance from sweet spot to the bottom $y_{ss} = 6.2$ cm). Both instruments yielded similar overall behaviors, as attested by the mean-averages computed over 200 timesteps. Regarding turbulence quantities, the standard deviation of the Profiler signal yielded 0.19, 0.12 and 0.10 m s⁻¹ for the three cartesian components of the velocity (u , v , w), while the STB resulted in 0.17, 0.11 and 0.09 m s⁻¹.

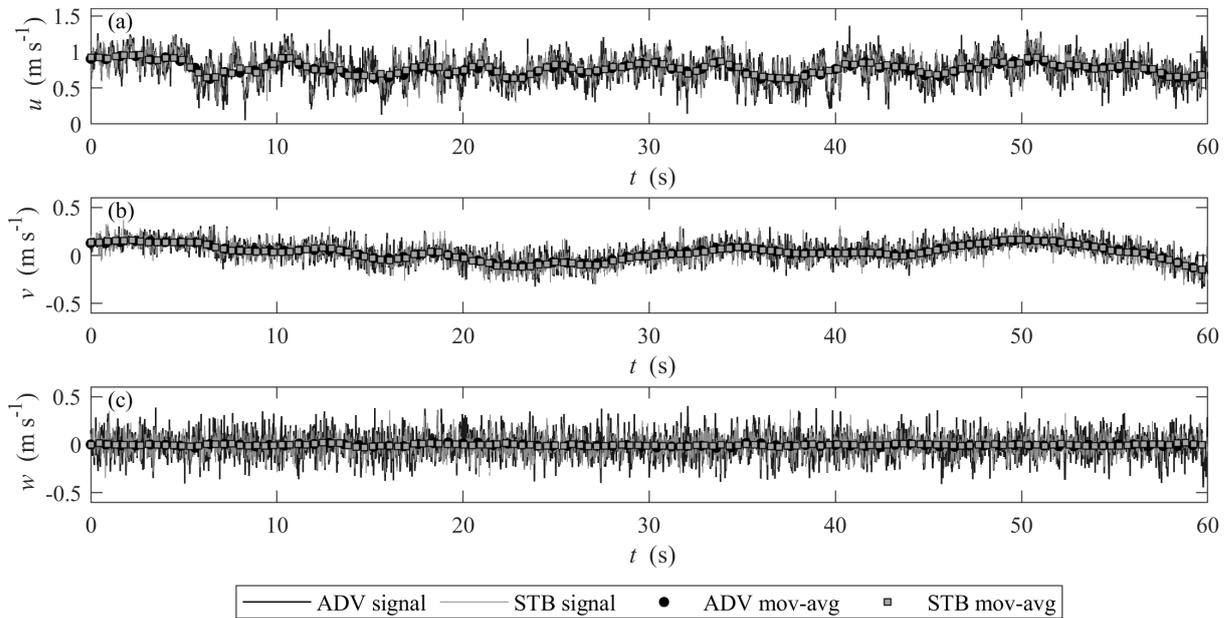


Figure 5.3 - Velocity signals measured by the Shake-the-box and the Vectrino Profiler at its sweet spot: (a) longitudinal, (b) vertical and (c) spanwise velocities.

The profiles of mean longitudinal velocities \bar{u} measured by both the ADV and the STB at the four mentioned points are illustrated in Figure 5.4. A good agreement was found between both measuring devices, especially for the three highest elevations of the ADV ($4.3 < y_{ss} < 6.2$ cm, Figure 5.4a-c). The slightly lower fit of the lowest probe elevation ($y_{ss} = 3.3$ cm, Figure 5.4d) could be due to the fewer number of particles captured by the STB cameras in that region. The standard deviation profiles of u' computed from the STB data are also shown, in comparison with the standard deviation u' measured by the ADV at the sweet spot. The whole ADV profiles for the standard deviation are omitted here due to the poor quality of turbulence data outside of the sweet spot, as reported by Thomas et al. (2017). Again, a good agreement was found between the two methods, with the STB yielding slightly lower standard deviations at all four measurement points. Figure 5.5 shows the longitudinal velocities (other velocity components were omitted for simplicity and to ease visualization) measured by both the STB and the Vectrino Profiler in the frequency domain, for two of the previously mentioned points: $y_{ss} = 3.3$ cm and $y_{ss} = 6.2$ cm. The four curves follow a similar decay from 0.2 Hz up

to 10 Hz. The $-5/3$ power law is shown just for comparison. While the STB data keeps the same trend up to the Nyquist frequency ($f = 60.6$ Hz), the ADV data gradually diverges from the Kolmogorov's hypothesis trend, tilting upwards mainly for $f > 25$ Hz. Liu et al. (2004) also noticed this behaviour for ADV data measured in a hydraulic jump, and attributed this to Doppler noise and to the presence of bubbles in the flow. Taking into account that the integration of the area beneath the power spectral density curve should be roughly equal to the variance of the time series signal, this could be a possible reason for the higher standard deviations found for the ADV data when compared to the standard deviations measured by the STB (Figure 5.4). These results of power spectra are consistent for other points in the spatial domain of the STB measurements. The degree of agreement between the data presented was deemed to be acceptable for the purposes here intended, taking into account that the few mismatches between both datasets could be occurring due the noise and uncertainties that are intrinsic to both instruments.

As it was noticed that the intrusion of the ADV sensor into the water had some impact on observed flow features (e.g. generating a small roller at the first wave crest), simultaneous measurements with both techniques have not been conducted for the subsequently presented final results.

5.4 RESULTS

Longitudinal motions, intrinsic to undular jumps, were observed with fully-developed inflow conditions in past and present studies (e.g., Chanson and Montes, 1995). Herein, the standard deviation of the jump toe position was equal to 6.1 cm. As a consequence of measuring a moving phenomenon using a fixed-in-place instrument, long-term velocity fluctuations were found in the velocity signals measured with the STB system. In order to mitigate this effect, in the computation of turbulent quantities, a moving-average with a sliding window of 500 time-

steps was subtracted from the velocity signals, culminating in purely high-frequency signals of velocity fluctuations.

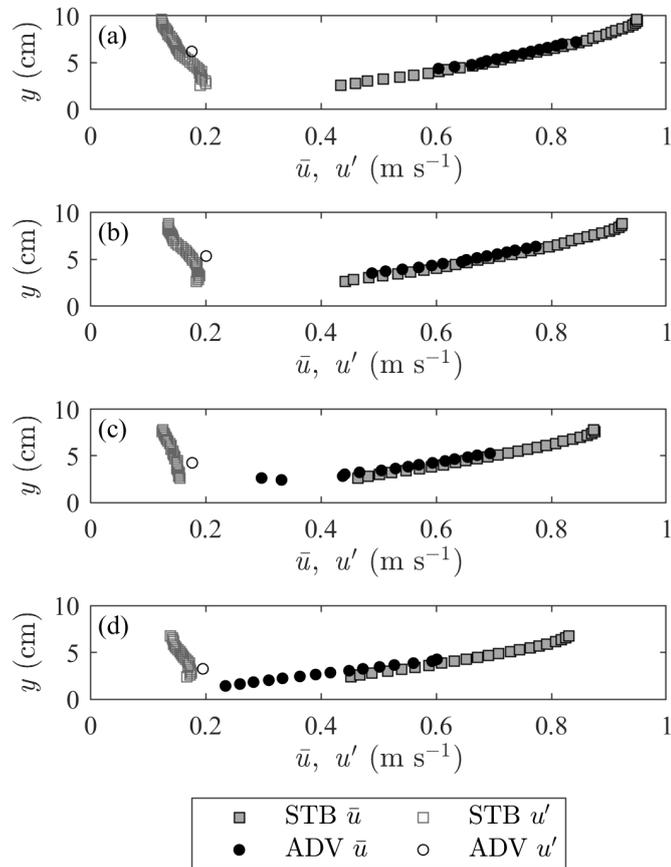


Figure 5.4 - Profiles of mean and standard deviation of longitudinal velocities measured by STB and Vectrino Profiler underneath the first wave crest, with ADV at different distances from the bottom: (a) $y_{ss} = 6.2$ cm, (b) $y_{ss} = 5.4$ cm, (c) $y_{ss} = 4.3$ cm, (d) $y_{ss} = 3.3$ cm.

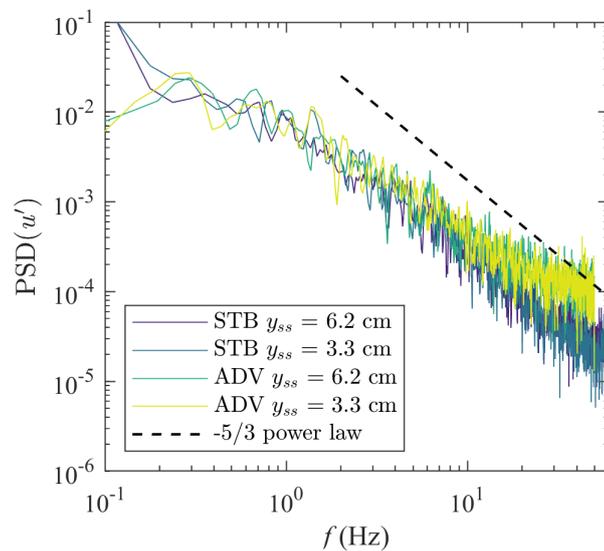


Figure 5.5 - Power spectra of the longitudinal velocity fluctuations u' measured by STB and Vectrino Profiler.

The three components of the mean velocities are shown in Figure 5.6, for two longitudinal planes (one at the centreline of the flume, $z = 0$ cm, and the other at $z = 4$ cm) and in Figure 5.7 for two lateral planes (one at the wave crest and the other at the wave trough, correspondent to sections I and II indicated as dash-dotted lines in Figure 5.6). The mean free-surface data measured with both the ADMs and the depth camera is also shown in these figures and in the sequent ones. The inflow section of the undular jump analysed has longitudinal mean velocities of up to 1.4 m/s, and similar values are reached again immediately below the first wave trough (Figure 5.6a-b and Figure 5.7d). Under the first wave crest, in the near bed-region, the mean longitudinal velocities are around 0.5 m/s. This pattern repeats itself for both the central and the lateral planes, differing only due to slightly higher velocities at the central one. This behaviour is consistent with the findings of Wei et al. (2020), who attributed the low-velocity region to flow separation along the bed. The vertical mean velocities increase near the surface as the first wave develops (Figure 5.6c-d), but are mostly negative at the first wave crest (Figure 5.7b). In the second half of the first wave, the vertical velocities begin to decrease for the whole depth of the volume measured and are still mostly negative at the first wave trough (Figure 5.7e). Downstream of the trough, the values of \bar{v} increase again, as expected. Under the first half of the second wave the mean vertical velocities reach up to 0.3 m/s upwards near the surface. At the central plane, the spanwise mean velocities (Figure 5.6e) are near zero, which confirms the symmetry of the jump. At $z = 4$ cm (Figure 5.6f), however, the jump presents positive velocities under the second half of the first wave and negative velocities under the first half of the second wave, which are associated with the lateral shockwaves described by Chanson and Montes (1995). Figure 5.7f gives further insight to this behaviour, showing that the spanwise velocities are positive for positive values of z and negative velocities for negative values of z .

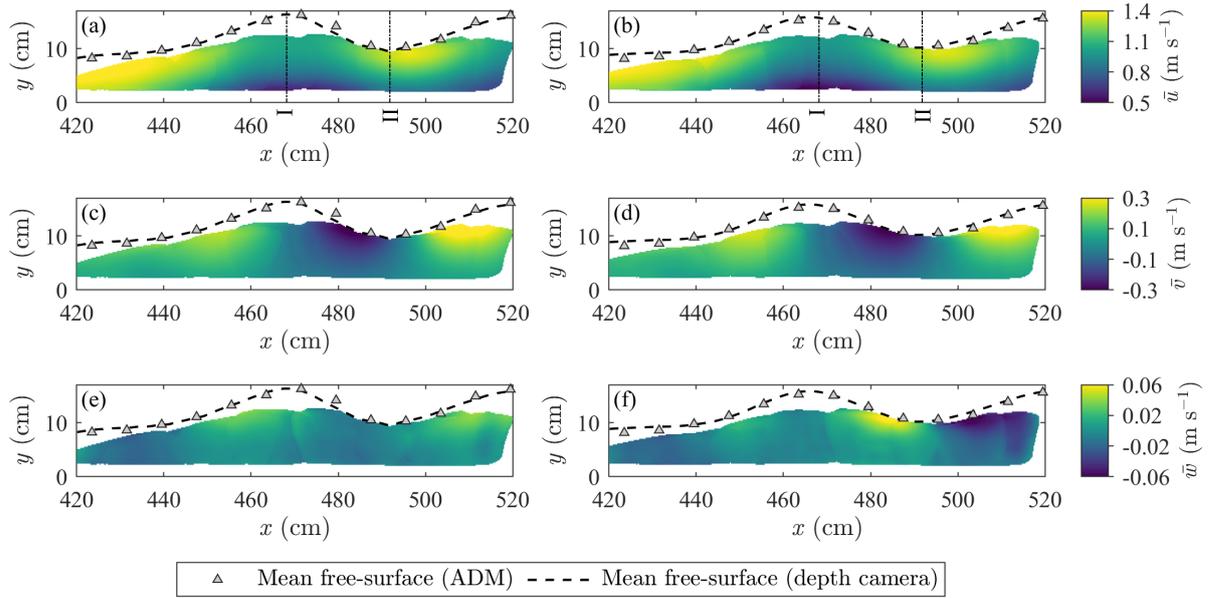


Figure 5.6 - Mean velocity: (a) longitudinal, central plane; (b) longitudinal, $z = 4$ cm; (c) vertical, central plane; (d) vertical, $z = 4$ cm; (e) spanwise, central plane; (f) spanwise, $z = 4$ cm.

