

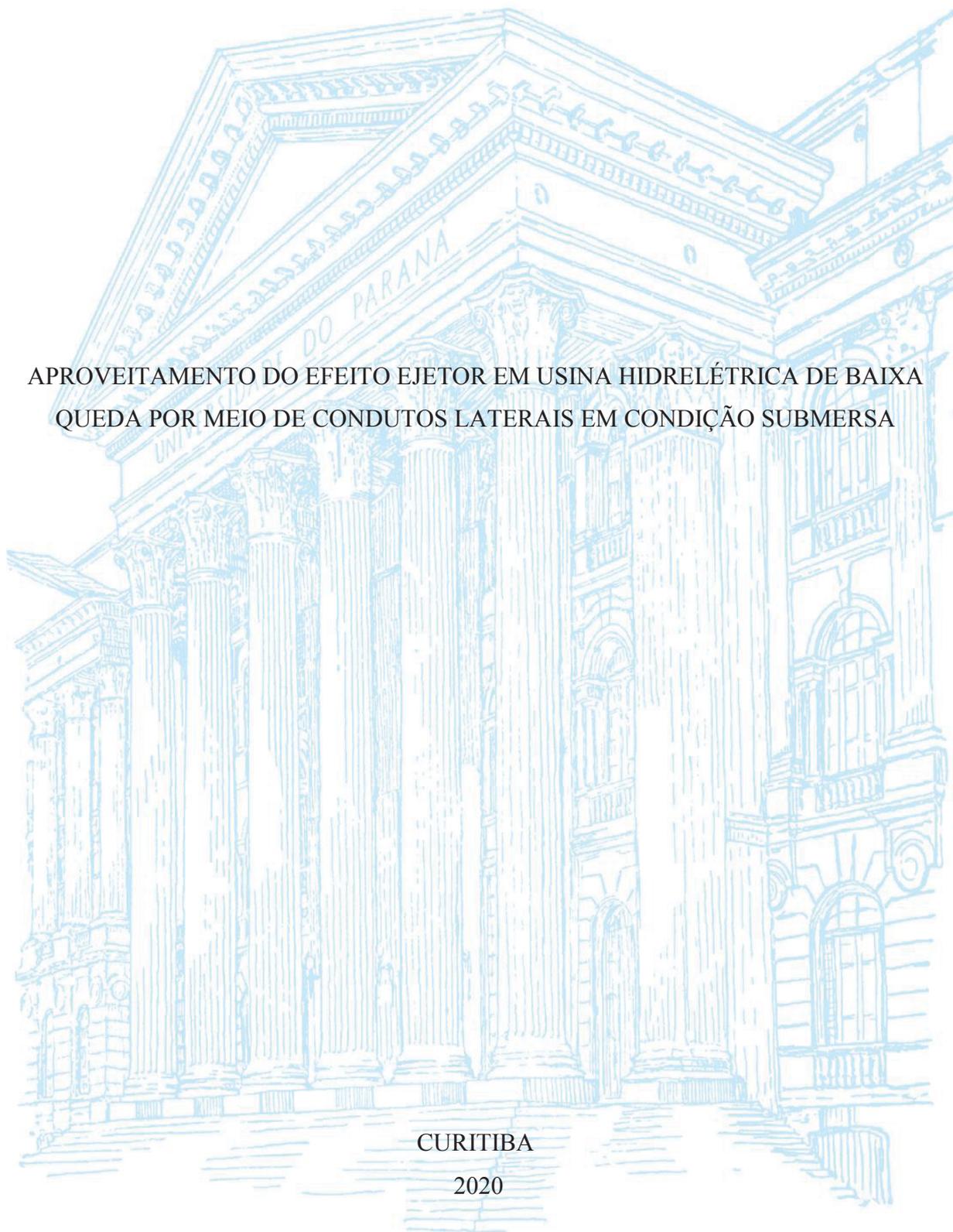
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

LUIS MAURICIO ROMERO MERIDA

APROVEITAMENTO DO EFEITO EJETOR EM USINA HIDRELÉTRICA DE BAIXA
QUEDA POR MEIO DE CONDUTOS LATERAIS EM CONDIÇÃO SUBMERSA

CURITIBA

2020



LUIS MAURICIO ROMERO MERIDA

APROVEITAMENTO DO EFEITO EJETOR EM USINA HIDRELÉTRICA DE BAIXA
QUEDA POR MEIO DE CONDUTOS LATERAIS EM CONDIÇÃO SUBMERSA

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental, do Setor de Tecnologia da Universidade Federal do Paraná, como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Engenharia

Orientador: Prof. Dr. José Junji Ota

Co-Orientador: Prof. Dr. Tobias Bleninger

CURITIBA

2020

Catálogo na Fonte: Sistema de Bibliotecas, UFPR
Biblioteca de Ciência e Tecnologia

M561a Merida, Luis Mauricio Romero
Aproveitamento do efeito ejetor em usina hidrelétrica de baixa queda por meio de condutos laterais em condição submersa [recurso eletrônico] / Luis Mauricio Romero Merida. – Curitiba, 2020.

Tese - Universidade Federal do Paraná, Setor de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental, 2020.

Orientador: José Junji Ota.
Coorientador: Tobias Bleninger.

1. Usinas hidrelétricas. 2. Turbulência. I. Universidade Federal do Paraná. II. Ota, José Junji. III. Bleninger, Tobias. IV. Título.

CDD: 621.31

Bibliotecária: Vanusa Maciel CRB- 9/1928

TERMO DE APROVAÇÃO

Os membros da Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em ENGENHARIA DE RECURSOS HÍDRICOS E AMBIENTAL da Universidade Federal do Paraná foram convocados para realizar a arguição da tese de Doutorado de **LUIS MAURICIO ROMERO MÉRIDA** intitulada: **APROVEITAMENTO DO EFEITO EJETOR EM USINA HIDRELÉTRICA DE BAIXA QUEDA POR MEIO DE CONDUTOS LATERAIS EM CONDIÇÃO SUBMERSA**, sob orientação do Prof. Dr. JOSÉ JUNJI OTA, que após terem inquirido o aluno e realizada a avaliação do trabalho, são de parecer pela sua APROVAÇÃO no rito de defesa.

A outorga do título de doutor está sujeita à homologação pelo colegiado, ao atendimento de todas as indicações e correções solicitadas pela banca e ao pleno atendimento das demandas regimentais do Programa de Pós-Graduação.

CURITIBA, 27 de Agosto de 2020.

Assinatura Eletrônica
01/09/2020 12:50:04.0
JOSÉ JUNJI OTA
Presidente da Banca Examinadora

Assinatura Eletrônica
28/08/2020 13:11:05.0
CARLOS BARREIRA MARTINEZ
Avaliador Externo (UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS)

Assinatura Eletrônica
03/09/2020 08:05:58.0
SÉRGIO MICHELOTTO BRAGA
Avaliador Interno (UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ)

Assinatura Eletrônica
27/08/2020 22:24:09.0
WALDYR DE LIMA E SILVA JUNIOR
Avaliador Externo (DEPARTAMENTO DE ENG. MECÂNICA UFPR)

Assinatura Eletrônica
28/08/2020 08:59:17.0
MICHAEL MANNICH
Avaliador Interno (UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ)

Assinatura Eletrônica
28/08/2020 08:36:37.0
ANDRE LUIZ TONSO FABIANI
Avaliador Interno (UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ)

Para a minha Família

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer às seguintes pessoas e instituições que colaboraram com a pesquisa:

- ❖ Ao meu orientador, Prof. Dr. José Junji Ota, pelas valiosas sugestões e orientações durante a pesquisa e por sobretudo pela nossa amizade desenvolvida, um verdadeiro tesouro que guardarei para sempre.
- ❖ Ao meu co-orientador, Prof. Dr. Tobias Bleninger, pelas sugestões, comentários, orientação e uma valiosa amizade, além da confiança depositada em mim durante o processo de admissão ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental (PPGEHRA).
- ❖ Aos membros da banca de exame de doutorado pelas valiosas sugestões e comentários.
- ❖ Ao pessoal do Departamento de Hidráulica e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Paraná, pelo apoio, amizade e bom ambiente. Vocês me fizeram sentir como em casa.
- ❖ A NEOENERGIA e ao Projeto P&D – ANEEL PD-6559-0001/2017 desenvolvido no Instituto de Tecnologia para o Desenvolvimento (LACTEC – CEHPAR), pela oportunidade de fazer parte de um projeto de pesquisa relevante e desafiador.
- ❖ Ao pessoal do Instituto de Tecnologia para o Desenvolvimento LACTEC – CEHPAR, pelo apoio, orientação e um trabalho absolutamente profissional e ótima qualidade técnica. Agradecimento especial aos engenheiros Fernando Ribas Terabe, Paulo Cabral Dettmer e Marcelo Luiz Noriller.
- ❖ À Fundação CAPES do Ministério da Educação do Brasil (MEC), pelo apoio financeiro através de uma bolsa de estudo para o doutorado na UFPR.
- ❖ À Universidad Mayor de San Simón, Cochabamba, Bolívia, pelo seu apoio incondicional em questões administrativas, o que me possibilitou vir ao Brasil para prosseguir meus estudos de doutorado.
- ❖ À minha família e amigos, por seu amor, apoio e incentivo, o que me facilitou estar longe de casa e de todos vocês.

RESUMO

O objetivo do presente trabalho de pesquisa é avaliar o efeito de ejeção em uma usina hidrelétrica de baixa queda com descarregadores de fundo laterais. Como abordagem inicial, o estudo inclui dez variantes geométricas, sob condições submersas a jusante usando testes de modelo em escala 1:70. Os resultados do teste modelo são comparados com equações teóricas da literatura científica, e novas equações são propostas para avaliar os efeitos da ejeção. Todas as variantes consistem em três turbinas Kaplan verticais, quatro conduítes laterais inferiores, uma rampa e dois pilares laterais em direção ao canal principal. Vazões constantes de água através das turbinas e condutos laterais, bem como as elevações do escoamento a montante e a jusante da usina, foram calibradas por meio de 122 testes de modelo sob condições submersas a jusante. As alturas de pressão na parte inferior das saídas dos tubos de sucção das turbinas foram medidas usando 10 piezômetros para avaliar o efeito de ejeção total e o ganho de carga das turbinas. As velocidades de escoamento foram medidas em diferentes elevações no modelo por meio de um Velocímetro Doppler Acústico (ADV). As novas equações teóricas calibradas produziram resultados notavelmente consistentes para a avaliação da ejeção efetiva de 537 cenários hipotéticos de escoamento. Como segunda abordagem, três modelos empíricos que relacionam a ejeção efetiva medida com parâmetros adimensionais de escoamento, submersão e turbulência foram obtidos e validados em 28 cenários de escoamento. Os resultados mostram que os parâmetros de turbulência avaliados têm pouca ou nenhuma influência na ejeção efetiva observada. A taxa entre as vazões turbinada e dos condutos laterais, a submersão do escoamento e o número de Froude nas saídas dos dutos laterais são as variáveis relevantes. No estágio final, foram encontradas duas relações empíricas entre o efeito ejetor efetivo e a potência e o rendimento da turbina respectivamente, para a alternativa com as maiores vazões testadas, incluindo as curvas de colina das turbinas Kaplan no esquema de cálculo do seu modelo teórico, além de uma avaliação do incremento da potência e rendimento unitários do sistema.

Palavras-chave: Efeito ejetor. Usina hidrelétrica de baixa queda. Descargas de fundo. Condição de fluxo submerso. Turbulência. Potência e rendimento.