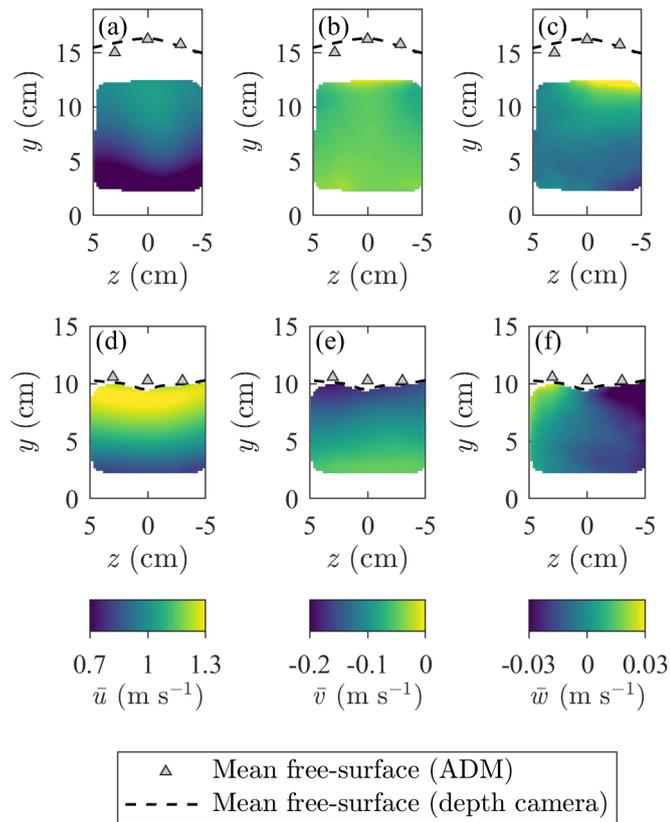


Figure 5.7 - Mean velocity at first wave crest (section I in Figure 5.6): (a) longitudinal, (b) vertical, (c) lateral; and at first wave trough (section II in Figure 5.6): (d) longitudinal, (e) vertical, (f) lateral).

Figure 5.8 contains the standard deviations of the three velocity components at the two previously mentioned longitudinal planes, while Figure 5.9 shows this variable for the two spanwise planes, namely, the crest and trough of the first wave. The overall behaviour is that velocity fluctuations are higher towards the bottom of the measured volume, especially under the first wave crest, which indicates a higher level of turbulence in that region. This is also confirmed by the results presented in Figure 5.4. For the longitudinal component, the lateral plane (Figure 5.8b) yielded slightly higher fluctuations than the central one (Figure 5.8a and Figure 5.9a-b) under the first wave crest, especially near the surface, which might be associated with the instabilities caused by the lateral shockwaves. The vertical velocity fluctuations are the lowest at the beginning of the jump, near the surface, where the first wave develops. This is especially true at the central plane (Figure 5.8c), while the lateral plane (Figure 5.8d) presents slightly higher values in the same region (Figure 5.9b). The spanwise standard deviations also increase towards the bottom of the flume (Figure 5.8e-f, Figure 5.9c and Figure 5.9f). For the lateral plane, in the vicinity of the region immediately under the first trough (Figure 5.9f), where the mean spanwise velocities presented the most extreme (negative and positive) values (Figure 5.6f and Figure 5.7f), the fluctuations are the lowest, indicating that the instantaneous velocities at that region are persistent over time.

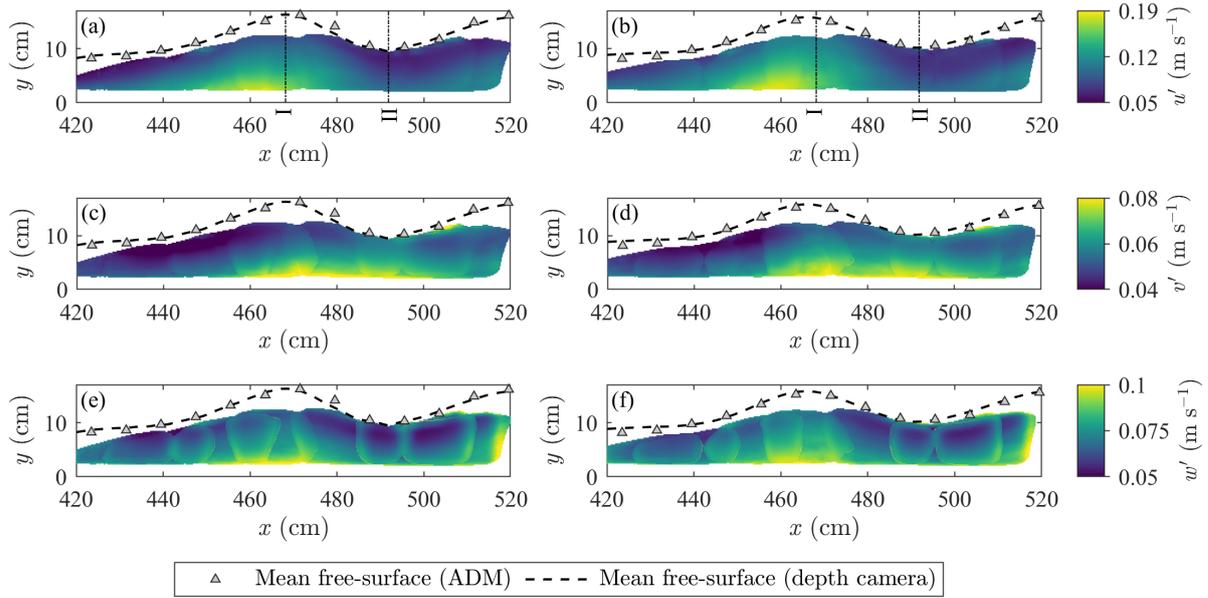


Figure 5.8 - Velocity standard deviation: (a) longitudinal, central plane; (b) longitudinal, $z = 4$ cm; (c) vertical, central plane; (d) vertical, $z = 4$ cm; (e) spanwise, central plane; (f) spanwise, $z = 4$ cm.

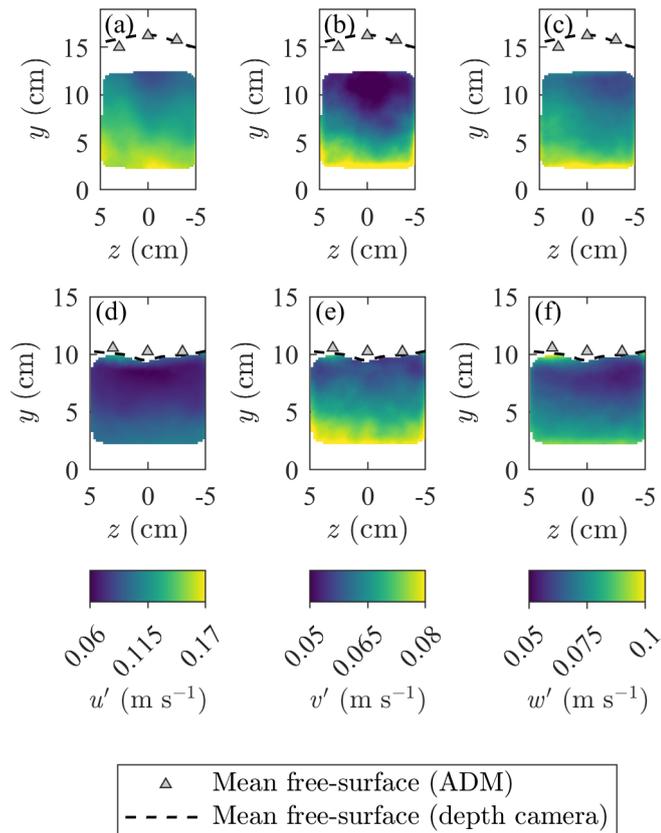


Figure 5.9 - Velocity standard deviation at first wave crest (section I in Figure 5.8): (a) longitudinal, (b) vertical, (c) lateral; and at first wave trough (section II in Figure 5.8): (d) longitudinal, (e) vertical, (f) lateral.

The Reynolds stresses $\tau_{xy} = -\overline{u'v'}$, computed from the longitudinal and vertical components of the velocity fluctuations, the values of turbulent kinetic energy $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2})$ and of dissipation rate $\varepsilon = \nu(\overline{\partial u'_i/\partial x_j})^2$ are presented in Figure 5.10 at the two longitudinal planes and in Figure 5.11 at the two spanwise planes under analysis. The other cross-components of the Reynolds stress tensor (τ_{xz} and τ_{yz}) yielded mostly values lower than $1 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, and were therefore here omitted. The values of τ_{xy} are higher towards the bottom of the measured volume, especially downstream of the first wave trough, where the second wave starts to develop. Underneath the second half of the first wave, in the near-surface region, the Reynolds stresses even assume negative values, which reveals a positive correlation between the longitudinal and vertical fluctuations in that region. The negative values are more pronounced at the lateral plane, as can be seen in Figure 5.10b and Figure 5.11a. Values of turbulent kinetic energy of up to $0.025 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ were reached under the first wave crest, near the bottom of the measured volume (Figure 5.10c). Other than that, the values of k lay around $0.005 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ throughout the domain, with the lateral plane yielding slightly higher values (Figure 5.10d and Figure 5.11b). The most energetic regions are also where most of the energy dissipation takes place. The highest dissipation rates ε were found in the near-bed region under the first wave crest, with values of up to $1.5 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ (Figure 5.10e-f and Figure 5.11c). The dissipation rates assume values 5 times lower than that for most of the domain, with a tendency to decrease towards the surface.

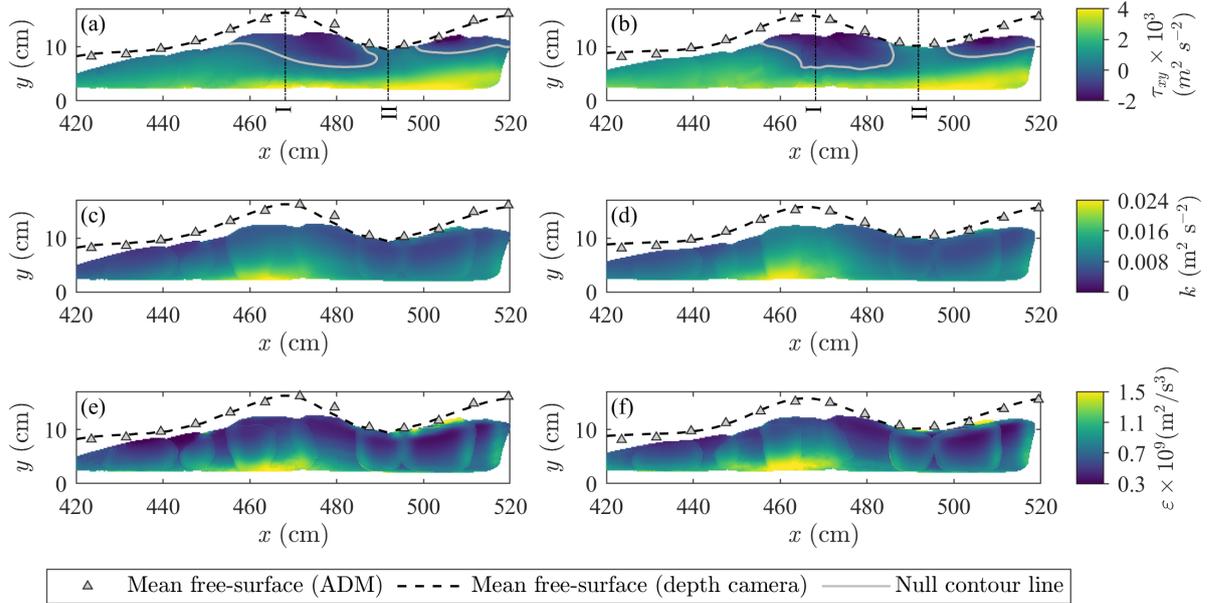


Figure 5.10 - Reynolds stress τ_{xy} : (a) central plane; (b) $z = 4$ cm; turbulent kinetic energy k : (c) central plane; (d) $z = 4$ cm; and dissipation rate ε : (e) central plane; (f) $z = 4$ cm.

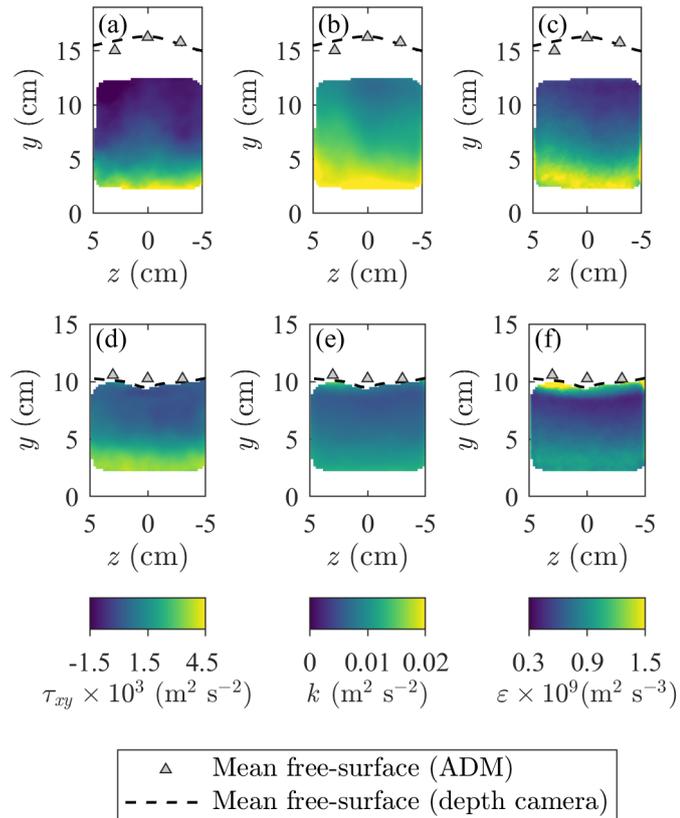


Figure 5.11 - Cross-sections at first wave crest (section I in Figure 5.10) coloured by: (a) Reynolds stress τ_{xy} , (b) turbulent kinetic energy k , (c) dissipation rate ε ; and at first wave trough (section II in Figure 5.10) coloured by (d) Reynolds stress τ_{xy} , (e) turbulent kinetic energy k , (f) dissipation rate ε .