ABSTRACT

The aim of the present research work is to assess the ejection effect in a low-head hydropower plant with lateral conduits. The study includes ten geometrical variants, under submerged downstream condition using 1:70 scale models tests. As an initial approach, the model test results are compared to theoretical equations from the scientific literature, and new equations are proposed to assess ejection effects. All variants consist of three vertical Kaplan turbines, four lateral bottom conduits, an apron and two lateral piers towards the main channel. Steady water discharges through the turbines and lateral conduits, as well as flow elevations upstream and downstream the plant, were calibrated by means of 122 model tests under submerged downstream conditions. Pressure heights at the bottom of the turbine draft tube outlets were measured using 10 piezometers to assess the total ejection effect and the gain of head due to the turbines. Flow velocities were measured at different elevations in the model by means of an Acoustic Doppler Velocimeter (ADV). The new theoretical calibrated equations produced remarkably consistent results for the effective ejection assessment from 537 hypothetical flow scenarios. As a second approach, three empirical models relating the measured ejection effect to flow, submergence and turbulence dimensionless parameters, were obtained and validated from 28 flow scenarios. Results show that the assessed turbulence parameters have little or no influence at all on the observed effective ejection. In this approach, the discharge rate between the turbines and the bottom lateral conduits, flow submergence and the Froude number at the conduits outlets are the key relevant variables, hence, reinforcing the results obtained from the initial approach. As a final step, two empirical relationships between effective ejection effect and turbine power and efficiency were found respectively for the alternative with the highest discharges tested, through the use of the provided power-efficiency curves for the Kaplan turbines, within the calculating scheme for its theoretical model. in addition to an evaluation of the increase of the unitary power and efficiency.

Key words: Ejection effect. Low-head hydroelectric powerplant. Lateral conduits. Submerged flow condition. Turbulence. Turbine power and efficiency

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1	– NOVAS TECNOLOGIAS PARA USINAS HIDRELÉTRICAS a) TURBINA DAVIS b) TURBINA KHSP c) TURBINA UEK d) HIDRO-VENTURI e) TURBINA GORLOV	34
FIGURA 1.2	– ESQUEMA DE UMA TURBINA DE SIFÃO	35
FIGURA 2.1	– INCREMENTO DA CARGA PELA EJEÇÃO a) VISTA LATERAL b) VISTA EM PLANTA.....	40
FIGURA 2.2	– EJEÇÃO NUMA UHE NO CANAL DE FUGA ATRAVÉS DE a) UM VERTEDOURO E b) DESCARREGADORES DE FUNDO LATERAIS	41
FIGURA 2.3	– EJEÇÃO NUMA UHE NO TUBO DE SUCCÃO ATRAVÉS a) DO COTOVELO DO TUBO DA SUCCÃO E b) DO TUBO DIFUSOR	41
FIGURA 2.4	– EJEÇÃO COMBINADA NUMA UHE	42
FIGURA 2.5	– PADRÕES DE FLUXO A JUSANTE DA UHE, EJEÇÃO PELA DESCARGA VERTENTE	43
FIGURA 2.6	– CONEXÃO ENTRE A CURVATURA E COTA PIEZOMÉTRICA ABAIXO DA LÂMINA DE ÁGUA, a É A DISTÂNCIA DO NÍVEL DE REFERÊNCIA ATÉ O FINAL DA SOLEIRA DO VERTEDOURO	44
FIGURA 2.7	– ESQUEMAS HIDRÁULICOS DE UHE SEM ESCOAMENTO VERTENTE E COM ESCOAMENTO VERTENTE	45
FIGURA 2.8	– DISTRIBUIÇÕES DE PRESSÕES ASSUMIDAS EM DESCARREGADORES DE FUNDO a) NÃO AFOGADOS b) AFOGADOS	46
FIGURA 2.9	– ESQUEMA DAS VARIÁVEIS INTERVENIENTES PARA O ESTUDO DA EJEÇÃO POR VERTEDOUROS DE DESCARGA, ESCOAMENTO DE FUNDO	49

FIGURA 2.10	– ESQUEMAS DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES NO FINAL DA SOLEIRA DO VERTEDOIRO PARA (a) ESCOAMENTO SUPERFICIAL (b) ESCOAMENTO DE FUNDO (c) PAREDE ESPESSA	49
FIGURA 2.11	– ESQUEMAS DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES NO FINAL DOS PILARES PARA (a) ESCOAMENTO SUPERFICIAL (b) ESCOAMENTO DE FUNDO COM UM BOLSA DE AR SOB A LÂMINA DE ÁGUA	50
FIGURA 2.12	– ESQUEMAS DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES NA RAMPA INCLINADA (a) VÓRTICE SOBRE A RAMPA (b) RAMPA NA ZONA DO EFEITO DINÂMICO DA LÂMINA (c) RAMPA INCLINADA BEM A JUSANTE DA ESTRUTURA	51
FIGURA 2.13	– ESQUEMAS DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES NA RAMPA INCLINADA, DESCARREGADOR DE FUNDO AFOGADO	53
FIGURA 2.14	– ESQUEMA DAS VARIÁVEIS INTERVENIENTES PARA O ESTUDO DA EJEÇÃO POR DESCARREGADORES DE FUNDO, ESCOAMENTO DE FUNDO	54
FIGURA 3.1	– DISTRIBUIÇÕES DE VELOCIDADE EN UM TUBO VENTURI, SIMULAÇÃO NUMÉRICA REALIZADA COM O SOFTWARE <i>FLUENT</i> PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE CONTRAÇÃO DAS SEÇÕES TRANSVERSAIS INICIAL E ESTRANGULADA	57
FIGURA 3.2	– TURBINA TUBULAR COM INJETOR, DISPOSIÇÃO SUGERIDA POR VEIRA (1965)	59

FIGURA 3.3	– LINHA DE TEMPO DE ESTUDOS REFERENTES AO EFEITO EJETOR EM USINAS HIDRELÉTRICAS DE BAIXA QUEDA	60
FIGURA 3.4	– USINA DE BAIXA QUEDA OTTENSHEIM, ÁUSTRIA	61
FIGURA 3.5	– VARIÁVEIS RELEVANTES PARA O MÉTODO SIMPLIFICADO DE ANÁLISE PARA (a) EJEÇÃO POR VERTEDOUROS DE DESCARGA (b) DESCARREGADORES DE FUNDO NÃO AFOGADOS E (c) DESCARREGADORES DE FUNDO AFOGADOS	62
FIGURA 3.6	– CASOS TÍPICOS DE INSTABILIDADES NO CANAL DE FUGA OBSERVADOS DURANTE MUDANÇAS DE REGIME DE FLUXO	64
FIGURA 3.7	– ESPECTRO DE ENERGIA DE UM ESCOAMENTO TURBULENTO	66
FIGURA 3.8	– EXEMPLO DE DIAGRAMA F_{ii} vs. f PARA $i = 1, 2, 3$ (u' , v' , w') E $f^{-5/3}$	70
FIGURA 3.9	– EXEMPLO DE DIAGRAMA $K_w^{5/3} S_{uu}$ vs. K_w NA SUB-FAIXA INERCIAL DE KOLMOGOROV	71
FIGURA 3.10	– ESQUEMA DO MAPA DA TURBULÊNCIA ANISOTRÓPICA INVARIANTE OU TRIÂNGULO DA TURBULÊNCIA DE LUMLEY	73
FIGURA 3.11	– EXEMPLO DE JATO LIVRE, MOSTRANDO REGIÕES DE MISTURA E ENTRADA DE FLUXO DE UMA ZONA QUIESCENTE PARA O JATO	74

FIGURA 3.12	– VISTA EM PLANTA TÍPICA DE UM JATO LIVRE EMITIDO POR UM BOCAL DE CONTRAÇÃO SUAVE	75
FIGURA 3.13	– VISTA LATERAL DE UM JATO DE PAREDE SUBMERSO	76
FIGURA 3.14	– CONFIGURAÇÃO DO FLUXO PARA UM JATO RETANGULAR 3D	76
FIGURA 3.15	– CONFIGURAÇÃO DO FLUXO PARA DOIS JATOS GÊMEOS PARALELOS	77
FIGURA 3.16	– LINHAS DE CONTORNO DE a) VELOCIDADE E b) INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA A JUSANTE DE JATOS PARALELOS COM VELOCIDADES E R DIFERENTES	78
FIGURA 4.1	– VISTAS DO MODELO CONSTRUIDO NO LACTEC-CEHPAR a) ENTRADA PARA CASA DE FORÇA b) TURBINAS VERTICAIS KAPLAN c) CANAL DE FUGA A JUSANTE DA UHE d) COMPORTA BASCULANTE	79
FIGURA 4.2	– ESQUEMA GERAL EM PLANTA DO MODELO FÍSICO, ESCALA GEOMÉTRICA 1:70	80
FIGURA 4.3	– VISTA EM PLANTA E LATERAL DO MÓDULO GERAL E ESQUEMA HIDRÁULICO DA UHE EM ESTUDO	80
FIGURA 4.4	– MÓDULOS DE CASA DE FORÇA E DESCARREGADORES DE FUNDO (DA ESQUERDA À DIREITA)	81
FIGURA 4.5	– ESQUEMA DE FUNCIONAMENTO DO MODELO FÍSICO PARA A DETERMINAÇÃO DOS NÍVEIS DE ESCOAMENTO A JUSANTE DA CASA DE FORÇA	82

FIGURA 4.6	– ESQUEMA DA POSIÇÃO DOS PONTOS DE MEDIÇÃO DA PRESSÃO HIDROSTÁTICA E PANEL DE PIEZÔMETROS	83
FIGURA 4.7	– MEDIÇÃO DAS VELOCIDADES DE ESCOAMENTO DURANTE OS TESTES NO MODELO FÍSICO	84
FIGURA 4.8	– EXEMPLO DE ESQUEMA DE PONTOS DE MEDIÇÃO DAS VELOCIDADES DE ESCOAMENTO DURANTE OS TESTES NO MODELO FÍSICO, ALTERNATIVA 11	85
FIGURA 4.9	– EXEMPLO DE VELOCIDADES DE ESCOAMENTO MEDIDAS EM UM PONTO DURANTE UM TESTE NO MODELO FÍSICO, $t = 1,0$ min, FREQUENCIA = 25 Hz.	85
FIGURA 5.1	– ESQUEMA DE ESTRUTURAS a) CONVENCIONAL ($Q_w = 0$) E b) HIDROCOMBINADA ($Q_w > 0$).....	86
FIGURA 5.2	– VARIÁVEIS DE CALCULO PARA O COEFICIENTE DE DESCARGA C_d	87
FIGURA 5.3	– CALIBRAÇÃO EXPERIMENTAL DE C_d E h_1 NO MODELO FISICO	87
FIGURA 5.4	– ESQUEMA DO MODELO DE KREI (1920) PARA DESCARREGADORES DE FUNDO LATERAIS EM CONDIÇÃO NÃO AFOGADA	89
FIGURA 5.5	– ESQUEMA DO PROCEDIMENTO CONCEITUAL DO USO DE MODELOS TEÓRICOS PARA A AVALIAÇÃO DO EFEITO EJETOR.....	91
FIGURA 5.6	– DIAGRAMA C_d vs. h_1 , ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA	92
FIGURA 5.7	– DIAGRAMA Δh_{mf} vs. Δh DE SLISSKII (1953) PARA VALORES DO η_c , ESTRUTURA CONVENCIONAL, ALTERNATIVA 01	93

FIGURA 5.8	–	DIAGRAMAS a) ER (%) vs. η_c b) NSE vs. η_c , ESTRUTURA CONVENCIONAL, ALTERNATIVA 01.....	93
FIGURA 5.9	–	DIAGRAMA Δh_{mf}^* vs. Δh , ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA CONVENCIONAL	94
FIGURA 5.10	–	DIAGRAMA $(h_{ej,ef})_{mf}$ vs. $(h_{ej,ef})_{Slisskii}$, ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $z_{cp} = 25,0$ m.....	94
FIGURA 5.11	–	DIAGRAMA $f(h_{ej,ef})$ vs. $(h_{ej,ef})$, ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $NAM = 60,2$ m, $z_{cp} = 25,0$ m, $h_2 = 15,77$ m, $Q_t = 1.994$ m ³ /s, $Q_w = 1.778$ m ³ /s, $Q_{ver} = 1.430$ m ³ /s, $Q_2 = 3.772$ m ³ /s, $V_2 = 1,35$ m/s e $V_t = 1,81$ m/s	96
FIGURA 5.12	–	ESQUEMA DO MODELO DE KREI (1920) MODIFICADO (VARIANTE 01); DESCARREGADORES DE FUNDO EM CONDIÇÃO AFOGADA	97
FIGURA 5.13	–	ESQUEMA DO MODELO DE KREI (1920) MODIFICADO (VARIANTE 02); DESCARREGADORES DE FUNDO EM CONDIÇÃO AFOGADA	98
FIGURA 5.14	–	VISTA EM PLANTA DO ESQUEMA DO MODELO DE KREI (1920) MODIFICADO (VARIANTE 02), DESCARREGADORES DE FUNDO EM CONDIÇÃO AFOGADA	98
FIGURA 5.15	–	DIAGRAMA $f(h_t)$ vs. (h_t) , ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $NAM =$ $60,0$ m, $z_{cp} = 25,0$ m, $h_2 = 11,36$ m, $e = 0$, $d = 16,20$ m, $Q_t = 1.961$ m ³ /s, $Q_w = 510.7$ m ³ /s, $Q_{ver} = 0$ m ³ /s, $Q_2 = 2.471,7$ m ³ /s, $V_2 = 1,24$ m/s e $V_t = 1,78$ m/s	99

FIGURA 5.16	–	DIAGRAMA φ_c vs. Q_t/Q_{Tot} (VARIANTE 03), ALTERNATIVA 01, DESCARREGADORES DE FUNDO EM CONDIÇÃO AFOGADA.....	101
FIGURA 5.17	–	DIAGRAMA $(h_{ej,ef}/h_2)_{mf}$ vs. $(h_{ej,ef}/h_2)_{mt}$ PARA OS DIFERENTES MODELOS E VARIANTES CONSIDERADAS, ALTERNATIVA 01, SUBÍNDICE mf = MODELO FÍSICO; mt = MODELO TEÓRICO	101
FIGURA 5.18	–	DIAGRAMA $\Delta h/h_2$ vs. $h_{ej,ef}/h_2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE Q_t/Q_w , ALTERNATIVA 01, $Q_t=1.950 \text{ m}^3/\text{s}$	102
FIGURA 5.19	–	CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE Q_t/Q_w , ALTERNATIVA 01, $Q_t=1.950 \text{ m}^3/\text{s}$	102
FIGURA 5.20	–	VISTA LATERAL DO VÓRTICE SUBMERSO ACIMA DA RAMPA INCLINADA E REGIÕES DO ESCOAMENTO A JUSANTE DA CASA DE FORÇA, ALTERNATIVA 01	104
FIGURA 5.21	–	VISTAS LATERAIS DAS ALTERNATIVAS ESTUDADAS MOSTRANDO AS VARIACIONES EM RELAÇÃO À ALTERNATIVA 01	105
FIGURA 5.22	–	OSCILAÇÕES DE NIVEL E VÓRTICE A JUSANTE DOS DESCARREGADORES DE FUNDO, ALTERNATIVA 05	106
FIGURA 5.23	–	DIAGRAMA Δh_{mf} vs. $(h_{ej,tot})_{mf}$ PARA A ALTERNATIVA 03, ESTRUTURA CONVENCIONAL, DADOS DAS ALTERNATIVAS 01 E 02	108
FIGURA 5.24	–	DIAGRAMA Δh_{mf} vs. $(h_{ej,tot})_{mf}$ PARA A ALTERNATIVA 05, ESTRUTURA.....	108

	CONVENCIONAL, DADOS DAS ALTERNATIVAS 01, 02 E 04	
FIGURA 5.25	– ESQUEMA LONGITUDINAL DAS VARIÁVEIS CONSIDERADAS E DISTRIBUIÇÃO DAS PRESSÕES PARA A ALTERNATIVA 02.....	109
FIGURA 5.26	– ESQUEMA EM PLANTA DAS VARIÁVEIS CONSIDERADAS E DISTRIBUIÇÃO DAS PRESSÕES PARA A ALTERNATIVA 02.....	109
FIGURA 5.27	– DIAGRAMA a) ER vs, η_c E b) NSE vs η_c PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, ESTRUTURA CONVENCIONAL.....	111
FIGURA 5.28	– DIAGRAMA φ_c vs. Q_t/Q_{Tot} PARA TODAS AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, DESCARREGADORES DE FUNDO EM CONDIÇÃO AFOGADA.....	112
FIGURA 5.29	– VÓRTICE HIDRÁULICO SUBMERSO E RECIRCULAÇÃO VERTICAL DO ESCOAMENTO, ALTERNATIVA 03.....	113
FIGURA 5.30	– VISTA FRONTAL DA UHE E RECIRCULAÇÃO HORIZONTAL DO ESCOAMENTO, ALTERNATIVA 08.....	113
FIGURA 5.31	– VISTA FRONTAL DA UHE E RECIRCULAÇÃO HORIZONTAL DO ESCOAMENTO, ALTERNATIVA 09.....	114
FIGURA 5.32	– VISTA FRONTAL DA UHE E PADRÕES DE ESCOAMENTO DE RETORNO À UHE, ALTERNATIVA 11.....	114
FIGURA 5.33	– DIAGRAMA $\Delta h/h_2$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE Q_t/Q_w , ALTERNATIVAS a) 02 b) 03 c) 04 d) 05 e) 06, f) 07 g) 08 h) 09, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$	115

FIGURA 5.34	–	DIAGRAMA $\Delta h/h_2$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE Q_t/Q_w , ALTERNATIVAS a) 10 b) 11, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$	116
FIGURA 5.35	–	CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE $Q^* = Q_t/Q_w$, ALTERNATIVAS a) 02 b) 03 c) 04 d) 05, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$	116
FIGURA 5.36	–	CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE $Q^* = Q_t/Q_w$, ALTERNATIVAS a) 06 b) 07 c) 08 d) 09 e) 10 f) 11, $Q_t = 1.950$	117
FIGURA 5.37	–	CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICA MÁXIMA $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^*_{\max} = (h_{ej,ef}/h_2)_{\max} \times 10^2$, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$	119
FIGURA 5.38	–	JATO DE SAÍDA DOS DESCARREGADORES ALTEADOS E DUAS REGIÕES DE VÓRTICES, ALTERNATIVA 09	119
FIGURA 5.39	–	CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ PARA $Q^* = Q_t/Q_w = 1,08$, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$	120
FIGURA 5.40	–	CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ E $Z^* = f(h^*_{\max})$, ALTERNATIVAS 01, 09 E 11, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$. z_w É A COTA DO NÍVEL INFERIOR DAS SAÍDAS DOS DESCARREGADORES DE FUNDO	121
FIGURA 6.1	–	EXEMPLO DE LOCALIZAÇÃO DE PONTOS DE MEDIÇÃO DE VELOCIDADES DE ESCOAMENTO, ALTERNATIVA 10	124
FIGURA 6.2	–	ESQUEMA DO PROCEDIMENTO PARA A OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS DE	125

TURBULÊNCIA DO ESCOAMENTO A
JUSANTE DA UHE

FIGURA 6.3	– MAPA DA VARIAÇÃO ESPACIAL NO PROTÓTIPO DE $\varepsilon, I_t, k_t, \eta(z)$ e $\lambda(z)$, ALTERNATIVA 10, TESTE TH7, VISTA EM PLANTA ACIMA DA RAMPA INCLINADA, DADOS DE UM PLANO PARALELO À RAMPA A UMA DISTÂNCIA DE 6,70 m	126
FIGURA 6.4	– MAPA DA VARIAÇÃO ESPACIAL NO PROTÓTIPO DE $\varepsilon, I_t, k_t, \eta(z)$ e $\lambda(z)$, ALTERNATIVA 10, TESTE TH7, CORTE LONGITUDINAL D – D (FIGURA 6.1), SAÍDA DO DESCARREGADOR DE FUNDO	127
FIGURA 6.5	– MAPA DA VARIAÇÃO ESPACIAL NO PROTÓTIPO DE $\varepsilon, I_t, k_t, \eta(z)$ e $\lambda(z)$, ALTERNATIVA 10, TESTE TH7, CORTE LONGITUDINAL C – C (FIGURA 6.1), SAÍDA DO TUBO DE SUCCÃO	128
FIGURA 6.6	– MAPA DA VARIAÇÃO ESPACIAL NO PROTÓTIPO DE $\varepsilon, I_t, k_t, \eta(z)$ e $\lambda(z)$, ALTERNATIVA 10, TESTE TH7, VISTA FRONTAL A MONTANTE, PLANO xz NA ORIGEM O (FIGURA 6.1).....	129
FIGURA 6.7	– DESCARREGADORES E TUBOS DE SUCCÃO SELECIONADOS PARA A ANÁLISE, ALTERNATIVA 11	131
FIGURA 6.8	– VARIÁVEIS HIDRODINÂMICAS E PARÂMETROS DE TURBULÊNCIA EM FUNÇÃO DA EJEÇÃO EFETIVA	134
FIGURA 6.9	– DIAGRAMA h_{mf}^* vs. h_{mr}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, MODELO 01	136
FIGURA 6.10	– DIAGRAMA h_{mf}^* vs. h_{mr}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, MODELO 02.....	138

FIGURA 6.11	–	DIAGRAMA h_{mf}^* vs. h_{mr}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, MODELO 03	138
FIGURA 6.12	–	DIAGRAMA h_{mf}^* vs. h_{mr}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, VALIDAÇÃO DOS a) MODELO 02 E b) MODELO 03	140
FIGURA 6.13	–	DIAGRAMA h_{mr}^* vs. h_{mi}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, MODELO 03: a) ALTERNATIVA 01, b) ALTERNATIVA 09, E, c) ALTERNATIVA 10.....	141
FIGURA 6.14	–	INVARIANTES $-I_2$ E I_3 NO TRIANGULO DE LUMLEY PARA PONTOS DE MEDIÇÃO DE VELOCIDADES, ALTERNATIVAS 01, 04, 06, 07, 08, 09 E 10, $L_i/L_T = 0$ (ORIGEM O, FIGURAS 6.1 E 6.8).....	143
FIGURA 7.1	–	SEÇÃO TRANSVERSAL DE UMA TURBINA KÁPLAN	145
FIGURA 7.2	–	CURVAS DE COLINA EM 3D a) DA POTÊNCIA P B) DO RENDIMENTO e_f E C) CURVA DE COLINA DA POTÊNCIA P EM 2D REPRESENTANDO AS CONDIÇÕES DE LIMITE OPERACIONAL DAS TURBINAS	147
FIGURA 7.3	–	GRÁFICOS DE h^+ vs. Q^* EM FUNÇÃO DO a) INCREMENTO DE POTÊNCIA P^* E b) DO INCREMENTO DO RENDIMENTO e_f^*	148