The longitudinal turbulent intensities u'/\bar{u} are shown in Figure 5.12a-b for two longitudinal planes and in Figure 5.13a and Figure 5.13d for cross-sections at the first wave crest and trough. The low mean velocities combined with the high standard deviations in the near-bed region under the first wave crest result in the highest turbulent intensities observed in the measured domain. Conversely, the lowest turbulent intensities occur at the regions with the highest longitudinal velocities. The fact that the overall values of turbulent intensities are much less than 1 allows for the assumption of the Taylor's hypothesis, i.e., to approximate the spatial correlations by the temporal correlations. In that regard, Figure 5.12c-d, Figure 5.13b and Figure 5.13e contain the integral time scales T_e computed by integrating the autocorrelation functions at each measurement point. The longitudinal analysis reveals that the correlation between the longitudinal velocity fluctuations persists for longer periods of time at the lateral plane, when compared with the central plane. The middle region near the surface yielded the lower values of T_e for both the first wave crest and trough, when compared to the regions closer to the wall, implying that the velocity fluctuations are more strongly correlated towards the wall. The integral length scales L_f , obtained by multiplying the integral time scales by the mean longitudinal velocities, are presented in Figure 5.12e-f, Figure 5.13c and Figure 5.13f. Again, the lateral plane yielded higher overall values than the central plane. Figure 5.12f reveals that eddies with characteristic lengths of up to 14 cm are prone to develop in the near-surface region under the first half of the first wave, for the lateral plane. The first half of the second wave also favours the formation of large eddies. This behaviour is corroborated by Figure 5.13f. The smallest characteristic eddies, with integral length of approximately 2 cm, occur mainly in the near-bed region under the first half of the second wave.

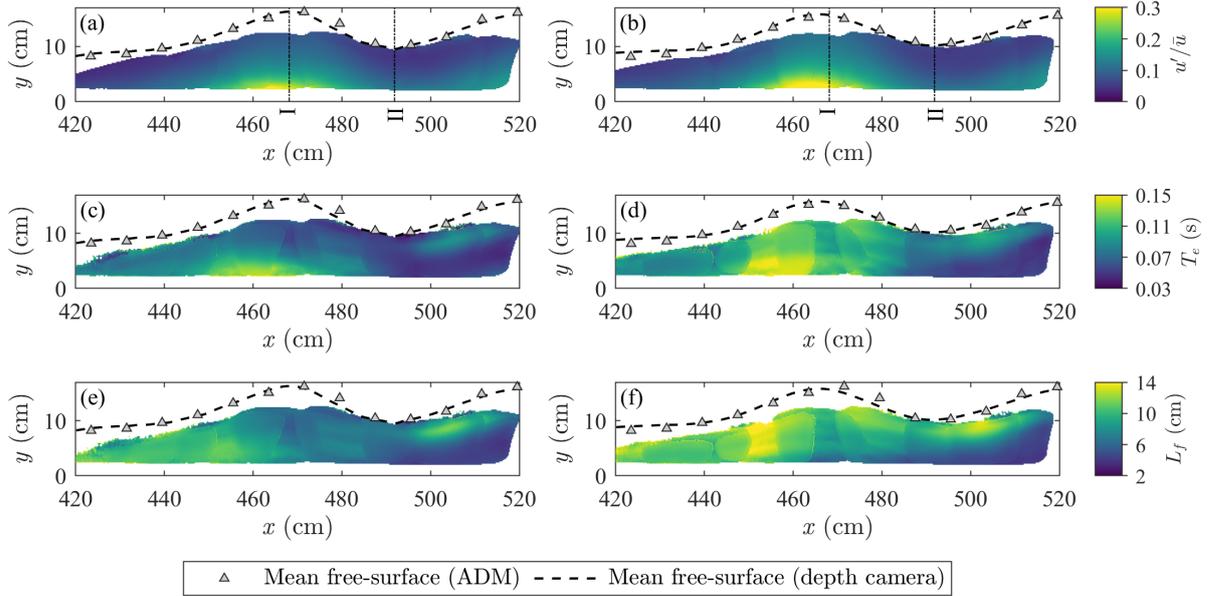


Figure 5.12 - Longitudinal turbulent intensity: (a) central plane; (b) $z = 4$ cm; integral time scale: (c) central plane; (d) $z = 4$ cm; integral length scale: (e) central plane; (f) $z = 4$ cm.

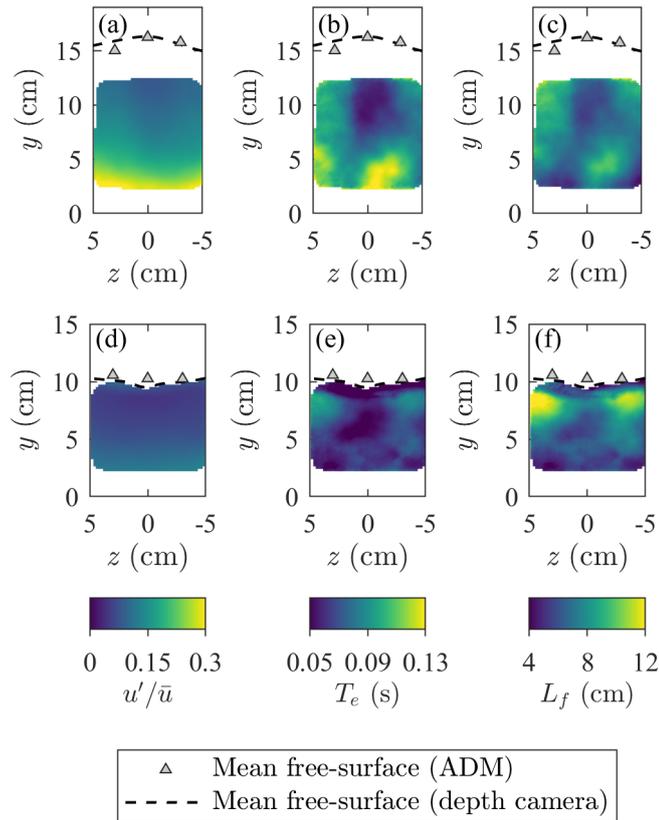


Figure 5.13 - Cross-sections at first wave crest (section I in Figure 5.12) coloured by: (a) turbulent intensity, (b) integral time scale, (c) integral length scale; and at first wave trough (section II in Figure 5.12) coloured by: (d) turbulent intensity, (e) integral time scale, (f) integral length scale.

5.5 DISCUSSION

As previously mentioned, Shake-the-box allows for the tracking of particles at high seeding densities under high sample rates, which in turn makes possible the characterization of three-dimensional fields of turbulent quantities throughout time. This constitutes an advantage over techniques such as both the Acoustic Doppler Velocimetry, which only allows for point-wise measurements, and the standard Particle Image Velocimetry, that is limited to measurements over thin sheets (in practice, two-dimensional measurements). A comparison between measurements performed with these three different techniques is presented in Figure 5.14, for data collected at the first wave crest of undular jumps. The data from Hu et al. (2023), which were collected with an ADV for $1.5 \leq F_1 \leq 1.9$, presented the lowest values of mean velocities (Figure 5.14a), while the data collected with the STB lies between two different flow conditions ($F_1 = 1.37$ and $F_1 = 1.65$) tested by Lennon and Hill (2006), who made use of a PIV single-camera system. As for the standard deviation (Figure 5.14b), the STB yielded values of the order of 20 % lower than the data from Lennon and Hill (2006), although presenting a similar slope relative to the dimensionless depth. Slightly lower values of standard deviation were also observed during the validation measurements, as shown in Figure 5.4. This might be due to noise in the ADV measurements, or even a limitation of the STB system. The discrepant behaviour observed in Hu et al.'s (2023) data might be due to different flow conditions or boundary layer development at the jump toe. Other factors such as the definition of the supercritical sequent depth d_1 , the inflow Reynolds number and the flow aspect ratio might also play a role in the differences observed for the turbulent quantities between the techniques under analysis.

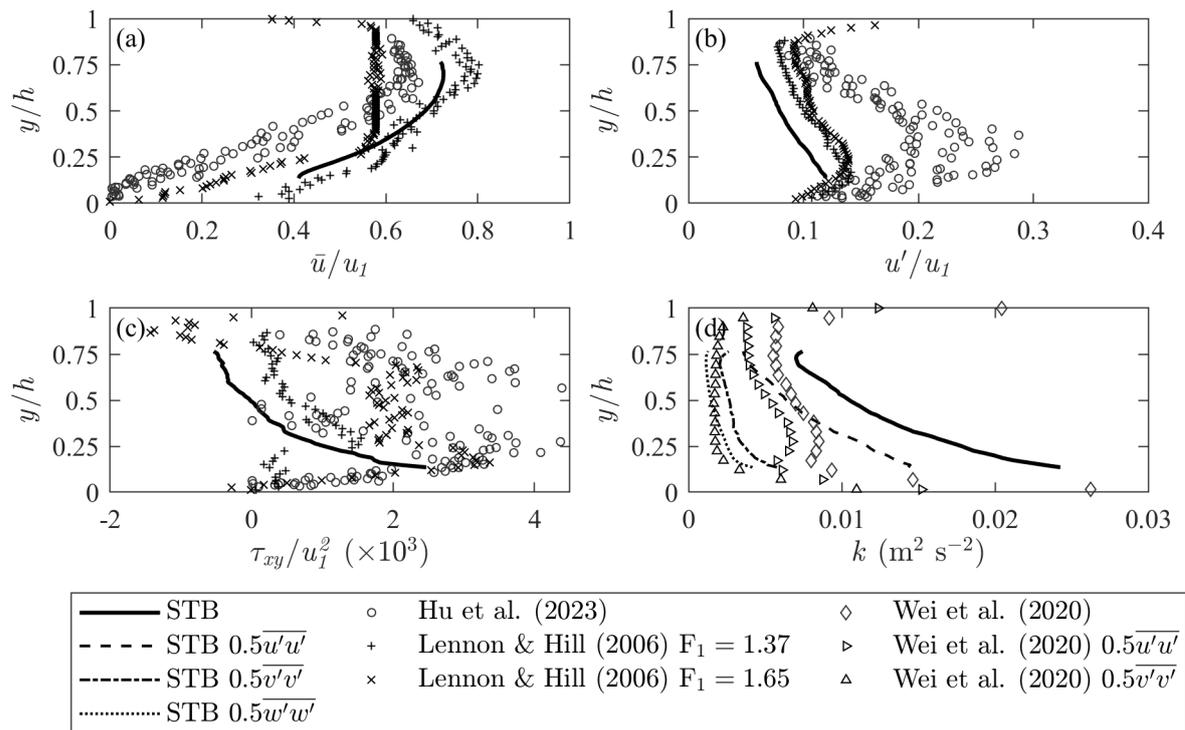


Figure 5.14 - Dimensionless comparison between different instruments and authors: (a) mean longitudinal velocity, (b) standard deviation of the longitudinal velocity, (c) Reynolds stress, (d) decomposed and total turbulent kinetic energy.

The Reynolds stresses (Figure 5.14c) measured by the STB system are within the overall range presented by the other authors. Again, the observed differences may arise from several reasons, one of them being the removal of the low-frequency oscillations from the time series, which, from a personal discussion with the authors, is known not to have been performed by Hu et al. (2023). Furthermore, due to the high disk storage and the long processing times required, the measurements here presented were performed over an admittedly short time window (60 s), which might have not been enough to achieve convergence of statistical values. The turbulent kinetic energies (Figure 5.14d) obtained with the STB are higher than the ones obtained with a PIV single-camera system by Wei et al. (2020). One reason for this, besides the different flow conditions and the other factors previously mentioned, is the absence of spanwise components in PIV measurements and computations, which causes this class of instrument to underestimate the values of k . The separation of the total turbulent kinetic energy by contributions of each velocity component reveals that, for the case at hand, the longitudinal

term $0.5\overline{u'u}$ is responsible for roughly 60% of the total turbulent kinetic energy k , while the vertical term and the spanwise term are responsible for 25% and 15% of the total k , respectively. Despite having the lowest weight in the total k , the spanwise term of the kinetic energy is not insignificant in the analysis of undular jumps, often assumed to be quasi-two-dimensional. Nevertheless, both instruments were capable of capturing the trend of increasing values towards the near-bed region of the first wave crest, which Wei et al. (2020) attributed to the flow separation associated with the low mean velocity field there.

Despite being a robust technique, yielding results that are comparable to other measuring techniques, the STB still contains limitations. The measurements are highly dependent on the lighting conditions, and ideally particles should be uniformly illuminated within the volume of interest, while no particles outside of this volume should be illuminated. This is especially difficult to achieve in the flume used in this study, since the LEDs had to be placed diagonally relative to the measurement volume, which in turn cause some particles in front and behind the region of interest to be illuminated as well. The flow could not be illuminated from behind the camera, because it would create too many reflexes on the glass wall; it could not be illuminated from the other side of the flume, because of the black sheeting that was placed on the rear wall to enhance contrast. Placing the LEDs above the flow was also not possible because the light would refract through the water surface, creating unstable light beams in the recorded images. And, finally, the flume had an opaque bottom which prevented illumination from underneath the flow.

Evidently, just like for other optical techniques, air entrapment at rough water surfaces and entrainment (intrinsic to most types of hydraulic jumps) might prevent the cameras from capturing the particles movement. With special camera filters and the usage of fluorescent particles, separation of air and water phases would be possible. While the employed design of the STB system manufactured by LaVision Inc. can only record over relatively small volumes,

there are no reasons that would prevent the involved working principles of being applied to other camera systems capable of recording larger volumes.