LISTA DE TABELAS

TABELA 2.1	– ALGUNS MODELOS TEÓRICOS PARA Δh E SUAS VARIÁVEIS ENVOLVIDAS. VARIÁVEIS SEMELHANTES NÃO SÃO REPETIDAS.....	48
TABELA 4.1	– ESCALAS CONSIDERADAS NO MODELO FÍSICO.....	82
TABELA 4.2	– CARACTERÍSTICAS DO VELOCÍMETRO NORTEK VECTRINO 3D	84
TABELA 5.1	– VALORES OBTIDOS DE ER (%) E NSE DA CALIBRAÇÃO DO COEFICIENTE DE CORREÇÃO η_c DE SLISSKII (1953) PARA O GANHO TEÓRICO DE CARGA Δh DAS TURBINAS, ALTERNATIVA 01	92
TABELA 5.2	– VALORES OBSERVADOS E ESTIMADOS DE $(h_{ej,ef}/h_2) \times 10^2$ PARA OS DIFERENTES MODELOS E VARIANTES CONSIDERADAS, ALTERNATIVA 01, SUBINDICE $mf =$ MODELO FÍSICO; $mt =$ MODELO TEÓRICO	100
TABELA 5.3	– VALORES DO NOVO φ_c E $Y = \varphi_c(h_{ej,ef}/h_2)_{mt} \times 10^2$, VARIANTE 03, ALTERNATIVA 01, ER médio = 2,3 %, $NSE = 0,992$	100
TABELA 5.4	– VALORES DE h^*_{max} , Z^* E Q^* , ALTERNATIVA 01	103
TABELA 5.5	– NÚMERO DE TESTES E SIMULAÇÕES PARA CADA ALTERNATIVA	110
TABELA 5.6	– VALORES MÁXIMOS E MÍNIMOS DE Q_t , Q_w e z_2 DOS TESTES NO MODELO FÍSICO, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $z_0 = 60,0$ m	110
TABELA 5.7	– VALORES CALIBRADOS DE η_c E VALORES RESULTANTES DE ER MÉDIO E NSE PARA	111

AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS,
ESTRUTURA CONVENCIONAL

TABELA 5.8	– FUNÇÕES $Z^* = f(h_{\max}^*)$ PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, $Q_t = 1.950$ m ³ /s	118
TABELA 5.9	– FUNÇÕES $Q^* = f(h_{\max}^*)$ PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, $Q_t = 1.950$ m ³ /s	118
TABELA 5.10	– RESUMO DE ASPECTOS FAVORÁVEIS E DESFAVORÁVEIS DA IMPLEMENTAÇÃO DAS ALTERNATIVAS 01 A 11	122
TABELA 6.1	– ALTERNATIVAS SELECIONADAS PARA A ANÁLISE DE PARÂMETROS DE TURBULÊNCIA, NÚMERO DE TESTES E REGISTROS DE VELOCIDADE.....	125
TABELA 6.2	– VARIÁVEIS HIDRODINÂMICAS E DE TURBULÊNCIA CONSIDERADAS PARA A ANÁLISE DA EJEÇÃO EFETIVA, PARTE 01.....	132
TABELA 6.3	– VARIÁVEIS HIDRODINÂMICAS E DE TURBULÊNCIA CONSIDERADAS PARA A ANÁLISE DA EJEÇÃO EFETIVA, PARTE 02	135
TABELA 6.4	– MATRIZ DE CORRELAÇÃO MÚLTIPLA PARA AS VARIÁVEIS E PARÂMETROS ENVOLVIDOS	135
TABELA 6.5	– VALORES DOS COEFICIENTES a_i DA REGRESSÃO MÚLTIPLA, ALTERNATIVAS ANALISADAS, MODELO 01, R_D^2 ajustado = 0,8268, EQUAÇÃO (6.2)	136
TABELA 6.6	– VALORES DOS COEFICIENTES a_i DA REGRESSÃO MÚLTIPLA, ALTERNATIVAS ANALISADAS, MODELO 02, R_D^2 ajustado = 0,8211, EQUAÇÃO (6.3)	137

TABELA 6.7	– VALORES DOS COEFICIENTES a_i DA REGRESSÃO MÚLTIPLA, ALTERNATIVAS ANALIZADAS, R_D^2 ajustado = 0,8706, MODELO 03.....	138
TABELA 6.8	– VARIÁVEIS HIDRODINÂMICAS CONSIDERADAS PARA A VALIDAÇÃO DOS MODELO EMPÍRICOS DE REGRESSÃO 02 E 03.....	139
TABELA 6.9	– VALORES MÉDIOS DE ER E VALORES DE NSE PARA AS ALTERNATIVAS CONSIDERADAS.....	140
TABELA 6.10	– EXEMPLOS DE TENSORES DA ANISOTROPIA DE REYNOLDS b_{ij} E INVARIANTES $-I_2$ E I_3 PARA PONTOS DE MEDIÇÃO DE VELOCIDADES, ALTERNATIVA 01, TESTE TH7	142

LISTA DE ABREVIATURAS

2D	–	Escoamento ou formulação bidimensional
3D	–	Escoamento ou formulação tridimensional
ADV	–	<i>Accoustic Doppler Velocimeter</i> , ou Velocímetro Acústico Doppler
CFD	–	<i>Computational Fluid Dynamics</i> , ou Mecânica dos Fluidos Computacional
DC	–	<i>Direct Current</i> , ou Corrente Direta
ECT	–	Energia Cinética Turbulenta
ER	–	Erro Relativo médio
FLUENT	–	Programa computacional de simulação de fluidos
H	–	Horizontal
KHSP	–	<i>Kinetic Hydropower System</i> , ou Sistema Hidrelétrico Cinético
kW	–	quilowatts
LACTEC-CEHPAR	–	Instituto de Tecnologia para o Desenvolvimento
MW	–	Megawatts
NAM	–	Nível normal de operação do reservatório A Montante
NIF	–	<i>Near-to-Intermediate Field</i>
NORTEK	–	Empresa que produz instrumentos científicos que aplicam o princípio Doppler à acústica subaquática.
NSE	–	Coefficiente de Nash e Sutcliffe
PIV	–	<i>Particle Image Velocimetry</i> , ou Velocimetria por Imagem de Partículas
PST	–	<i>Phase Space Threshold Despiking Method</i>
RPI	–	Região Próxima - Intermediária
TH#	–	Nomenclatura utilizada para identificar os testes hidrocombinados e o número de teste # realizados no modelo físico em cada Alternativa estudada
TWh		Terawatts-hora
TRF	–	Transformada Rápida de Fourier
UEK	–	<i>Underwater Electric Kite</i> , ou Dispositivo Elétrico Subaquático
UHE	–	Usina Hidrelétrica
URSS	–	União das Repúblicas Socialistas Soviéticas

- U.S – *United States*, ou Estados Unidos
- V – Vertical
- VERBUND – Empresa fornecedora de energia hidrelétrica na Áustria
- WinADV – Programa computacional que fornece um ambiente integrado para visualização, revisão e processamento de dados coletados usando os velocímetros Doppler acústicos SonTek e Nortek (*ADV*s)
- WolframAlpha – Plataforma computacional ou toolkit que abrange álgebra computacional, computação simbólica e numérica, visualização e recursos de estatística

LISTA DE SÍMBOLOS

Alfabeto convencional

A_t	– Área total da seção transversal dos tubos de sucção da turbina (m ²)
A_w	– Área total de saída dos descarregadores de fundo (m ²)
a	– Distância do nível de referência até o final da soleira do vertedouro (m)
B	– Largura total do canal na seção II-II (m)
B_{pl}	– Largura dos pilares laterais (m)
b	– Largura total dos descarregadores submersos (m)
b_{ij}	– Tensor de anisotropia de Reynolds (-)
b_t	– Largura total dos tubos de sucção (m)
C_d	– Coeficiente de descarga dos descarregadores laterais (-)
C_E	– Coeficiente de eficiência de Nash & Sutcliffe (-)
C_K	– Constante com valores reportados de 0.5 ± 0.05 (-)
C_p	– Coeficiente de queda de pressão (s ² /m ⁵)
C_s, C_b	– Coeficientes de velocidades (superficial e de fundo) na saída da UHE (m/s)
C_v	– Coeficiente de velocidade (-)
D	– Diâmetro do bocal emissor (m)
d	– Altura da rampa inclinada (m)
ER	– Erro relativo médio (%)
$E(k_t)$	– Espectro da energia cinética turbulenta (m ³ /s ²)
e	– Altura do degrau nas Alternativas 06 e 07 (m)
e_f	– Eficiência da turbina (%)
e_f^*	– Incremento da eficiência relativa da turbina (%)
F_o	– Número de Froude nas saídas das comportas dos condutos laterais (-)
F_r	– Número de Froude na seção II-II (-)
F_{uu}, F_{vv}, F_{ww}	– Espectro para as flutuações u' , v' , w' em função da frequência f (m ² /s)
g	– Aceleração da gravidade (m/s ²)
H	– Carga total (m)

H_e	– Diferença entre as linhas de energia entre as seções O-O e II-II (m)
H_{sn}	– Carga neta disponível para as turbinas (m)
H_{st}	– Carga existente entre os níveis da água a montante da UHE e a jusante da estrutura na secção II-II (m)
H_o	– Profundidade da água no reservatório a montante da UHE (m)
h_o	– Carga piezométrica medida abaixo da lâmina de água, medida desde o final da soleira do vertedouro (m)
h_1	– Altura da lâmina de água vertida, medida desde o final da soleira do vertedouro ou a altura de abertura das comportas dos descarregadores laterais (m)
h_2	– Altura do escoamento na secção II-II (m)
h_2^*	– Submersão relativa do ponto z em relação ao nível do escoamento z_2 a jusante da UHE em função a h_1 (-)
h_{cr}	– Profundidade crítica medida a partir do nível da água instalado para h_o (m)
h_{ej}	– Expressão geral para ejeção (total ou efetiva) (m)
$h_{ej,ef}$	– Ejeção efetiva (m)
$h_{ej,tot}$	– Ejeção total (m)
h_{in}	– Perda de carga na entrada do circuito hidráulico de geração da turbina (m)
h_t	– Carga piezométrica na saída da UHE em condição afogada (m)
h^*	– Parâmetro adimensional de ejeção h_2 (-)
h^+	– Parâmetro adimensional de ejeção efetiva, incluindo a carga nata H_{sn} (-)
$-I_2$ e I_3	– Coordenadas invariantes de anisotropia do tensor b_{ij} (-)
I_t	– Intensidade de turbulência (%)
I_t^*	– Parâmetro adimensional de intensidades de turbulência (-)
K_w	– Número de onda (m^{-1})
k_t	– Energia cinética turbulenta (m^2/s^2)
L	– Escala geométrica do escoamento (m)