5.6 CONCLUSION

In this study, an undular hydraulic jump with $F_1 = 1.69$ and fully developed inflow conditions was investigated with a relatively new 4D Particle Tracking Velocimetry system, allowing for the first time the volumetric description of instantaneous velocity fields and related turbulent parameters. Such datasets are of utmost importance for a better understanding of the underlying fluid mechanics as well as to calibrate and validate RANS and LES based numerical simulations. The suitability and accuracy were validated against simultaneously gathered ADV data. However, it was found that the employed down-looking ADV sensor has non-negligible effects on the flow field due to its intrusiveness. Side-looking sensors may have lower impact, but may still be assumed to alter the flow, particularly in highly 3D flow fields as the observed undular jump. 4D PTV systems, in turn, can provide reliable and unaffected data in complex flows. Data size and resulting processing times as well as data storage capacity, however, limit feasible sample times.

Besides the evaluation of velocities and related parameters, the high-resolution data also allows calculation of 3D dynamic pressure fields (van Gent et al., 2017) and coherent vortex structures considering the λ_2 -criterion (Jeong and Hussain, 1995) or the Q -criterion (Hunt et al., 1988). STB data in combination with synchronized free-surface elevations from stereoscopy will be used in next steps to evaluate total pressure fields and the interaction between transport of turbulent structures and free-surface fluctuations.

5.7 NOTATION

d_0 = time-averaged flow depth at vena contracta downstream of the gate (m)

d_1 = time-averaged flow depth at the jump toe (m)

F_0 = Froude number at vena contracta downstream of the gate (-)

F_1 = Froude number at the jump toe (-)

f = frequency (Hz)

g = gravity acceleration (m s^{-2})

k = turbulent kinetic energy ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)

L_f = integral length scale (m)

R_e = Reynolds number (-)

\bar{u}_1 = averaged flow velocity in x -direction at the jump toe (m s^{-1})

$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ = mean longitudinal, vertical and spanwise components of the velocity (m s^{-1})

u', v', w' = standard deviation of longitudinal, vertical and spanwise components of the velocity (m s^{-1})

q = specific discharge ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)

Q = total discharge ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)

T_e = integral time scale (s)

W = flume width (m)

x = coordinate in flow direction with origin at the gate section (m)

y = vertical coordinate with origin at the flume bottom (m)

z = spanwise coordinate with origin at the flume centreline (m)

x_{toe} = distance of jump toe from the gate (m)

y_{ss} = elevation of Vectrino sweet spot relative to flume bottom (m)

ε = dissipation rate ($\text{m}^2 \text{s}^{-3}$)

λ_2 = eigenvalue for Lambda-2 criterion (s^{-2})

$\tau_{xy,xz,yz}$ = Reynolds shear stresses ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)

ν = kinematic viscosity of water ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)

ξ = vorticity (s^{-1})

5.8 REFERENCES

- Aberle, J., Rennie, C., Admiraal, D., & Muste, M. (2017). *Experimental Hydraulics: Methods, Instrumentation, Data Processing and Management – Volume II: Instrumentation and Measurement Techniques*. London: CRC Press.
- Adamczyk, A. A., & Rimai, L. (1988). 2-Dimensional particle tracking velocimetry (PTV) technique and image processing algorithms. *Experiments in Fluids*, 6, 373–380. <https://doi.org/10.1007/BF00196482>.
- Adrian, R. J., & Westerweel, J. (2011). *Particle Image Velocimetry*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Bélangier, J. B. (1828). *Essai sur la solution numérique de quelques problèmes relatifs au mouvement permanent des eaux courantes*. Paris: Carilian-Goeury.
- Ben Meftah, M., de Serio, F., Mossa, M. & Pollio, A. (2007). *Experimental observations on undular hydraulic jumps with very high aspect ratio*. Paper presented at the 32nd IAHR World Congress, Venice.
- Binnie, A. M., & Orkney, J. C. (1955). Experiments on the flow of water from a reservoir through an open horizontal channel. II: The formation of hydraulic jump. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, 230(1181), 237–246.
- Bung, D. B., Crookston, B. M., & Valero, D. (2021) Turbulent free-surface monitoring with an RGB-D sensor: the hydraulic jump case. *Journal of Hydraulic Research*, 59(5), 779–790. <https://doi.org/10.1080/00221686.2020.1844810>.
- Chanson, H. (2002). Hydraulic condition for undular-jump formations. *Journal of Hydraulic Research*, 40(3), 379–384. <https://doi.org/10.1080/00221680209499953>.
- Chanson, H. (2009). Current knowledge in hydraulic jumps and related phenomena. A survey of experimental results. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 28(2), 191–210. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2008.06.004>.
- Chanson, H., & Montes, J. S. (1995). Characteristics of undular hydraulic jumps: Experimental apparatus and flow patterns. *Journal of Hydraulic Engineering*, 121(2), 129–144. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1995\)121:2\(129\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1995)121:2(129)).
- Chow, V. T. (1959). *Open-channel hydraulics*. New York: McGraw-Hill.
- Darcy, H. P. G., & Bazin, H. E. (1865). *Recherches hydrauliques. Parties 1ère et 2ème*. Paris: Imprimerie Impériales.
- De Padova, D., & Mossa, M. (2021). Hydraulic jump: A brief history and research challenges. *Water*, 13, 1733. <https://doi.org/10.3390/w13131733>.
- Dunbabin, R. (1996). *Velocity distributions within an undular hydraulic jump*. PhD thesis, University of Tasmania.
- Elsinga, G. E., Scarano, F., Wieneke, B., & van Oudheusden, B.W. (2006). Tomographic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 41, 933–947. <https://doi.org/10.1007/s00348-006-0212-z>.

- Erpicum, S., Crookston, B. M., Bombardelli, F., Bung, D. B., Felder, S., Mulligan, S., Oertel, M., Palermo, M. (2021). Hydraulic Structures Engineering: An Evolving Science in a Changing World. *WIREs Water*, 8(2), e1505. <https://doi.org/10.1002/wat2.1505>.
- Goring, D. G., & Nikora, V. I. (2002). Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(1), 117-126. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2002\)128:1\(117\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:1(117)).
- Hager, W. H. (1992). *Energy dissipators and hydraulic jump*. Dordrecht: Kluwer Academic.
- Hu, H., Wang, H., Pan, D., Wang, X., & Bai, R. (2023). Free-surface undulation and velocity turbulence in shallow undular hydraulic jumps. *Ocean Engineering*, 269, 113566. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.113566>.
- Hunt, J. C. R., Wray, A., & Moin, P. (1988). Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Center for Turbulence Research*, Report CTR-S88.
- Jeong, J., & Hussain, F. (1995). On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285, 69–94. <https://doi.org/10.1017/S0022112095000462>.
- Lennon, J. M., & Hill, D. F. (2006). Particle Image Velocity measurements of undular and hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(12), 1283–1294. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2006\)132:12\(1283\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2006)132:12(1283)).
- Liu, M., Rajaratnam, N., & Zhu, D. Z. (2004). Turbulence structure of hydraulic jumps of low Froude numbers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(6), 511–520. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2004\)130:6\(511\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2004)130:6(511)).
- Lynch, K. P., Scarano, F. (2014). Experimental determination of tomographic PIV accuracy by a 12-camera system. *Measurement Science and Technology*, 25, 084003. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/25/8/084003>.
- Mishra, D., Muralidhar, K., Munshi, P. (1999). A robust MART algorithm for tomographic applications. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 35(4); 485–506. <https://doi.org/10.1080/104077999275857>
- Misra, S. K., Kirby, J. T., Brocchini, M., Veron, F., Thomas, M., & Kambhamettu, C. (2008). The mean and turbulent flow structure of a weak hydraulic jump. *Physics of Fluids*, 20, 035106. <https://doi.org/10.1063/1.2856269>.
- Montes, J. S., & Chanson, H. (1998). Characteristics of undular hydraulic jumps: Experiments and analysis. *Journal of Hydraulic Engineering*, 124(2), 192–205. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(1998\)124:2\(192\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1998)124:2(192)).
- Novara, M., Schanz, D., Geisler, R., Gesemann, S., & Schröder, A. (2019). Multi-exposed recordings for 3D Lagrangian particle tracking with Multi-Pulse Shake-The-Box. *Experiments in Fluids*, 60, 44. <https://doi.org/10.1007/s00348-019-2692-7>.
- Ohtsu, I., Yasuda, Y., & Gotoh, H. (2001). Hydraulic condition for undular-jump formations. *Journal of Hydraulic Research*, 39(2), 203–209. <https://doi.org/10.1080/00221680109499821>.
- Ohtsu, I., Yasuda, Y., & Gotoh, H. (2003). Flow conditions of undular hydraulic jumps in horizontal rectangular channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(12), 948–955. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2003\)129:12\(948\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2003)129:12(948)).
- Rajaratnam, N. (1967). Hydraulic jumps. *Advances in Hydroscience*, 4, 197–280.

- Reinauer, R., & Hager, W. H. (1995). Non-breaking undular hydraulic jump. *Journal of Hydraulic Research*, 33(5), 683–698. <https://doi.org/10.1080/00221689509498564>.
- Schanz, D., Schröder, A., Gesemann, S., Michaelis, D., & Wieneke, B. (2013). *Shake-the-Box: a highly efficient and accurate tomographic particle tracking velocimetry (TOMO-PTV) method using prediction of particle position*. Paper presented at the 10th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Delft.
- Schanz, D., Gesemann, S., & Schröder, A. (2016). Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities. *Experiments in Fluids*, 57, 70. <https://doi.org/10.1007/s00348-016-2157-1>.
- Schröder, D., Leweke, T., & Stumpf, E. (2023). High-speed volumetric particle tracking measurements of unstable helical vortex pairs. *Experiments in Fluids*, 64, 141. <https://doi.org/10.1007/s00348-023-03679-8>.
- Tan, S., Salibindla, A., Masuk, A.U.M., & Ni, R. (2019). *An open-source Shake-the-Box method and its performance evaluation*. Paper presented at the 13th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Munich.
- Thomas, R. E., Schindfessel, L., McLelland, S. J., Créelle, S., & de Mulder, T. (2017). Bias in mean velocities and noise in variances and covariances measured using a multistatic acoustic profiler: The Nortek Vectrino Profiler. *Measuring Science and Technology*, 28(7), 075302. <https://doi.org/10.1088/1361-6501/aa7273>.
- Valero, D., & Bung, D. B. (2018). Vectrino Profiler spatial filtering for shear flows based on the mean velocity gradient equation. *Journal of Hydraulic Engineering*, 144(7), 04018037. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001485](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001485).
- Valero, D., Chanson, H., & Bung, D.B. (2020). Robust estimators for free surface turbulence characterization: A stepped spillway application, *Flow Measurement and Instrumentation*, 76, 101809. <https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2020.101809>.
- van Gent, P. L., Michaelis, D., van Oudheusden, B. W., Weiss, P.-É., de Kat, R., Laskari, A., Jeon, Y. J., David, L., Schanz, D., Huhn, F., Gesemann, S., Novara, M., McPhaden, C., Neeteson, N. J., Rival, D. E., Schneiders, J. F. G., & Schrijer, F. F. J. (2017). Comparative assessment of pressure field reconstructions from particle image velocimetry measurements and Lagrangian particle tracking. *Experiments in Fluids*, 58, 33. <https://doi.org/10.1007/s00348-017-2324-z>.
- Wang, H., & Chanson, H. (2015). Experimental study of turbulent fluctuations in hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Engineering*, 141 (7), 04015010. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001010](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001010).
- Wei, M., Chiew, Y.-M., & Emadzadeh, A. (2020). Flow Patterns and Turbulent Kinetic Energy Budget of Undular Jumps in a Narrow Flume. *Journal of Hydraulic Engineering*, 146(9), 04020060. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)HY.1943-7900.0001788](https://doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0001788).
- Wieneke, B. (2008). Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 45, 549–556. <https://doi.org/10.1007/s00348-008-0521-5>.
- Wieneke, B. (2013). Iterative reconstruction of volumetric particle distribution. *Measurement Science and Technology*, 24(2), 024008. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/24/2/024008>.
- Zhang, G., Valero, D., Bung, D. B., & Chanson, H. (2018). On the estimation of free-surface turbulence using ultrasonic sensors. *Flow Measurement and Instrumentation*, 60, 171–184. <https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2018.02.009>.

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O objetivo principal desta tese foi investigar as pressões e velocidades instantâneas observadas em ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude ($F_1 < 4,5$), dando especial enfoque à sua aplicação em bacias de dissipação, valendo-se de modelagem física e numérica, de forma a contribuir para uma melhor caracterização do campo de pressões e velocidades do fenômeno, considerando a faixa em questão. O corpo desta tese consiste principalmente de três artigos que tentam responder questões técnico-científicas levantadas a partir do objetivo principal supramencionado. As principais conclusões alcançadas por meio do desenvolvimento deste trabalho podem ser arroladas da seguinte forma:

No Artigo 1 (Capítulo 3), demonstrou-se que Simulações de Grandes Escalas de ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude, conduzidas no FLOW-3D e aliadas ao modelo submalha Smagorinsky, são capazes de produzir séries instantâneas de pressão associadas a coeficientes de flutuação de pressão e pressões extremas mínimas e máximas compatíveis com dados experimentais. Tal feito evidencia o caráter inédito desta pesquisa, uma vez que, dentro do conjunto de trabalhos consultados na revisão bibliográfica, não foi encontrada nenhuma outra aplicação de CFD em ressaltos hidráulicos que apresentasse percentis extremos de pressões máximas e mínimas, quanto menos comparando-os com resultados experimentais e demonstrando boa aderência entre estes e aqueles. Quanto aos coeficientes de flutuação de pressão, os resultados obtidos via simulações numéricas se mostraram dentro da nuvem de pontos formada a partir da superposição de dados experimentais provenientes de cinco outros trabalhos que abrangeram ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude. O fato de tais simulações terem sido conduzidas em computadores convencionais revela, para engenheiros e projetistas, que não há a necessidade de se empregar *clusters* e/ou supercomputadores para a obtenção de percentis extremos de pressão em simulações realizadas em escala de modelo. Dada a concordância dos dados encontrados nas três simulações conduzidas, e combinando-se estes resultados com dados experimentais dos trabalhos encontrados na literatura, foram ajustadas equações para a estimativa de quantis extremos de pressões mínimas e máximas ao longo de uma bacia de dissipação, para seis diferentes porcentagens de não-excedência. Também foram ajustadas três equações para a estimativa de coeficientes de flutuação de pressão ao

longo de bacias de dissipação por ressalto hidráulico com baixos números de Froude, sendo uma delas associada ao valor mais provável deste parâmetro e as outras duas correspondentes aos limites inferior e superior da faixa de predição 95%. As nove equações introduzidas neste artigo contribuem não só para a caracterização do fenômeno em questão, mas também para o projeto e dimensionamento econômico e eficiente de bacias de dissipação.

No Artigo 2 (Capítulo 4), são apresentados valores médios, desvios-padrão e tensões de Reynolds calculados a partir de séries de velocidades instantâneas coletadas em ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude ocorrendo a jusante de um vertedouro, contemplando quatro condições de escoamento. A comparação destes resultados com dados provenientes de três ressaltos hidráulicos com números de Froude semelhantes, mas ocorrendo a jusante de uma comporta de fundo, revelou diferenças causadas pela condição de montante sobre características associadas à turbulência do fenômeno. Ressaltos hidráulicos ocorrendo a jusante de vertedouros (escoamento parcialmente desenvolvido) apresentam um comprimento maior, enquanto, em ressaltos ocorrendo a jusante de comportas de fundo (escoamento não-desenvolvido), a restituição às características de escoamento uniforme em canais ocorre em uma posição mais a montante. A segunda parte deste capítulo é dedicada à exploração de correlações existentes entre parâmetros relacionados às velocidades flutuantes e parâmetros calculados a partir das pressões flutuantes. Verificou-se que as pressões extremas mínimas definidas pela probabilidade 1% tendem a aumentar ao longo da bacia de dissipação a uma taxa muito próxima da taxa com que decaem as velocidades máximas associadas à probabilidade 99% de não-excedência. Também foi estabelecida uma equação que relaciona, ao longo da bacia de dissipação, os coeficientes de flutuação de pressão (parâmetro de relativamente simples obtenção por meio do emprego de transdutores de pressão), e os desvios-padrão das velocidades longitudinais, que são de difícil obtenção especialmente na região inicial do ressalto hidráulico, onde as velocidades e os graus de aeração são elevados, o que impede o emprego da maioria das técnicas de medição de velocidades existentes.

O ineditismo do Artigo 3 (Capítulo 5) reside no emprego da técnica recente (introduzida na década passada) chamada 4D-PTV (ou *Shake-The-Box*) para a medição do campo de velocidades em ressaltos ondulados, uma vez que, até então, ela só havia sido aplicada a poucos casos no contexto da hidráulica: num jato de

transição e em pares de vórtices helicoidais. Esta abordagem possibilitou uma caracterização do campo de velocidades com nível de discretização espacial e temporal nunca antes atingida em estudos experimentais do ressalto hidráulico. Foram apresentados os campos de velocidades médias, desvios-padrão, tensões de Reynolds, intensidades da turbulência, energia cinética de turbulência, taxa de dissipação de energia e escalas integrais de tempo e comprimento. Tais conjuntos de dados podem vir a ser utilizados para a validação de estudos futuros com CFD que se proponham, por exemplo, a simular o ressalto ondulado e contemplar, complementarmente, as regiões que não foram abrangidas pelo 4D-PTV. O capítulo também evidencia limitações de outros instrumentos, por exemplo, o caráter intrusivo de velocímetros acústicos por Doppler, que acarretam em efeitos não negligenciáveis em ressaltos ondulados, e a bidimensionalidade inerente a sistemas baseados em velocimetria por imagem de partículas, que induziram a erros, em estudos prévios, ao se desprezar a componente transversal da velocidade no cálculo da energia cinética de turbulência. A análise das grandezas turbulentas envolvidas no fenômeno em questão confirmou comportamentos que já haviam sido observados por outros pesquisadores, como uma zona de baixas velocidades sob a crista da primeira onda, junto ao fundo, e ondas de choque laterais. As diferenças percebidas com relação a outros estudos foram atribuídas, além dos efeitos de instrumentação previamente mencionados, aos graus de desenvolvimento do escoamento a montante do ressalto.

Verifica-se que cada um dos três artigos apresentados traz, individualmente, contributos significativos no que tange ao objetivo proposto. Mais do que isso, porém, as esferas de cada artigo se relacionam e mutuamente se complementam. As pressões flutuantes de que trata o Artigo 1, por exemplo, são utilizadas no Artigo 2 visando buscar correlações entre elas e as flutuações de velocidades encontradas. No Artigo 2, a principal técnica de medição utilizada é a Velocimetria Acústica por Doppler, a qual também é utilizada no Artigo 3 como forma de validar o novo sistema de instrumentação introduzido. Os dados coletados no Artigo 3 podem vir a ser utilizados futuramente em combinação com a equação de Poisson para a caracterização do campo de pressões não somente junto ao fundo da bacia, como aborda o Artigo 1, mas também no interior do corpo do ressalto hidráulico, o que poderá auxiliar na compreensão do mecanismo de geração das flutuações junto ao fundo da estrutura.

Podem ser feitas as seguintes recomendações para trabalhos que, futuramente, se proponham a estudar ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude:

- Realizar medições em um conjunto vertedouro-bacia de dissipação de escala maior (por exemplo, 1:40 ou 1:30, ao invés de 1:50) para se conseguir medir o campo de velocidades de ressaltos hidráulicos com números de Froude um pouco maiores; empregar um perfilador (como o Vectrino, da marca NorTek) pode auxiliar na medição de perfis de velocidades médias, ao invés de medições pontuais como as fornecidas por um ADV;
- O 4D-PTV empregado no Artigo 3 pode vir a ser útil para a medição das regiões não aeradas de ressaltos hidráulicos com números de Froude maiores do que o ressalto ondulado; os dados coletados nas regiões não aeradas podem ser utilizados como validação para simulações numéricas destes ressaltos hidráulicos que poderiam servir, então, como complementação dos experimentos, ao fornecer informações também sobre as regiões de maior aeração;
- Medições simultâneas de pressões e velocidades podem auxiliar numa melhor compreensão de estruturas coerentes e escalas integrais, e também possibilitariam a análise de correlação entre os sinais das duas grandezas;
- Realizar ensaios com vertedouros de diferentes alturas, para avaliar as diferenças entre vertedouros de baixas e altas quedas sobre diferentes parâmetros do ressalto;
- Comparar *softwares* livres e *softwares* comerciais na modelagem do ressalto hidráulico com baixo número de Froude;
- Avaliar a capacidade das Simulações de Grandes Escalas de produzir velocidades instantâneas com estatísticas de turbulência compatíveis com as provenientes de experimentos físicos de ressaltos hidráulicos com baixos números de Froude; poder-se-ia utilizar os resultados apresentados no Capítulo 4 ou no Capítulo 5 como validação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

O rol abaixo contém as referências mencionadas ao longo dos Capítulos 1 e 2. Os Capítulos 3 a 5 contêm, cada um, a sua própria lista de referências.

4D-PTV. **Lagrangian Particle Tracking**. Disponível em: <<https://www.4d-ptv.com/PTV-method/Track-Prediction>>. Acesso em: 23 jul. 2024.

ABDUL KHADER, M. H.; ELANGO, K. Turbulent pressure field beneath a hydraulic jump. **Journal of Hydraulic Research**, v. 12, n. 4, p. 469–489, 1974.

ADAM, A. M.; RUFF, J. F.; ALQASER, G.; ABT, S. R. Characteristics of B-Jump with Different Toe Locations. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 119, n. 8, p. 938–948, 1993.

ADAMCZYK, A. A.; RIMAI, L. 2-Dimensional particle tracking velocimetry (PTV): Technique and image processing algorithms. **Experiments in Fluids**, v. 6, n. 6, p. 373–380, 1988.

ALHAMID, A. A.; NEGM, A.-A. M. Depth ratio of hydraulic jump in rectangular stilling basins. **Journal of Hydraulic Research**, v. 34, n. 5, p. 597–604, 1996.

ANA. **Manual do Empreendedor sobre Segurança de Barragens: Volume VII - Diretrizes para a Elaboração do Plano de Operação, Manutenção e Instrumentação de Barragens**. Brasília: Agência Nacional de Águas, 2016.

BAI, R.; NING, R.; LIU, S.; WANG, H. Hydraulic Jump on a Partially Vegetated Bed. **Water Resources Research**, v. 58, n. 7, p. e2022WR032013, 2022.

BAPTISTA, M.; LARA, M. **Fundamentos de Engenharia Hidráulica**. 3. ed. Belo Horizonte: Editora UFMG, 2014.

BAYON, A.; MACIÁN-PÉREZ, J. F.; VALLÉS-MORÁN, F. J.; LÓPEZ-JIMÉNEZ, P. A. **Effect of RANS turbulence model in hydraulic jump CFD simulations**. Em: 38TH IAHR WORLD CONGRESS. Panama City: IAHR, 2019. Disponível em: <https://www.iahr.org/paper/detail?paper_id=3016>. Acesso em: 18 jan. 2021

BAYON, A.; VALERO, D.; GARCÍA-BARTUAL, R.; VALLÉS-MORÁN, F. J.; LÓPEZ-JIMÉNEZ, P. A. Performance assessment of OpenFOAM and FLOW-3D in the numerical modeling of a low Reynolds number hydraulic jump. **Environmental Modelling & Software**, v. 80, p. 322–335, 2016.

BÉLANGER, J.-B. **Essai sur la solution numérique de quelques problèmes relatifs au mouvement permanent des eaux courantes**. Paris: Carilian-Goeury, 1828.

BHUTTO, H. B. G.; MIRANI, S. N.; CHANDIO, S. N. Characteristics of Free Hydraulic Jump in Rectangular Channel. **Mehran University Research Journal of Engineering and Technology**, v. 8, n. 2, p. 34–44, 1989.

BOWERS, C. E.; TOSO, J. Karnafuli Project, Model Studies of Spillway Damage. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 114, n. 5, p. 469–483, 1988.

BOWERS, C. E.; TSAI, F. Y. Fluctuating pressures in spillway stilling basins. **Journal of the Hydraulics Division**, v. 95, n. 6, p. 2071–2080, 1969.

BRASIL. Lei nº 12.334, de 20 de setembro de 2010. Estabelece a Política Nacional de Segurança de Barragens destinadas à acumulação de água para quaisquer usos, à disposição final ou temporária de rejeitos e à acumulação de resíduos industriais, cria o Sistema Nacional de Informações sobre Segurança de Barragens e altera a redação do art. 35 da Lei no 9.433, de 8 de janeiro de 1997, e do art. 4o da Lei no 9.984, de 17 de julho de 2000. **Diário Oficial da União**, Brasília, DF, 21 set. 2010.

BRASIL. Lei nº 14.066, de 30 de setembro de 2020. Altera a Lei nº 12.334, de 20 de setembro de 2010, que estabelece a Política Nacional de Segurança de Barragens (PNSB), a Lei nº 7.797, de 10 de julho de 1989, que cria o Fundo Nacional do Meio Ambiente (FNMA), a Lei nº 9.433, de 8 de janeiro de 1997, que institui a Política Nacional de Recursos Hídricos, e o Decreto-Lei nº 227, de 28 de fevereiro de 1967 (Código de Mineração). **Diário Oficial da União**, Brasília, DF, 01 out. 2020.

CAMPERA, F. Â. N. **Estudo de uma descida de água modular por meio de modelo físico reduzido e CFD**. Dissertação (Mestrado em Saneamento, Meio Ambiente e Recursos Hídricos) – Belo Horizonte: Universidade Federal de Minas Gerais, 2020.

CAROLLO, F. G.; FERRO, V.; PAMPALONE, V. New Solution of Classical Hydraulic Jump. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 135, n. 6, p. 527–531, 2009.

CAROLLO, F. G.; FERRO, V.; PAMPALONE, V. Sequent Depth Ratio of a B-Jump. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 137, n. 6, p. 651–658, 2011.

CAROLLO, F. G.; FERRO, V.; PAMPALONE, V. New Expression of the Hydraulic Jump Roller Length. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 138, n. 11, p. 995–999, 2012.

CARVALHO, R. F.; LEMOS, C. M.; RAMOS, C. M. Numerical computation of the flow in hydraulic jump stilling basins. **Journal of Hydraulic Research**, v. 46, n. 6, p. 739–752, 2008.

CELIK, I. B.; CEHRELI, Z. N.; YAVUZ, I. Index of Resolution Quality for Large Eddy Simulations. **Journal of Fluids Engineering**, v. 127, n. 5, p. 949–958, 2005.

CHACHEREAU, Y.; CHANSON, H. Free-surface fluctuations and turbulence in hydraulic jumps. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 35, n. 6, p. 896–909, 2011.

CHANSON, H. **Energy Dissipation in Hydraulic Structures**. Leiden: CRC Press, 2015.

CHANSON, H.; BRATTBERG, T. Experimental study of the air-water shear flow in a hydraulic jump. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 26, n. 4, p. 583–607, 2000.

CHOW, V. T. **Open Channel Hydraulics**. New York: McGraw-Hill, 1959.