L_i	– Distância horizontal da origem da rampa ao plano vertical, incluindo os pontos de medição da velocidade (m)
L_T	– Distância horizontal da origem da rampa O até o último plano vertical de medição de velocidades (m)
ℓ	– Qualquer escala de comprimento do gráfico do espectro de energia cinética (m)
ℓ_o	– Escala de comprimento comparável com a escala L (m)
ℓ_{EI}	– Limite superior da escala de comprimento na sub-faixa inercial (m)
ℓ_{DI}	– Limite inferior da escala de comprimento na sub-faixa inercial (m)
M_L	– Momento linear (kg m/s)
P	– Potência da turbina (MW)
P^*	– Incremento da potência relativa da turbina (%)
p	– Pressão instantânea (Pa)
p'	– Flutuação da pressão instantânea p em relação à pressão média (Pa)
Q_2	– Vazão total no canal a jusante da UHE (m ³ /s)
Q_w	– Vazão total nos descarregadores de fundo (m ³ /s)
Q_K	– Vazão em cada turbina Kaplan (= $Q_t/3$) (m ³ /s)
Q_{ver}	– Vazão pelo vertedouro extravasor da UHE (m ³ /s)
Q_{Tot}	– Vazão total no sistema (m ³ /s)
Q_t	– Vazão total turbinada (m ³ /s)
Q^*	– Parâmetro da taxa de descarga (-)
q_b	– Vazão por unidade de largura através dos descarregadores de fundo (m ² /s)
q_w	– Vazão unitária pela estrutura ejetora (vertedouro ou descarregador de fundo) na secção I-I (m ² /s)
R	– Taxa das proporções dos descarregadores laterais (-)
R_D^2	– Coeficiente de determinação (-)
r	– Coeficiente de correlação parcial (-)
S_{uu}, S_{vv}, S_{ww}	– funções de densidade espectral para as flutuações u' , v' e w' em função de K_w (m ³ /s ²)

U^*	– Parâmetro adimensional das velocidades médias em direção do escoamento (-)
T'	– Diferença entre o nível de água no reservatório e elevação do final da soleira do vertedouro (m)
T'_o	– Diferença entre a linha de energia total do escoamento no reservatório e a elevação do final da soleira do vertedouro (m)
T_E	– Taxa de transferência da energia (m^2/s^3)
U_o	– Escala da velocidade na faixa da energia cinética turbulenta (m/s)
U_t	– Velocidade média do escoamento na saída do tubo de sucção na direção do canal principal x (m/s)
U_w	– Velocidade média do escoamento na saída dos descarregadores laterais, para uma abertura de altura h_1 nas comportas de descarga inferiores (m/s)
u, v, w	– Velocidades de escoamento instantâneas a jusante (x), lateral (y) e transversal (z) respectivamente (m/s)
u', v', w'	– Flutuações da velocidade instantânea, em relação à velocidade média na direção do fluxo a jusante, lateral e transversal respectivamente (m/s)
V_{in}	– Velocidade média do escoamento entrando no circuito hidráulico da turbina (m/s)
V_s, V_b	– Velocidade superficial e velocidade de fundo na saída da UHE respectivamente (m/s)
V_t	– Velocidade média do escoamento nas saídas dos tubos de sucção (m/s)
V_w	– Velocidade média do escoamento nas comportas das saídas dos descarregadores de fundo (m/s)
V_o	– Velocidade média do escoamento a montante do reservatório (m/s)
V_1	– Velocidade média do escoamento no canal na seção I-I (m)
V_2	– Velocidade média do escoamento no canal na seção II-II (m)
W_1, W_2, W_3, W_4	– Áreas de diagramas de pressão (Pa/m)
Z^*	– Parâmetro de submersão (-)

z	– Nível do ponto z da medição de velocidade (m)
z_{cp}	– Nível do solo no canal principal (m)
z_d	– Nível de referência (= 0.0 m)
z_{nt}	– Elevação do nível do terreno do canal na saída da UHE (m)
z_{sfv}	– Cota (elevação) do final da soleira do vertedouro (m)
z_w	– Elevação da extremidade inferior dos descarregadores na saída da UHE (m)
z_t	– Nível de água junto a saída do tubo de sucção (secção I-I) em condição afogada (m)
z_o	– Nível normal do reservatório a montante da UHE (NAM) (m)
z_1	– Nível piezométrico medido na parte inferior da saída do tubo de sucção (m)
z_2	– Nível de água (escoamento) na seção II-II (m)
z_2^*	– diferença entre z_2 e z (= $z_2 - z$)

Alfabeto grego

α^*	– Constante (= 1,5) para C_K
α, θ	– Ângulos entre os vetores das velocidades médias V_1 e V_t e a horizontal (°)
$\beta_1, \beta_2, \beta_3$	– Coeficientes de velocidade de Boussinesq (-)
ΔH	– Efeito da ejeção sobre a carga hidráulica (m)
ΔH_t	– Perdas de carga na turbina (m)
ΔH_{sn}	– Carga neta ou líquida da turbina (m)
Δh	– Ganho de carga da turbina (m)
Δh_{mf}^*	– Ganho de carga da turbina corrigido no modelo físico (m)
ΔP	– Incremento da potência P (MW)
Δt	– Intervalo de tempo (s)
γ	– Peso específico de água (N/m^3)
φ_c	– Fator de correção (-)
δ_{ij}	– Delta de Kronecker (-)
ε	– Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (m^2/s^3)
ε^*	– Parâmetro adimensional de taxas de dissipação das energias cinéticas turbulentas (-)

$\eta(z)$	– Microescala de comprimento de Kolmogorov (m)
η^*	– Parâmetro adimensional para as microescalas de comprimento de Kolmogorov (-)
η_c	– Coeficiente de correção de Δh de Slisskii (1953) (-)
η_e	– Coeficiente do efeito ejetor (-)
$\lambda(z)$	– Microescala de Taylor (m)
λ^*	– Parâmetro adimensional para as microescalas de comprimento de Taylor (-)
ν	– Viscosidade cinemática da água (m ² /s)
ρ	– Massa específica de água (kg/m ³)
$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$	– Tensões de cisalhamento de Reynolds nas direções do escoamento, lateral e transversal (Pa)

Símbolos matemáticos

$\bar{\phi}$	– Valor médio da variável ϕ (temporal)
$f(\phi)$	– Função da variável ϕ
$ \phi $	– Valor absoluto da variável ϕ
l_ϕ	– Número de escala da variável ϕ (na modelagem física)
$\Sigma\phi$	– Somatória da variável ϕ

Subíndices

<i>calc</i>	– Indica “calculado”
<i>ej</i>	– Indica “Ejeção” (total ou efetiva)
<i>ej,ef</i>	– Indica “ejeção efetiva”
<i>ej,tot</i>	– Indica “ejeção total”
<i>i,j</i>	– Indica em notação indicial $i = j = 1, 2$ e 3
<i>(i)</i>	– Indica “iteração i ”
<i>(i + 1)</i>	– Indica “iteração $i + 1$ ”
<i>max</i>	– Indica “máximo”
<i>mf</i>	– Indica “modelo físico”
<i>mr</i>	– Indica “modelo de regressão”

- mt* – Indica “modelo teórico”
- mp* – Indica a posição do “ponto de fusão” de jatos turbulentos.
- obs* – Indica “observado”
- s* – Subíndice para $s = 1$ ou 2 (para a primeira ou a segunda etapa de cálculo)
- Slisskii* – Indica o método aplicado para a avaliação de $h_{ej,eff}/h_2$
- t* – Indica “turbina”
- w* – Indica “vertedouro” ou “descarregador de fundo”

SUMARIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	33
1.1 PROBLEMAS IDENTIFICADOS	36
1.2 HIPÓTESE E OBJETIVO DO ESTUDO	36
1.3 JUSTIFICATIVA	37
1.4 ESTRUTURA DA TESE	38
CAPÍTULO 2 – FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	39
2.1 EFEITO EJETOR OU EJEÇÃO	39
2.2 ALGUNS ESQUEMAS HIDRÁULICOS DE USINAS HIDRELÉTRICAS (UHE) COM EFEITO EJETOR	41
2.3 PADRÕES DE FLUXO A JUSANTE DA CASA DE FORÇA	42
2.4 CONCEITOS BÁSICOS SOBRE EFEITO EJETOR	44
2.5 EFEITO EJETOR DEVIDO A VERTEDOUROS DE DESCARGA	47
2.6 EFEITO EJETOR POR CONDUTOS DESCARREGADORES DE FUNDO	52
2.6.1 Relação entre a carga piezométrica nas saídas dos descarregadores afogados e profundidade de escoamento no canal de fuga.....	55
CAPÍTULO 3 – REVISÃO DE LITERATURA	57
3.1 ANTECEDENTES	57
3.2 USINAS DE BAIXA QUEDA	60
3.3 MÉTODO SIMPLIFICADO DE ANÁLISE	61
3.4 REGIMES DE FLUXO INSTÁVEIS A JUSANTE DA CASA DE FORÇA	63
3.5 CONCEITOS DE TURBULÊNCIA	65
3.5.1 Escalas da turbulência	66
3.5.2 Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta ε	68
3.5.3 Anisotropia das tensões de cisalhamento de Reynolds.....	70
3.5.4 Jatos simples e múltiplos.....	73
CAPÍTULO 4 – MATERIAIS E MÉTODOS	79
4.1 IMPLEMENTAÇÃO DE MODELO FÍSICO DE UMA USINA HIDROELÉTRICA PILOTO	79
4.2 INSTRUMENTAÇÃO DO MODELO FÍSICO	83

CAPÍTULO 5 – RESULTADOS E DESENVOLVIMENTO DE MODELOS TEÓRICOS	86
5.1 APLICAÇÃO DOS MODELOS DE SLISSKII (1953) E KREI (1920) PARA O PROJETO ORIGINAL DA UHE – ALTERNATIVA 01.....	90
5.2 DESCRIÇÃO QUALITATIVA DO ESCOAMENTO – ALTERNATIVA 01.....	103
5.3 IMPLEMENTAÇÃO DE OUTRAS ALTERNATIVAS PARA OS DESCARREGADORES DE FUNDO	104
CAPÍTULO 6 – ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DA TURBULÊNCIA NA EJEÇÃO EFETIVA	123
6.1 QUANTIFICAÇÃO DAS VARIÁVEIS TURBULENTAS	123
6.2 MODELOS EMPÍRICOS OBTIDOS PARA A EJEÇÃO EFETIVA	130
6.3 VALIDAÇÃO DOS MODELOS EMPÍRICOS OBTIDOS	139
6.4 ANÁLISE DA ANISOTROPIA DAS TENSÕES DE REYNOLDS.....	141
CAPÍTULO 7 – POTÊNCIA E RENDIMENTO DA TURBINA RELACIONADAS À EJEÇÃO EFETIVA.....	145
7.1 POTÊNCIA P E RENDIMENTO e_f EM FUNÇÃO DA EJEÇÃO EFETIVA	145
CAPÍTULO 8 – CONCLUSÕES.....	149
REFERÊNCIAS.....	151
APÊNDICE 1 – COEFICIENTES DE DESCARGA C_d CALIBRADOS	162
APÊNDICE 2 – MODELOS TEÓRICOS PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS NO MODELO FÍSICO	164

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

O setor energético encontra-se em uma fase de transição no que se refere ao uso de tecnologias novas e readequação de outras anteriormente aplicadas, para a geração de energia renovável, segura, limpa, sustentável e amigável com o meio ambiente, na busca de substituir, entre outros, os combustíveis fósseis.

As usinas hidrelétricas (UHE) produzem mais energia do que as fontes combinadas provenientes das energias solar, eólica e geotérmica (BRITISH PETROLEUM, 2013). Em 2012, o GLOBAL STATUS REPORT (2013) indica que a energia gerada pelas UHEs representou um 16,5 % da produção mundial de eletricidade.