DANESHFARAZ, R.; SADEGHI, H.; GHADERI, A.; ABRAHAM, J. P. Characteristics of hydraulic jump and energy dissipation in the downstream of stepped spillways with rough steps. **Flow Measurement and Instrumentation**, v. 96, p. 102506, 2024.

DE PADOVA, D.; MOSSA, M. Hydraulic Jump: A Brief History and Research Challenges. **Water**, v. 13, n. 13, p. 1733, 2021.

DE PADOVA, D.; MOSSA, M.; SIBILLA, S. SPH modelling of hydraulic jump at high Froude numbers at an abrupt drop: vorticity and turbulent pressure fluctuations. **Environmental Fluid Mechanics**, v. 23, n. 2, p. 511–531, 2023.

ELEVATORSKI, E. A. **Hydraulic Energy Dissipators**. New York: McGraw-Hill, 1959.

EPE. **Plano Nacional de Energia 2030**. Rio de Janeiro: Empresa de Pesquisa Energética - EPE, 2007.

EPE. **Plano Decenal de Expansão de Energia 2031**. Rio de Janeiro: Empresa de Pesquisa Energética - EPE, 2022.

Examining Spatial (Grid) Convergence. Disponível em: <<https://www.grc.nasa.gov/www/wind/valid/tutorial/spatconv.html>>. Acesso em: 12 out. 2021.

FARIA, T. M. G. A. **Modelação numérica de escoamento sobre descarregadores em degraus**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil - Especialização em Hidráulica) – Porto: Universidade do Porto, 2014.

FELDER, S.; MONTANO, L.; CUI, H.; PEIRSON, W.; KRAMER, M. Effect of inflow conditions on the free-surface properties of hydraulic jumps. **Journal of Hydraulic Research**, v. 59, n. 6, p. 1004–1017, 2021.

FERZIGER, J. H.; PERIĆ, M.; STREET, R. L. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 4. ed. Cham: Springer International Publishing, 2020.

FIOROTTO, V.; RINALDO, A. Fluctuating Uplift and Lining Design in Spillway Stilling Basins. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 118, n. 4, p. 578–596, 1992.

FLOW SCIENCE INC. **FLOW-3D® Version 22.1 User's Manual**. Santa Fe, NM: Flow Science, 2023.

GONZALEZ, A.; BOMBARDELLI, F. **Two-phase-flow theoretical and numerical models for hydraulic jumps, including air entrainment**. Proceedings of the XXXI IAHR Congress. **Anais...**Seoul, South Korea: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research, 2005.

Grand Inga Hydroelectric Projetc: An Overview. Disponível em: <<https://archive.internationalrivers.org/resources/grand-inga-hydroelectric-project-an-overview-3356>>. Acesso em: 5 set. 2022.

GUIDICINI, G.; SANDRONI, S. S.; MELLO, F. M. **Lições aprendidas com acidentes e incidentes em barragens e obras anexas no Brasil**. Brasília: Agência Nacional de Águas; Comitê Brasileiro de Barragens, 2021.

HAGER, W. H. B-jump in sloping channel. **Journal of Hydraulic Research**, v. 26, n. 5, p. 539–558, 1988.

HAGER, W. H. **Energy dissipators and hydraulic jump**. Zurich: Springer Science and Business Media, 1992.

HAGER, W. H.; BREMEN, R. Classical hydraulic jump: sequent depths. **Journal of Hydraulic Research**, v. 27, n. 5, p. 565–585, 1989.

HAGER, W. H.; BREMEN, R.; KAWAGOSHI, N. Classical hydraulic jump: length of roller. **Journal of Hydraulic Research**, v. 28, n. 5, p. 591–605, 1990.

HU, H.; WANG, H.; PAN, D.; WANG, X.; BAI, R. Free-surface undulation and velocity turbulence in shallow undular hydraulic jumps. **Ocean Engineering**, v. 269, p. 113566, 2023.

IEA. **Hydropower Data Explorer**. Disponível em: <<https://www.iea.org/data-and-statistics/data-tools/hydropower-data-explorer>>. Acesso em: 1 ago. 2024.

JESUDHAS, V.; BALACHANDAR, R.; ROUSSINOVA, V.; BARRON, R. Turbulence Characteristics of Classical Hydraulic Jump Using DES. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 144, n. 6, p. 04018022, 2018.

JESUDHAS, V.; ROUSSINOVA, V.; BALACHANDAR, R.; BARRON, R. Submerged Hydraulic Jump Study Using DES. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 143, n. 3, p. 04016091, 2017.

KING, D. L. **Analysis of random pressure fluctuations in stilling basins**. Proceedings of the XII Congress of the International Association for Hydraulic Research. **Anais...** Em: XII CONGRESS OF THE INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR HYDRAULIC RESEARCH. Fort Collins: International Association for Hydraulic Research, 1967.

KRAUS, N. C.; LOHRMANN, A.; CABRERA, R. New Acoustic Meter for Measuring 3D Laboratory Flows. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 120, n. 3, p. 406–412, 1994.

LENNON, J. M.; HILL, D. F. Particle Image Velocity Measurements of Undular and Hydraulic Jumps. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 132, n. 12, p. 1283–1294, 2006.

LESIEUR, M. **Turbulence in fluids**. 4a. ed. Dordrecht: Springer, 2008.

LI, Z.; LIU, Z.; WANG, H.; CHEN, Y.; LI, L.; WANG, Z.; ZHANG, D. Investigation of Aerator Flow Pressure Fluctuation Using Detached Eddy Simulation with VOF Method. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 148, n. 1, p. 04021052, 2022.

LIU, M.; RAJARATNAM, N.; ZHU, D. Z. Turbulence Structure of Hydraulic Jumps of Low Froude Numbers. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 130, n. 6, p. 511–520, 2004.

LONG, D.; STEFFLER, P. M.; RAJARATNAM, N. LDA study of flow structure in submerged hydraulic jump. **Journal of Hydraulic Research**, v. 28, n. 4, p. 437–460, 1990.

LOPARDO, R. A. **Internal Flow of Free Hydraulic Jump in Stilling Basins**. Em: 4TH IAHR INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON HYDRAULIC STRUCTURES. Porto, Portugal: IAHR, 2012.

LOPARDO, R. A. **Presiones mínimas y velocidades máximas instantáneas en un disipador a resalto hidráulico oscilante**. Em: XXIV CONGRESO NACIONAL DEL AGUA. San Juan: 2013.

LOPARDO, R. A.; FATTOR, C. A.; CASADO, J. M.; LOPARDO, M. C. **Una aproximación por turbulencia remanente de la longitud del resalto sumergido**. Em: XXI CONGRESO LATINOAMERICANO DE HIDRÁULICA. São Pedro: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research, 2004.

LOPARDO, R. A.; ROMAGNOLI, M. Pressure and Velocity Fluctuations in Stilling Basins. Em: **Advances in water resources and hydraulic engineering**. Berlin: Springer, 2009. p. 2093–2098.

LU, Y.; YIN, J.; YANG, Z.; WEI, K.; LIU, Z. Numerical Study of Fluctuating Pressure on Stilling Basin Slab with Sudden Lateral Enlargement and Bottom Drop. **Water**, v. 13, n. 2, p. 238, 2021.

LUBIN, P.; GLOCKNER, S.; CHANSON, H. **Numerical Simulation of Air Entrainment and Turbulence in a Hydraulic Jump**. Em: COLLOQUE SHF MODÈLES PHYSIQUES HYDRAULIQUES. Lyon et Grenoble: Société Hydrotechnique de France, 2009.

LUO, M.; WANG, H.; ZHENG, X.; WÜTHRICH, D.; BAI, R.; LIU, S. Air entrainment and free-surface fluctuations in A-type hydraulic jumps with an abrupt drop. **Journal of Hydraulic Research**, v. 61, n. 5, p. 720–734, 2023.

MA, J.; OBERAI, A. A.; LAHEY, R. T.; DREW, D. A. Modeling air entrainment and transport in a hydraulic jump using two-fluid RANS and DES turbulence models. **Heat and Mass Transfer**, v. 47, n. 8, p. 911–919, 2011.

MACIÁN-PÉREZ, J. F.; BAYON, A.; GARCÍA-BARTUAL, R.; AMPARO LÓPEZ-JIMÉNEZ, P.; VALLÉS-MORÁN, F. J. Characterization of Structural Properties in High Reynolds Hydraulic Jump Based on CFD and Physical Modeling Approaches. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 146, n. 12, p. 04020079, 2020.

MACIÁN-PÉREZ, J. F.; GARCÍA, R.; HUBER, B.; BAYON, A.; VALLÉS, F. J. Analysis of the Flow in a Typified USBR II Stilling Basin through a Numerical and Physical Modeling Approach. **Water**, v. 12, n. 1, p. 20, 2020.

MALEKI, S.; FIOROTTO, V. Design of Hydraulic Jump Stilling Basin over Rough Beds Using CFD. **KSCE Journal of Civil Engineering**, 2024.

MARQUES, M. G.; ALMEIDA, F. M.; ENDRES, L. A. M. **Adimensionalização de pressões médias em bacias de dissipação por ressalto hidráulico**. Em: XIII SIMPÓSIO BRASILEIRO DE RECURSOS HÍDRICOS. Belo Horizonte: 1999.

MARQUES, M. G.; DRAPEAU, J.; VERRETTE, J.-L. Flutuação de Pressão em um Ressalto Hidráulico. **Brazilian Journal of Water Resources**, v. 2, n. 2, p. 45–52, 1997.

MEES, A. A. A. **Caracterização das solicitações hidrodinâmicas em bacias de dissipação por ressalto hidráulico com baixo número de Froude**. Dissertação (Mestrado em Recursos Hídricos) – Porto Alegre: Universidade Federal do Rio Grande do Sul - UFRGS, 2008.

MELO, J. F.; SILVA, J. D.; FERNANDES, I.; CALDEIRA, L.; LUÍS MIRANDA. **Corrective measures of the river bed protection downstream a dam founded in deep alluvia - The case of Crestuma-Lever Dam**. Em: 3RD IAHR EUROPE CONGRESS. Porto, Portugal: IAHR, 2014.

MILOVANOVIC, B.; VOJT, P.; ZINDOVIC, B.; KUZMANOVIC, V.; SAVIC, L. Hydrodynamic Loads in a Stilling Basin of a Converging Stepped Spillway: An Experimental Study. **Water**, v. 16, n. 1, p. 140, 2023.

MIRANDA, L. J.; SÁNCHEZ, R. **Experimental and Numerical Analysis of the Hydraulic Jump Stilling Basin and the Downstream Scour Depth**. Em: 8TH INTERNATIONAL JUNIOR RESEARCHER AND ENGINEER WORKSHOP ON HYDRAULIC STRUCTURES. Galway, Irlanda: IAHR, 2021. Disponível em: <<https://digitalcommons.usu.edu/ewhs/2021/Session1/2>>. Acesso em: 16 jul. 2022

MORTAZAVI, M.; LE CHENADEC, V.; MOIN, P.; MANI, A. Direct numerical simulation of a turbulent hydraulic jump: turbulence statistics and air entrainment. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 797, p. 60–94, 2016.

MURZYN, F.; CHANSON, H. Free-surface fluctuations in hydraulic jumps: Experimental observations. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 33, n. 7, p. 1055–1064, 2009.

MURZYN, F.; MOUAZÉ, D.; CHAPLIN, J. R. Air–water interface dynamic and free surface features in hydraulic jumps. **Journal of Hydraulic Research**, v. 45, n. 5, p. 679–685, 2007.

NOVAKOSKI, C. K. **Análise da distribuição longitudinal das pressões em um ressalto hidráulico formado a jusante de vertedouro em degraus**. Dissertação (Mestrado em Recursos Hídricos) – Porto Alegre: Universidade Federal do Rio Grande do Sul - UFRGS, 2016.

OHTSU, I.; YASUDA, Y.; GOTOH, H. Hydraulic condition for undular-jump formations. **Journal of Hydraulic Research**, v. 39, n. 2, p. 203–209, 2001.

PANTON, R. L. **Incompressible flow**. 4. ed ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2013.

PETERKA, A. J. **Hydraulic Design of Stilling Basins and Energy Dissipators**. Denver: USBR, 1984.

POPE, S. B. **Turbulent Flows**. 1. ed. [s.l.] Cambridge University Press, 2000.

RAJARATNAM, N. The Hydraulic Jump as a Wall Jet. **Journal of the Hydraulics Division**, v. 91, n. 5, p. 107–132, 1965.

RAJARATNAM, N. Hydraulic Jumps. Em: CHOW, V. T. (Ed.). **Advances in Hydroscience**. New York: Elsevier, 1967. v. 4p. 197–280.

RESCH, F. J.; LEUTHEUSSER, H. J. Mesures de turbulence dans le ressaut hydraulique. **La Houille Blanche**, n. 1, p. 17–31, 1971.

ROACHE, P. J. Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies. **Journal of Fluids Engineering**, v. 116, n. 3, p. 405–413, 1994.

ROACHE, P. J. Perspective: Validation – What Does It Mean? **Journal of Fluids Engineering**, v. 131, n. 3, p. 034503, 2009a.

ROACHE, P. J. Terminology and Basic Methodology. Em: WANG, S. S. Y.; ROACHE, P. J.; SCHMALZ, R. A.; JIA, Y.; SMITH, P. E. (Eds.). **Verification and validation of 3D free-surface flow models**. Reston, Virginia: American Society of Civil Engineers, 2009b.

RODI, W. Turbulence Modeling and Simulation in Hydraulics: A Historical Review. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 143, n. 5, p. 03117001, 2017.

RODRIGUES, R. C. **Estudo Numérico e Experimental de Bacia de Dissipação**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Rio de Janeiro: Instituto Militar de Engenharia - IME, 2002.

ROUSE, H.; SIAO, T. T.; NAGARATNAM, S. Turbulence characteristics of the hydraulic jump. **Transactions of the American Society of Civil Engineers**, v. 124, n. 1, p. 926–950, 1959.