Assim, por exemplo, nos Estados Unidos, as usinas hidrelétricas convencionais são responsáveis do 50% da energia renovável gerada (US. ENERGY INFORMATION ADMINISTRATION, 2015) e cerca do 59% da energia renovável em Europa (MENNEL *et al.*, 2015).

A AGÊNCIA NACIONAL DE ENERGIA ELÉTRICA (2008) mostra que em 2007, na oferta interna de energia elétrica de 482,6 TWh (terawatts-hora), a energia de fonte hidráulica produzida no país representou 85,6%, constituindo-se, de longe, na maior produtora de eletricidade do país.

Adicionalmente, QUEIROZ *et al.* (2013) indicam que o Brasil é o país que possui a maior disponibilidade hídrica mundial, com um valor de 182.170 m³/s de produção hídrica em todo o território nacional, o que equivale a 5.744 km³ anuais, onde a geração hidrelétrica garante a produção de aproximadamente 91% da eletricidade consumida no país.

Nessa ótica, tem-se o foco marcante na geração de energia proveniente de pequenas usinas hidrelétricas, onde um aspecto fundamental é a maximização da potência hidráulica disponível nestas (SCHIFFER *et al.*, 2015; BUTERA *et al.*, 2020).

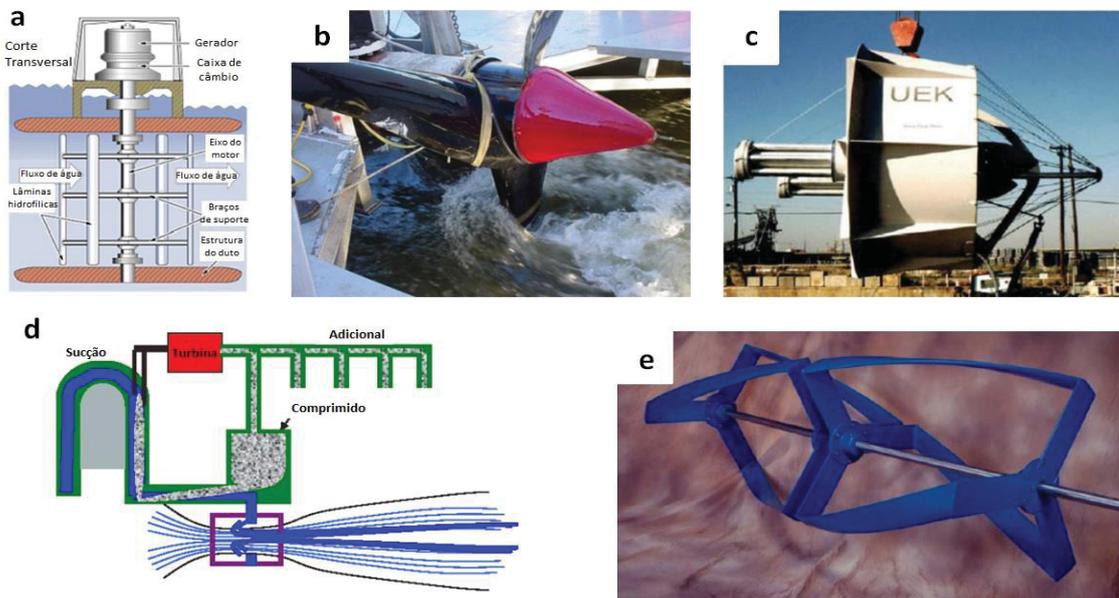
Uma visão atualmente aceita indica que a exploração de pequenas usinas hidrelétricas; desde 100 a 1.000 kW com diferenças de carga hidráulica muito pequenas (tal como 0,80 m), constitui-se no futuro de um aproveitamento hidráulico atrativo desde o ponto de vista econômico e ecológico. No entanto, existem ainda problemas, entre eles, a ineficiência de pequenas usinas com turbinas e efeitos ecológicos negativos (WIEMANN; MÜLLER; SENIOR. 2007).

Nesse sentido, o aproveitamento de usinas de baixa queda tem atraído recentemente o interesse de inventores e pesquisadores. DENICULI *et al.* (1983) estudaram uma alternativa de

geração de energia utilizando turbinas associadas a bocais injetores ampliadores de queda através de uma bancada experimental simulando uma UHE de baixa queda.

WIEMANN, MÜLLER e SENIOR (2007) apresentam em seu trabalho uma série de novas tecnologias geradas para micro usinas hidrelétricas de baixa queda, entre eles a Turbina Gorlov, o Hidro-Venturi, a Turbina Davis, a Turbina KHSP e a Turbina UEK (ver Figura 1.1), onde os autores indicam que as mesmas sofrem de baixas eficiências e altos custos de investimento.

FIGURA 1.1 – NOVAS TECNOLOGIAS PARA USINAS HIDRELÉTRICAS a) TURBINA DAVIS b) TURBINA KHSP c) TURBINA UEK d) HIDRO-VENTURI e) TURBINA GORLOV



FONTE: Adaptado de WIEMANN, MÜLLER e SENIOR (2007)

Por outro lado, autores como ELLER (1982), BELLAMY (1995), FRENCH e WIDDEN (2001), STARK *et al.* (2011), MARDIANI-EUERS (2013), ALIDAI e POTHOF (2015) estudaram as chamadas turbinas de sifão como uma solução ecológica para locais de baixa queda, onde a energia é produzida pela admissão de ar em um sifão (ver Figura 1.2).

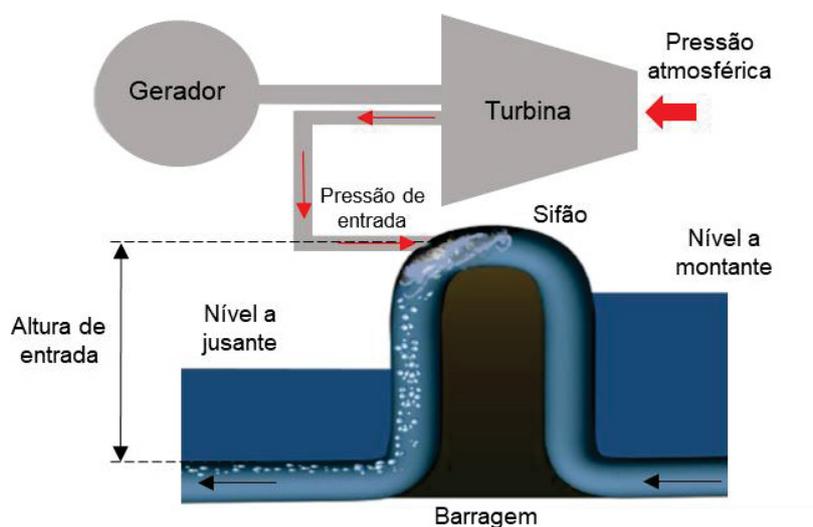
Uma turbina de sifão transporta água de um reservatório superior para um reservatório inferior através do uso de uma estrutura de sifão que passa por cima da barragem (MARTINEZ *et al.*, 2019).

Em comparação às outras tecnologias apresentadas em WIEMANN, MÜLLER e SENIOR (2007), a turbina de sifão tem muitas vantagens como serem uma maior facilidade de manutenção é uma tecnologia livre de falhas, além de possuir benefícios ambientais, como a aeração da água.

No entanto, alguns estudos relatam baixos rendimentos da turbina alcançados em provas experimentais (MARTINEZ *et al.*, 2019), além de uma dificuldade em atingir o rendimento predito teoricamente (BELLAMY, 1995).

SCHIFFER *et al.* (2015) indicam que uma possibilidade de maximização da potência hidráulica produzida consistiria na utilização técnica do chamado efeito ejetor ou ejeção h_{ej} , o qual poderia ser aplicado de maneira razoável para usinas hidrelétricas de baixa queda. Os autores mencionam que o incremento de potência pode atingir valores de até 25% em comparação a uma usina convencional e que, apesar do efeito ejetor ser somente aproveitado durante escoamentos de enchente, a produção anual de energia pode ser significativamente incrementada.

FIGURA 1.2 – ESQUEMA DE UMA TURBINA DE SIFÃO



FONTE: Adaptado de ALIDAI e POTHOF (2015)

Portanto, com a finalidade de explorar a geração adicional de energia elétrica durante enchentes em rios Amazônicos do país, foi implementado o Projeto de Pesquisa e Desenvolvimento PD-6559-0001/2017 denominado “PROJETO HL – 189 - Estudo Sobre a Utilização do Efeito Ejetor de Descarregadores de Vazões Excedentes para Indução de Geração Adicional de Energia Através da Redução do Nível de Água no Canal de Fuga da Usina – Análise técnica para escolha de projeto hidroelétrico para execução do projeto piloto do trabalho de pesquisa”, o qual foi desenvolvido experimentalmente no Instituto de Tecnologia para o Desenvolvimento LACTEC – CEHPAR localizado no Campus III do Centro Politécnico da Universidade Federal de Paraná (UFPR).

1.1 PROBLEMAS IDENTIFICADOS

Os casos e as premissas disponíveis na literatura são, em sua grande maioria, referente a casos envolvendo escoamento uniforme na seção transversal e condição hidrostática. As equações disponíveis nas referências estudadas provêm de formulações relativamente simples, as quais precisam ser investigadas com mais precisão.

Em particular foi observada a escassez de estudos referente a escoamentos superficiais com ressalto hidráulico submerso.

As avaliações propostas para análise do efeito ejetor h_{ej} envolvem a comparação apenas dos níveis de jusante do canal de fuga com efeito ejetor z_2 , ou seja, relações de z_2 vs. h_{ej} , não levando em consideração a relação entre vazão turbinada e a vazão descarregada pela estrutura ejetora, escoamento afogado e a posição dos descarregadores.

Com relação à ejeção por descarregadores de fundo, os dados disponíveis na literatura mostram que as relações utilizadas descrevem o fenômeno com razoável precisão. No entanto, para escoamentos com grandes profundidades a jusante do canal de fuga, a relação teórica é discrepante das observações realizadas em laboratório (SLISSKII, 1953) e, portanto, merecem uma investigação detalhada.

1.2 HIPÓTESE E OBJETIVO DO ESTUDO

A hipótese do presente estudo é que para condições de fluxo submerso tridimensional existe uma combinação adequada de condições hidrodinâmicas e fatores geométricos dos descarregadores de fundo na usina hidrelétrica estudada que maximizam um efeito ejetor, na busca de gerar energia adicional em relação a um projeto convencional.

O objetivo da tese é de quantificar e parametrizar o efeito ejetor em usina hidrelétrica de baixa queda através de estudos em modelo reduzido com descarregadores de fundo laterais em condição submersa.

Os objetivos específicos são:

- ❖ Desenvolver e resolver as equações que regem o comportamento do escoamento em um volume de controle para os modelos estudados e que contribuem para quantificar o efeito ejetor.

- ❖ Encontrar para todas as alternativas estudadas funções de ejeção característica máximas.
- ❖ Identificar a alternativa com as maiores taxas de ejeção efetiva.
- ❖ Encontrar relações empíricas entre a ejeção efetiva e parâmetros de turbulência e variáveis hidrodinâmicas.
- ❖ Encontrar relações empíricas entre a potência e rendimento das turbinas da usina hidrelétrica considerando a ejeção efetiva.

1.3 JUSTIFICATIVA

Em uma época onde se tenta mudar o uso de combustíveis fósseis pelo de energias mais limpas, renováveis e ecológicas, um maior aproveitamento energético de empreendimentos hidrelétricos é uma alternativa muito atraente ao presente e ao futuro que merece ser estudado em maior profundidade e alcance (SCHIFFER *et al.*, 2015). Isso ocorre especialmente em localizações geográficas onde existem carências de disponibilidade energética e de recursos hídricos.