SANCHEZ BRIBIESCA, J.; CAPELLA VISCAINO, A. **Turbulence effects on the lining of stilling basin**. Em: ICOLD 11TH CONGRESS ON LARGE DAMS. Madrid, Espanha: 1973.

SCHANZ, D.; GESEMANN, S.; SCHRÖDER, A. Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities. **Experiments in Fluids**, v. 57, n. 5, p. 70, 2016.

SCHANZ, D.; SCHRÖDER, A.; GESEMANN, S.; MICHAELIS, D.; WIENEKE, B. **‘Shake The Box’: A highly efficient and accurate Tomographic Particle Tracking Velocimetry (TOMO-PTV) method using prediction of particle positions**. Proceedings of the 10th international symposium on particle image velocimetry – PIV13. **Anais...** Em: 10TH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY – PIV13. Delft, The Netherlands: jul. 2013.

SCHULZ, H. E.; NÓBREGA, J. D.; SIMÕES, A. L. A.; SCHULZ, H.; PORTO, R. D. M. Details of Hydraulic Jumps for Design Criteria of Hydraulic Structures. Em: SCHULZ, H. E. (Ed.). **Hydrodynamics - Concepts and Experiments**. [s.l.] InTech, 2015.

SIEMENS DIGITAL INDUSTRIES SOFTWARE INC. **STAR-CCM+**. Melville, NY, 2013.

SIMÕES, A. L. A.; PORTO, R. DE M.; SCHULZ, H. E. Superfície Livre de Escoamentos Turbulentos em Canais: Vertedores em Degraus e Ressalto Hidráulico. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, v. 17, n. 4, p. 125–139, 2012.

SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equation. **Monthly Weather Review**, v. 91, n. 3, p. 99–164, mar. 1963.

SMIL, V. **Energy: A Beginner's Guide**. Londres: ONEWorld, 2017.

SOTIROPOULOS, F. Hydraulics in the era of exponentially growing computing power. **Journal of Hydraulic Research**, v. 53, n. 5, p. 547–560, 2015.

STEINKE, R. JR. **Caracterização das pressões em bacias de dissipação por ressalto hidráulico livre com baixo número de Froude**. Dissertação (Mestrado em Recursos Hídricos) – Porto Alegre: Universidade Federal do Rio Grande do Sul - UFRGS, 2020.

STEINKE, R. JR.; TARRAGÔ, L.; TASSINARI, L.; CHAVES, R. A.; FERLA, R.; TEIXEIRA, E. D. **Dimensionamento das lajes de uma bacia de dissipação: estudo de caso**. Em: 62º CONGRESSO BRASILEIRO DO CONCRETO. Florianópolis: IBRACON, 2020.

STOESSER, T. Large-eddy simulation in hydraulics: Quo Vadis? **Journal of Hydraulic Research**, v. 52, n. 4, p. 441–452, 2014.

TEIXEIRA, E. D. **Previsão dos valores de pressão junto ao fundo em bacias de dissipação por ressalto hidráulico**. Dissertação (Mestrado em Recursos Hídricos) – Porto Alegre: Universidade Federal do Rio Grande do Sul - UFRGS, 2003.

TOSO, J. W.; BOWERS, C. E. Extreme Pressures in Hydraulic-Jump Stilling Basins. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 114, n. 8, p. 829–843, 1988.

Turbulence Modeling. Disponível em: <<https://www.flow3d.com/resources/cfd-101/general-cfd/turbulence-modeling/>>. Acesso em: 13 out. 2021.

Understanding Laminar and Turbulent Flow. Disponível em: <<https://www.youtube.com/watch?v=9A-uUG0WR0w>>. Acesso em: 15 nov. 2021.

USBR. **Design of Small Dams**. Washington: USBR, 1987.

VALERO, D.; BUNG, D. B.; CROOKSTON, B. M. Energy Dissipation of a Type III Basin under Design and Adverse Conditions for Stepped and Smooth Spillways. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 144, n. 7, p. 04018036, 2018.

VALERO, D.; GARCÍA-BARTUAL, R.; MARCO, J. **Optimisation of Stilling Basin Chute Blocks Using a Calibrated Multiphase RANS Model**. Proceedings of the 5th

International Junior Researcher and Engineer Workshop on Hydraulic Structures. **Anais...** Em: V INTERNATIONAL JUNIOR RESEARCHER AND ENGINEER WORKSHOP ON HYDRAULIC STRUCTURES. Spa, Belgium: International Association for Hydro-Environment Engineering and Research, 2014.

VALERO, D.; VITI, N.; GUALTIERI, C. Numerical Simulation of Hydraulic Jumps. Part 1: Experimental Data for Modelling Performance Assessment. **Water**, v. 11, n. 1, p. 36, 2019.

VALIANI, A. Linear and angular momentum conservation in hydraulic jump. **Journal of Hydraulic Research**, v. 35, n. 3, p. 323–354, 1997.

VASILIEV, O. F.; BUKREYEV, V. I. **Statistical characteristics of pressure fluctuations in the region of hydraulic jump**. Em: XII CONGRESS OF THE INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR HYDRAULIC RESEARCH. Fort Collins: 1967.

VITI, N.; VALERO, D.; GUALTIERI, C. Numerical Simulation of Hydraulic Jumps. Part 2: Recent Results and Future Outlook. **Water**, v. 11, n. 1, p. 28, 2019.

WANG, H.; NI, C.; LYU, W.; TANG, L. A-type hydraulic jumps over a negative step: Numerical investigation based on composite modeling and validation. **Physics of Fluids**, v. 35, n. 10, p. 105121, 2023.

WANG, S. S. Y. Verification and Validation of Free Surface Flow Models. Em: WANG, S. S. Y.; ROACHE, P. J.; SCHMALZ, R. A.; JIA, Y.; SMITH, P. E. (Eds.). **Verification and validation of 3D free-surface flow models**. Reston, Virginia: American Society of Civil Engineers, 2009.

WIEST, R. A.; STEINKE JÚNIOR, R.; TEIXEIRA, E. D.; PRÁ, M. D.; SALIBA, A. P. M.; MARQUES, M. G. Start position of a sloping hydraulic jump. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, v. 25, n. 1, p. 1–9, 2020.

WITT, A.; GULLIVER, J. S.; SHEN, L. Numerical investigation of vorticity and bubble clustering in an air entraining hydraulic jump. **Computers & Fluids**, v. 172, p. 162–180, 2018.

WITT, A.; GULLIVER, J.; SHEN, L. Simulating air entrainment and vortex dynamics in a hydraulic jump. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 72, p. 165–180, 2015.

YSI, INC. **YSI ADV6600 Operations Manual**. Yellow Springs, OHIO: YSI, 2003.

ZARE, H. K.; BADDOUR, R. E. Three-dimensional study of spatial submerged hydraulic jump. **Canadian Journal of Civil Engineering**, v. 34, n. 9, p. 1140–1148, 2007.

APÊNDICE A – EXEMPLO DE APLICAÇÃO DAS EQUAÇÕES INTRODUZIDAS NOS CAPÍTULOS 3 E 4

Esta seção consiste de uma aplicação prática das contribuições introduzidas nos Capítulos 3 e 4 que possuam relação direta com o dimensionamento de bacias de dissipação por ressalto hidráulico com baixos números de Froude. Para tal, será considerada uma bacia de dissipação com as seguintes características:

- Vazão de projeto: $Q_{proj} = 2.500 \text{ m}^3/\text{s}$;
- Altura conjugada rápida: $y_1 = 1,7 \text{ m}$;
- Altura conjugada lenta: $y_2 = 3,8 \text{ m}$;
- Largura: $B = 120 \text{ m}$;
- Comprimento: $L = 16,5 \text{ m}$.

O cálculo do número de Froude incidente resulta em $F_1 = 3,0$, o que torna possível a aplicação aqui desenvolvida.

Percentis de pressões extremas mínimas e máximas

Para o cômputo dos percentis extremos de pressões mínimas e máximas, serão utilizadas a Equação 3.6 e a Tabela 3.5, repetidas aqui para fins de praticidade.

$$\Psi_{\alpha} = \frac{k_1}{1 + k_2 \cdot e^{k_3 \cdot \Gamma}} \quad \text{Eq. (3.6)}$$

Tabela 3.5 – Coeficientes de entrada da Eq. (3.6) e coeficientes de determinação (r^2) para diferentes percentis de pressão.

α	k_1	k_2	k_3	r^2
0,1%	0,8961	8,1181	-0,6267	0,919
1%	0,9266	5,6852	-0,6089	0,933
5%	0,9519	4,8241	-0,6291	0,944
95%	1,0563	2,5133	-0,6898	0,949
99%	1,0844	2,0915	-0,7084	0,933
99,9%	1,1152	1,8477	-0,7972	0,899

Por meio da combinação da Equação 3.4 com os coeficientes da Tabela 3.5 e os dados disponibilizados no enunciado, e lembrando que $\Gamma = x/(y_2 - y_1)$, chega-se aos resultados apresentados na Tabela A.1. São mostrados aqui, para brevidade,

apenas os resultados a cada metro de bacia de dissipação. Ressalta-se, porém, que um nível maior de discretização poderia ter sido adotado sem quaisquer dificuldades.

Tabela A.1 – Resultados de percentis extremos de pressão adimensional.

x (m)	Γ	$\Psi_{0.1\%}$	$\Psi_{1\%}$	$\Psi_{5\%}$	$\Psi_{95\%}$	$\Psi_{99\%}$	$\Psi_{99.9\%}$
0,0	0,00	0,10	0,14	0,16	0,30	0,35	0,39
1,0	0,48	0,13	0,18	0,21	0,38	0,44	0,49
2,0	0,95	0,16	0,22	0,26	0,46	0,53	0,60
3,0	1,43	0,21	0,27	0,32	0,55	0,62	0,70
4,0	1,91	0,26	0,33	0,39	0,63	0,70	0,79
5,0	2,39	0,32	0,40	0,46	0,71	0,78	0,87
6,0	2,86	0,38	0,46	0,53	0,78	0,85	0,94
7,0	3,34	0,45	0,53	0,60	0,84	0,91	0,99
8,0	3,82	0,51	0,60	0,66	0,89	0,95	1,03
9,0	4,30	0,58	0,65	0,72	0,94	0,99	1,05
10,0	4,77	0,64	0,71	0,77	0,97	1,01	1,07
11,0	5,25	0,69	0,75	0,81	0,99	1,03	1,08
12,0	5,73	0,73	0,79	0,84	1,01	1,05	1,09
13,0	6,21	0,77	0,82	0,87	1,02	1,06	1,10
14,0	6,68	0,80	0,84	0,89	1,03	1,06	1,11
15,0	7,16	0,82	0,86	0,90	1,04	1,07	1,11
16,0	7,64	0,84	0,88	0,92	1,04	1,07	1,11
16,5	7,88	0,85	0,89	0,92	1,04	1,08	1,11

Para converter as pressões adimensionais da Tabela A.1 em pressões dimensionais (em metros de coluna d'água), faz-se $P_\alpha = (y_2 - y_1)\Psi_\alpha + y_1$ (manipulação da Eq. (3.5)), sendo α a porcentagem de não-excedência associada ao percentil em questão. Assim, chega-se aos valores da Tabela A.2 que, plotados, resultam finalmente na Figura A.1.

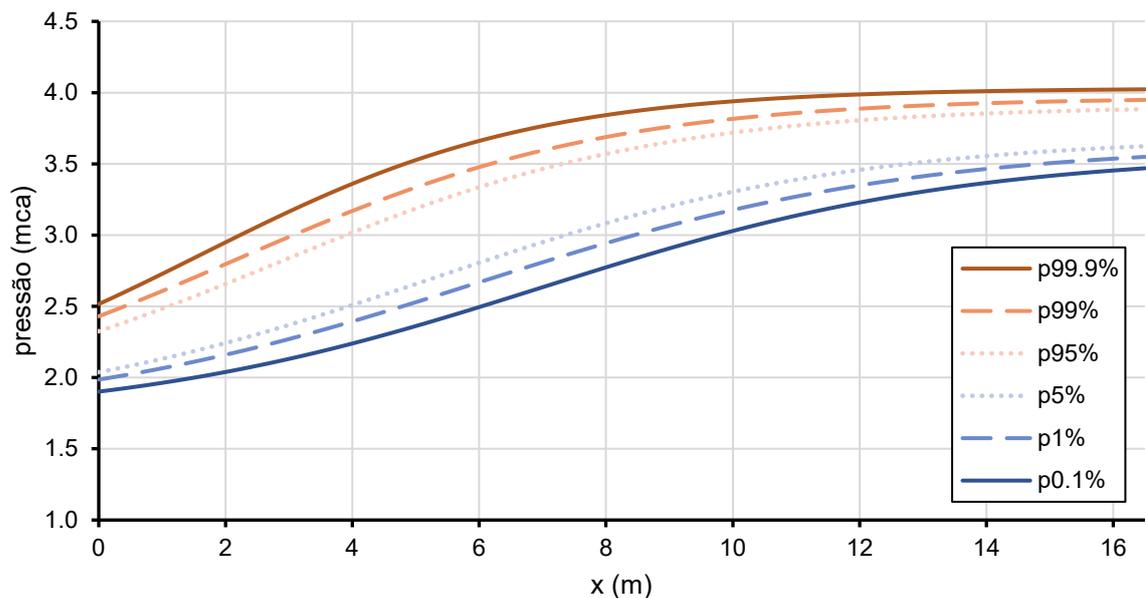


Figura A.1 – Resultados de percentis extremos de pressão dimensional para a condição analisada.