Por exemplo, GIESECKE e MOSONYI (2005, p. 1 - 26) indicam que na Europa, mais do 70% da produção proveniente das reservas teóricas de energia hidrelétrica já foi alcançada. Nessa direção, WIEMANN, MÜLLER e SENIOR. (2007, p. 1-2) mostram que as usinas de pequena escala e baixa queda em um Estado Federal (*German Land*) de 1.000 Km² resultaram em 1.304 localizações com diferenças de carga entre 0,20 e 1,00 m aproveitáveis energeticamente. Projetando este resultado à Europa, deveriam existir várias dezenas de milhares de localizações com grande potencial de exploração.

SERKOV (1967, p. 334 - 335) indica que a utilização do efeito ejetor em usinas hidrelétricas combinadas (UHE) com estruturas vertentes; descarregando vazões de cheia sob pressão, podem ter um efeito positivo na energia gerada, incrementando tanto a potência disponível para cada unidade geradora; sob condições de enchente média, em uma porcentagem considerável (3-5 % anual), como a produção anual das usinas em 0,3 a 0,7 %.

Do ponto de vista de uma pesquisa científica, considera-se que, conquanto existem formulações e estudos prévios do efeito ejetor para diversas configurações geométricas e tipos de estruturas vertentes, essas formulações não têm sido atualizadas ou exploradas em maior profundidade para configurações de vertimento e regimes de fluxo complexos (fluxo submerso com ressalto).

Adicionalmente, as magnitudes das vazões descarregadas pelas estruturas vertentes têm a mesma ordem de grandeza que as vazões turbinadas, o qual é uma situação nova de estudo.

Com relação à ejeção por descarregadores de fundo, os dados disponíveis na literatura mostram que as relações utilizadas para escoamento não submerso descrevem o fenômeno com razoável precisão. No entanto, para escoamentos com grandes profundidades a jusante do canal de fuga, como no presente caso, a relação teórica é discrepante das observações realizadas em laboratório e, portanto, merecem uma investigação detalhada.

Portanto, justifica-se um estudo que incremente o conhecimento a respeito dos fatores hidrodinâmicos e geométricos que favoreçam ou não à ejeção, com a possibilidade de que com os resultados aqui obtidos, se gerem outros estudos relativos ao tema.

1.4 ESTRUTURA DA TESE

O presente trabalho está dividido em oito capítulos, os quais descrevem-se a seguir:

- ❖ CAPÍTULO 1: apresenta a introdução, os problemas identificados nos conhecimentos do tema de pesquisa, a hipótese do estudo, os objetivos gerais e específicos e justificativa do tema.
- ❖ CAPÍTULO 2: apresenta a fundamentação teórica do efeito ejetor ou ejeção, alguns esquemas hidráulicos de usinas hidrelétricas com efeito ejetor e as equações da literatura científica que quantificam a ejeção devido a vertedouros de descarga e devido a condutos descarregadores de fundo.
- ❖ CAPÍTULO 3: apresenta a revisão de literatura relevante ao tema.
- ❖ CAPÍTULO 4: descreve os materiais e métodos empregados no estágio experimental da pesquisa.
- ❖ CAPÍTULO 5: apresenta a aplicação de modelos teóricos da literatura para a avaliação do efeito ejetor para a UHE original e a implementação dos modelos próprios para todas as alternativas estudadas.
- ❖ CAPÍTULO 6: mostra a análise da influência da turbulência na ejeção efetiva e os modelos empíricos relacionando a ejeção específica, parâmetros da turbulência e variáveis hidrodinâmicas.
- ❖ CAPÍTULO 7: apresenta a análise da potência e rendimento das turbinas consideradas na pesquisa em função à ejeção efetiva.
- ❖ CAPÍTULO 8: apresenta as conclusões finais do trabalho.

CAPÍTULO 2 – FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

A seguir, se desenvolvem os conceitos teóricos relacionados com o tema em estudo como serem a fundamentação teórica do efeito ejetor, alguns esquemas hidráulicos de usinas hidrelétricas com efeito ejetor e as equações da literatura científica que quantificam a ejeção devido a vertedouros de descarga e a condutos descarregadores de fundo.

Se mostram também os padrões de fluxo a jusante da casa de força e o efeito da ejeção na potência e as perdas adicionais pelo efeito ejetor.

2.1 EFEITO EJETOR OU EJEÇÃO

O efeito ejetor tem como princípio a mistura do escoamento em excesso proveniente do vertedouro ou descarregadores de fundo com o escoamento de água que sai do tubo de sucção, transmitindo parte da energia cinética do fluxo de alta velocidade ao fluxo de menor velocidade da turbina. Isso causa uma queda de pressão na saída do tubo de sucção que equivale a baixar o nível de água no canal de fuga a jusante. O resultado final é o incremento da carga efetiva na turbina (SCHIFFER *et al.*, 2015).

A queda de pressão na saída do tubo de sucção é referida à pressão existente quando não existe ejeção. O incremento da carga para uma vazão constante da turbina pode ser estimado como a diferença entre as cotas piezométricas com e sem ejeção na saída do tubo da sucção ou logo após o rotor, conforme ilustrado na Figura 2.1. Portanto, o efeito ejetor pode ser considerado como a redução adicional de pressão no tubo de sucção quando o excesso da vazão é descarregado por estruturas em suas proximidades (SLISSKII, 1953).

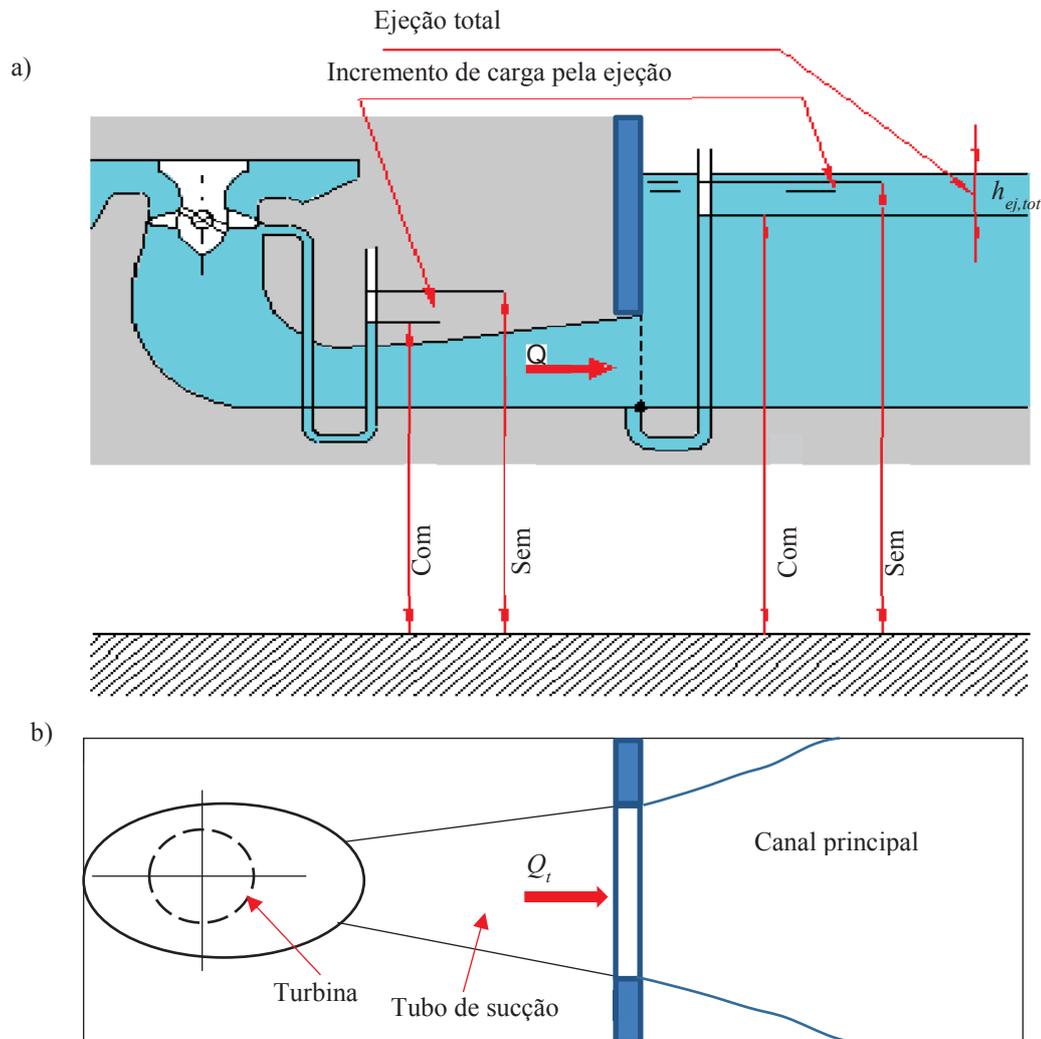
KACHANOVSKII (1947) e EGOROV (1948); segundo SLISSKII (1953), definem que a diferença entre o nível de água no canal de fuga, a uma certa distância da casa de força, e a cota piezométrica na saída do tubo de sucção é denominado efeito ejetor ou ejeção.

Em relação ao efeito ejetor, SERKOV (1979, p. 330) apresenta os seguintes conceitos, considerando um vertedouro como estrutura ejetora, no entanto esses conceitos podem ser também utilizados para descarregadores de fundo.

- ❖ O efeito da ejeção na potência ΔP , que é a diferença entre a potência produzida pela turbina quando as estruturas ejetoras estão abertas e a potência produzida quando as estruturas ejetoras estão fechadas, considerando condições equivalentes de carga hidráulica e vazão pela turbina.

- ❖ O *Efeito piezométrico total da ejeção no gradiente hidráulico h_{ej}* (m) é a diferença entre o nível de água no canal de fuga e a cota piezométrica na saída do tubo de sucção.

FIGURA 2.1 – INCREMENTO DA CARGA PELA EJEÇÃO a) VISTA LATERAL b) VISTA EM PLANTA



FONTE: Adaptado de SLISSKII (1953)

- ❖ O *efeito da ejeção sobre a carga hidráulica, ΔH* (m) é a mudança de carga na turbina quando as estruturas ejetoras estão abertas. Geralmente ΔH deve corresponder-se com o incremento da potência ΔP ;
- ❖ O *coeficiente do efeito ejetor*, foi definido por EGOROV (1948) como

$$\eta_e = \frac{\Delta P}{9.81 Q_w H_{St}}, \quad (2.1)$$

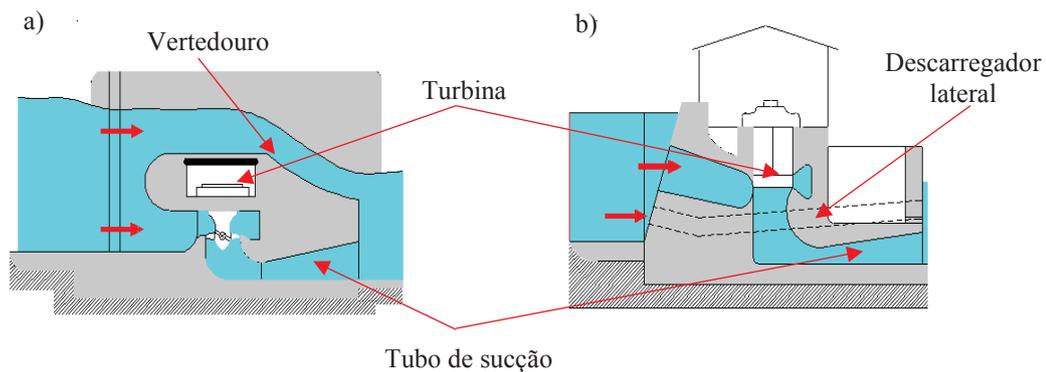
em que Q_w é a vazão pelo vertedouro (m^3/s) e H_{st} é a carga disponível na usina (m) e 9,81 em unidades $kg/(s^2m^2)$.