Tabela A.2 – Resultados de percentis extremos de pressão dimensional.

x (m)	Γ (-)	$P_{0.1\%}$ (mca)	$P_{1\%}$ (mca)	$P_{5\%}$ (mca)	$P_{95\%}$ (mca)	$P_{99\%}$ (mca)	$P_{99.9\%}$ (mca)
0,0	0,00	1,90	1,99	2,04	2,33	2,43	2,52
1,0	0,48	1,96	2,07	2,13	2,48	2,61	2,73
2,0	0,95	2,04	2,16	2,24	2,66	2,80	2,95
3,0	1,43	2,13	2,27	2,37	2,84	2,99	3,16
4,0	1,91	2,24	2,39	2,51	3,02	3,17	3,36
5,0	2,39	2,36	2,53	2,66	3,19	3,33	3,53
6,0	2,86	2,49	2,67	2,81	3,34	3,48	3,66
7,0	3,34	2,63	2,81	2,95	3,46	3,59	3,76
8,0	3,82	2,77	2,94	3,08	3,57	3,69	3,84
9,0	4,30	2,91	3,07	3,20	3,65	3,76	3,90
10,0	4,77	3,03	3,18	3,30	3,72	3,82	3,94
11,0	5,25	3,14	3,27	3,39	3,77	3,86	3,97
12,0	5,73	3,23	3,35	3,46	3,81	3,89	3,99
13,0	6,21	3,31	3,41	3,51	3,83	3,91	4,00
14,0	6,68	3,37	3,46	3,56	3,85	3,93	4,01
15,0	7,16	3,42	3,50	3,59	3,87	3,94	4,02
16,0	7,64	3,45	3,54	3,61	3,88	3,95	4,02
16,5	7,88	3,47	3,55	3,62	3,88	3,95	4,02

Coeficientes de flutuação de pressão

A estimativa dos coeficientes de flutuação de pressão ao longo de uma bacia de dissipação por ressalto hidráulico com baixo número de Froude, bem como o traçado das curvas inferior e superior que definem a envoltória da sua faixa de predição (95%), podem ser realizados valendo-se da Equação 3.8 e da Tabela 3.6, repetidas abaixo:

$$C'_p = \frac{c_1 \cdot \Gamma^2 + c_2 \cdot \Gamma + c_3}{\Gamma^2 + c_4 \cdot \Gamma + c_5} \quad \text{Eq. (3.8)}$$

Tabela 3.6 – Coeficientes de entrada da Equação 3.8, para a estimativa de C'_p e da sua faixa de predição 95% (PB95%).

Curva	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	r^2
C'_p	-0,0247	0,6333	0,0894	8,1976	5,5984	0,455
PB95% (inferior)	-0,0429	0,4499	-0,0084	7,3329	6,3966	-
PB95% (superior)	0,0030	0,6571	0,1808	6,5705	4,9817	-

Para a bacia de dissipação do enunciado, os resultados obtidos para o parâmetro adimensional C'_p estão apresentados na Tabela A.3. Fazendo-se $\sigma = C'_p \frac{v_1^2}{2g}$ (manipulação da Eq. (3.7)), podem também ser obtidos os resultados de desvio-padrão de pressões σ em metros de coluna d'água, bem como os valores mínimos e

máximos esperados, todos também apresentados na Tabela A.3. A Figura A.2 ilustra estes resultados.

Tabela A.3 – Resultados de coeficientes de flutuação de pressão C'_p e de desvios-padrão de pressão σ ao longo da bacia de dissipação.

x (m)	Γ (-)	C'_p (-)	$C'_{p_{min}}$ (-)	$C'_{p_{max}}$ (-)	σ (mca)	σ_{min} (mca)	σ_{max} (mca)
0,0	0,00	0,02	0,00	0,04	0,12	-	0,28
1,0	0,48	0,04	0,02	0,06	0,31	0,15	0,46
2,0	0,95	0,05	0,03	0,07	0,36	0,21	0,51
3,0	1,43	0,05	0,03	0,07	0,38	0,22	0,53
4,0	1,91	0,05	0,03	0,07	0,37	0,22	0,53
5,0	2,39	0,05	0,03	0,07	0,36	0,21	0,52
6,0	2,86	0,05	0,03	0,07	0,35	0,20	0,50
7,0	3,34	0,04	0,02	0,06	0,34	0,19	0,49
8,0	3,82	0,04	0,02	0,06	0,32	0,17	0,47
9,0	4,30	0,04	0,02	0,06	0,31	0,15	0,46
10,0	4,77	0,04	0,02	0,06	0,29	0,14	0,44
11,0	5,25	0,04	0,02	0,06	0,28	0,12	0,43
12,0	5,73	0,03	0,01	0,05	0,26	0,11	0,41
13,0	6,21	0,03	0,01	0,05	0,25	0,10	0,40
14,0	6,68	0,03	0,01	0,05	0,24	0,08	0,39
15,0	7,16	0,03	0,01	0,05	0,22	0,07	0,38
16,0	7,64	0,03	0,01	0,05	0,21	0,06	0,36
16,5	7,88	0,03	0,01	0,05	0,21	0,05	0,36

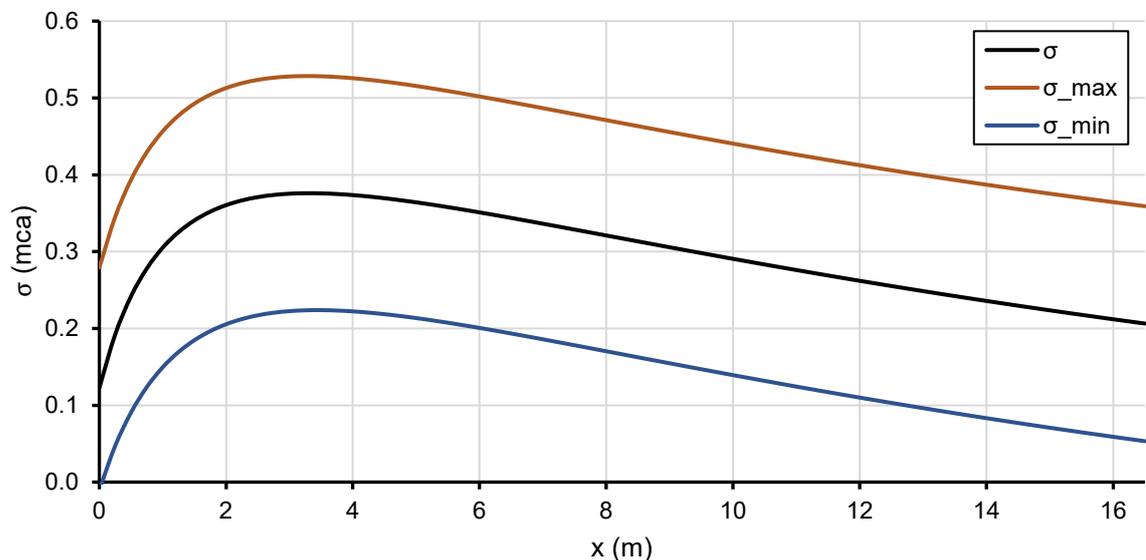


Figura A.2 – Resultados dimensionais de desvios-padrão de pressões para a condição analisada.

Estimativa das velocidades extremas máximas associadas à probabilidade de não-excedência igual a 99%

Apresenta-se aqui, outra vez, a Figura 4.10, que relaciona o desenvolvimento, ao longo da bacia de dissipação, das pressões mínimas $P_{1\%}$ apresentadas por Steinke

(2020) com as velocidades máximas longitudinais $u_{99\%}$. A bacia de dissipação sob análise, com $F_1 = 3.0$ e $U_1 = 12,30$ m/s, corresponde ao Caso I (curvas azuis) do gráfico. Não se dispõem de informações de velocidade para a região inicial da bacia de dissipação, isto é, $\Gamma < 3$. Em $\Gamma = 3$ (que corresponde a $x = 6.3$ m), entretanto, é possível estimar que as velocidades máximas com probabilidade de não-excedência 99% ($u_{99\%}$ máximas em cada perfil vertical) terão valor semelhante à velocidade média na seção de entrada da bacia, uma vez que $u_{99\% \max}/U_1 \approx 1$. A jusante de $\Gamma = 6$ (correspondente a $x = 12,6$ m), as velocidades máximas observadas deverão ser inferiores a 80% de U_1 , ou seja, menores que 9,84 m/s.

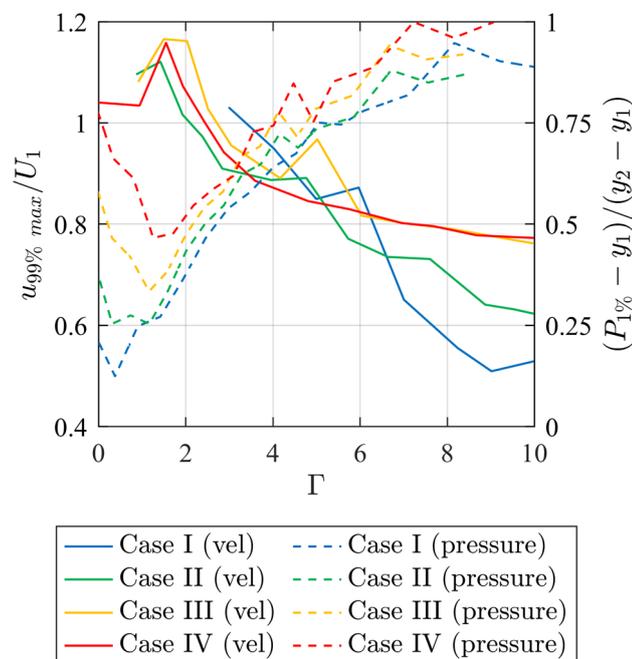


Figura 4.10 – Desenvolvimento de percentis máximos de velocidades longitudinais $u_{99\%}$ (linhas contínuas) e percentis mínimos de pressão $P_{1\%}$ apresentados por Steinke (2020).

Estimativa das flutuações (desvios-padrão) máximas de velocidade longitudinal

As flutuações máximas de velocidade longitudinal u'_{max} ao longo de uma bacia de dissipação podem ser obtidas empregando-se a Equação 4.3, repetida abaixo, a qual retorna melhores resultados para $\Gamma > 2$. Os valores dos coeficientes de flutuação de pressão C'_p para o caso em questão, previamente obtidos, foram inseridos na Eq. 4.3 e resultaram nos valores apresentados na Tabela A.4. Multiplicando-se pela velocidade média incidente U_1 , são obtidas as estimativas de flutuações de velocidades longitudinais máximas u'_{max} , em metros por segundo. Estes resultados são apresentados na Tabela A.4 e também, de forma gráfica, na Figura A.3

(resultados com maior confiabilidade são apresentados como linha contínua, e resultados que requerem cautela são apresentados com linha tracejada, ver Figure 4.11).

$$\frac{u'_{max}}{U_1} = 5.3 C'_p \quad \text{Eq. (4.3)}$$

Tabela A.4 – Resultados de flutuações máximas de velocidades longitudinais.

x (m)	Γ (-)	C'_p (-)	u'_{max}/U_1 (-)	u'_{max} (m/s)
4,5	2,15	0,05	0,25	3,13
5,0	2,39	0,05	0,25	3,08
6,0	2,86	0,05	0,24	2,97
7,0	3,34	0,04	0,23	2,85
8,0	3,82	0,04	0,22	2,72
9,0	4,30	0,04	0,21	2,59
10,0	4,77	0,04	0,20	2,46
11,0	5,25	0,04	0,19	2,34
12,0	5,73	0,03	0,18	2,22
13,0	6,21	0,03	0,17	2,10
14,0	6,68	0,03	0,16	2,00
15,0	7,16	0,03	0,15	1,89
16,0	7,64	0,03	0,15	1,79
16,5	7,88	0,03	0,14	1,75

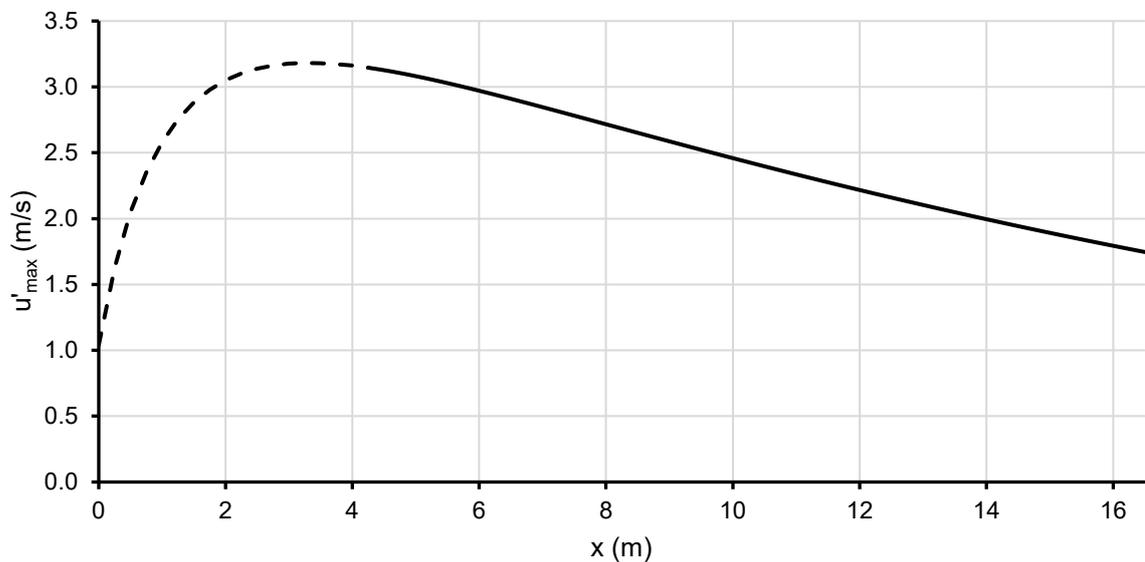


Figura A.3 – Estimativa das flutuações máximas de velocidade longitudinal (dimensionais) para a condição analisada.