Nas próximas seções deste documento será tomado como base a pesquisa de SLISSKII (1953), que é o principal estudo sobre efeito ejetor, a um nível de detalhe bastante abrangente, tanto no sentido teórico como experimental. Esse estudo é citado em todas as referências de trabalhos mais recentes, nos quais somente se abordam temas mais pontuais e específicos, sem uma atualização relevante de todos os pontos estudados pelo autor em questão.

2.2 ALGUNS ESQUEMAS HIDRÁULICOS DE USINAS HIDRELÉTRICAS (UHE) COM EFEITO EJETOR

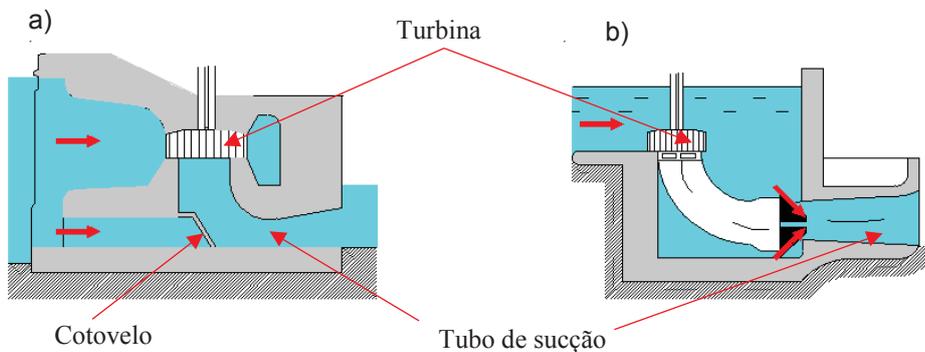
Distinguem-se dois esquemas básicos: ejeção no canal de fuga e ejeção no tubo de sucção (ver Figuras 2.2 e 2.3).

FIGURA 2.2 – EJEÇÃO NUMA UHE NO CANAL DE FUGA ATRAVÉS DE a) UM VERTEDOIRO E b) DESCARREGADORES DE FUNDO LATERAIS



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

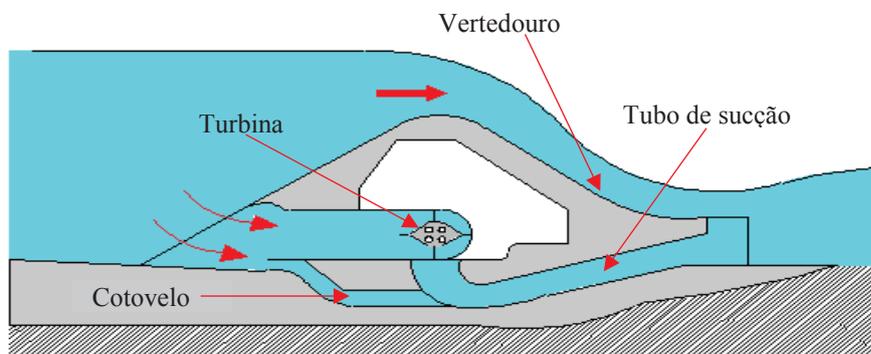
FIGURA 2.3 – EJEÇÃO NUMA UHE NO TUBO DE SUÇÃO ATRAVÉS a) DO COTOVELO DO TUBO DA SUÇÃO E b) DO TUBO DIFUSOR



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

Existe também combinações de ejeção pela descarga vertente e tubo de sucção conforme ilustrado na Figura 2.4.

FIGURA 2.4 – EJEÇÃO COMBINADA NUMA UHE



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

2.3 PADRÕES DE ESCOAMENTO A JUSANTE DA CASA DE FORÇA

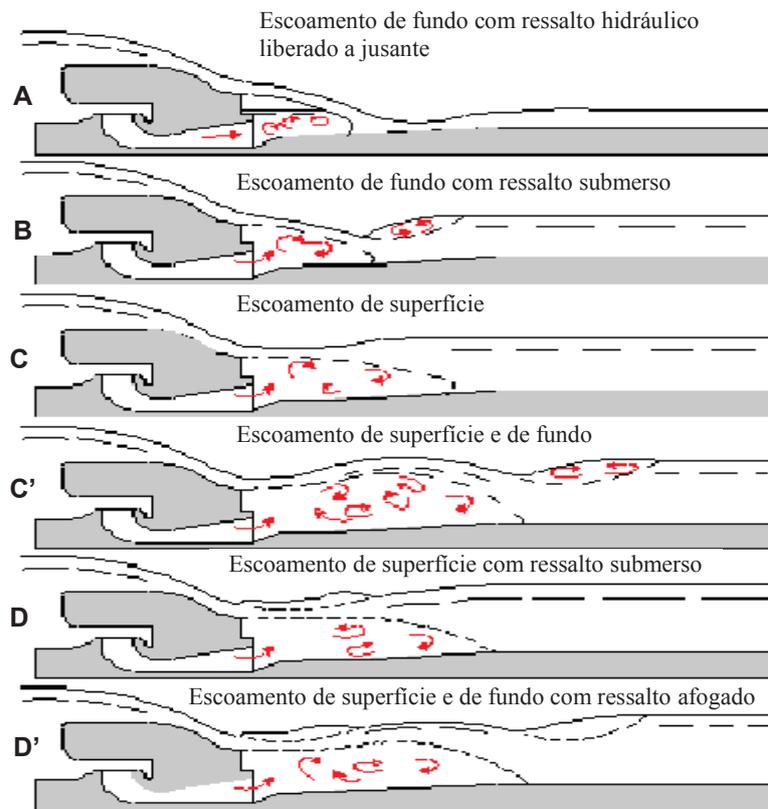
Os seguintes padrões de escoamento são observados quando o nível de água no canal de fuga eleva-se (ver Figura 2.5). Quando o nível de água desce, a sequência de ocorrência mostrada na Figura 2.5 se inverte (SLISSKII, 1953, p. 12-13).

Escoamento de fundo com ressalto hidráulico liberado a jusante (Regime A): este fluxo pode acontecer independente da elevação de soleira do vertedouro, mas somente é aceitável com uma ejeção para um ressalto liberado a jusante.

Escoamento de fundo com ressalto submerso (Regime B): este fluxo pode acontecer e muitas vezes é um tipo de operação inevitável na UHE quando se inicia a descarga de uma enchente. Uma característica importante deste regime é um vórtice superficial, que normalmente acumula corpos flutuantes vindos de montante, podendo ocorrer a formação de um bolsão de ar abaixo da lâmina de água. O escoamento de fundo com ressalto submerso é normalmente denominado como somente escoamento de fundo.

Escoamento superficial com ressalto hidráulico (Regime C): este regime é caracterizado pela ausência de vórtices superficiais. Corpos flutuantes provenientes de montante são carregados pela corrente para jusante. Este tipo de escoamento é denominado escoamento de superfície. Quando existe uma transição do regime B ao C ou vice-versa, aparece o denominado Primeiro Regime Crítico, o qual é instável e apresenta grandes flutuações do nível de água no canal de fuga.

FIGURA 2.5– PADRÕES DE FLUXO A JUSANTE DA UHE, EJEÇÃO PELA DESCARGA VERTENTE



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

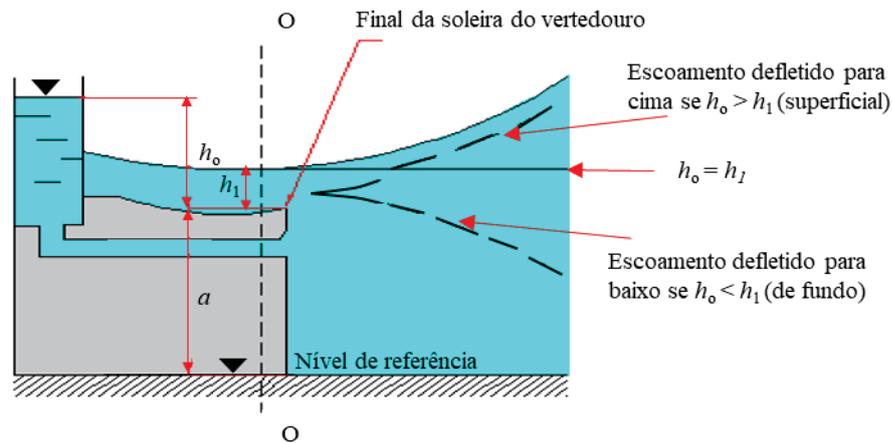
Escoamento superficial com ressalto hidráulico submerso (Regime D): caracteriza-se pela presença de vórtices de fundo e superficiais. Este regime não é desejável quando se pretende utilizar ejeção, porque reduz o seu efeito. KUMIN (1948), mostrou que além dos tradicionais padrões de fluxo, existem formas mistas de escoamento, entre estes têm-se escoamento de fundo e superficial (C') e escoamento de fundo e superficial com ressalto submerso (D'). O Segundo Regime Crítico acontece instantaneamente quando ocorre a transição de (C) para (D).

Portanto, os regimes de interesse para aplicação do efeito ejetor são (BELYASHEVSKII, 1951): 1) escoamento de fundo; 2) o Primeiro Regime Crítico; 3) escoamento superficial e 4) escoamento superficial com ressalto submerso. É também muito importante conhecer em que momento acontece o Segundo Regime Crítico.

De acordo com SABANEEV (1929), os regimes de escoamento mostrados na Figura 2.6 dependem do sinal da expressão $\gamma(h_0 - h_1)$, onde γ é o peso específico da água, h_0 é a carga piezométrica medida abaixo da lâmina de água, medida desde o final da soleira do vertedouro e h_1 é a profundidade do fluxo ao final da soleira do vertedouro (*end sill*).

Se $h_o - h_1 > 0$ o fluxo é defletido para cima, ocorrendo escoamento superficial. Quando se tem que $h_o - h_1 < 0$ o escoamento é de fundo (*Bottom Flow*). Segundo SABANEEV (1929), o Primeiro Regime Crítico aparece para $h_o = h_1$ (ver Figura 2.6).

FIGURA 2.6 – CONEXÃO ENTRE A CURVATURA E COTA PIEZOMÉTRICA ABAIXO DA LÂMINA DE ÁGUA, a É A DISTÂNCIA DO NÍVEL DE REFERÊNCIA ATÉ O FINAL DA SOLEIRA DO VERTEDOIRO



FONTE: SABANEEV (1929)

Segundo EGOROV (1948), quando se tem ejeção pela descarga de um vertedouro, a descarga proveniente da turbina não afeta os padrões de fluxo a jusante da casa de força. Esta situação já foi observada por autores como LEVI (1932) e KUMIN (1951) dentre outros.

2.4 CONCEITOS BÁSICOS SOBRE EFEITO EJETOR

Nesta seção são definidas as variáveis ejeção total $h_{ej,tot}$ e a ejeção efetiva com base nos esquemas mostrados na Figura 2.7.

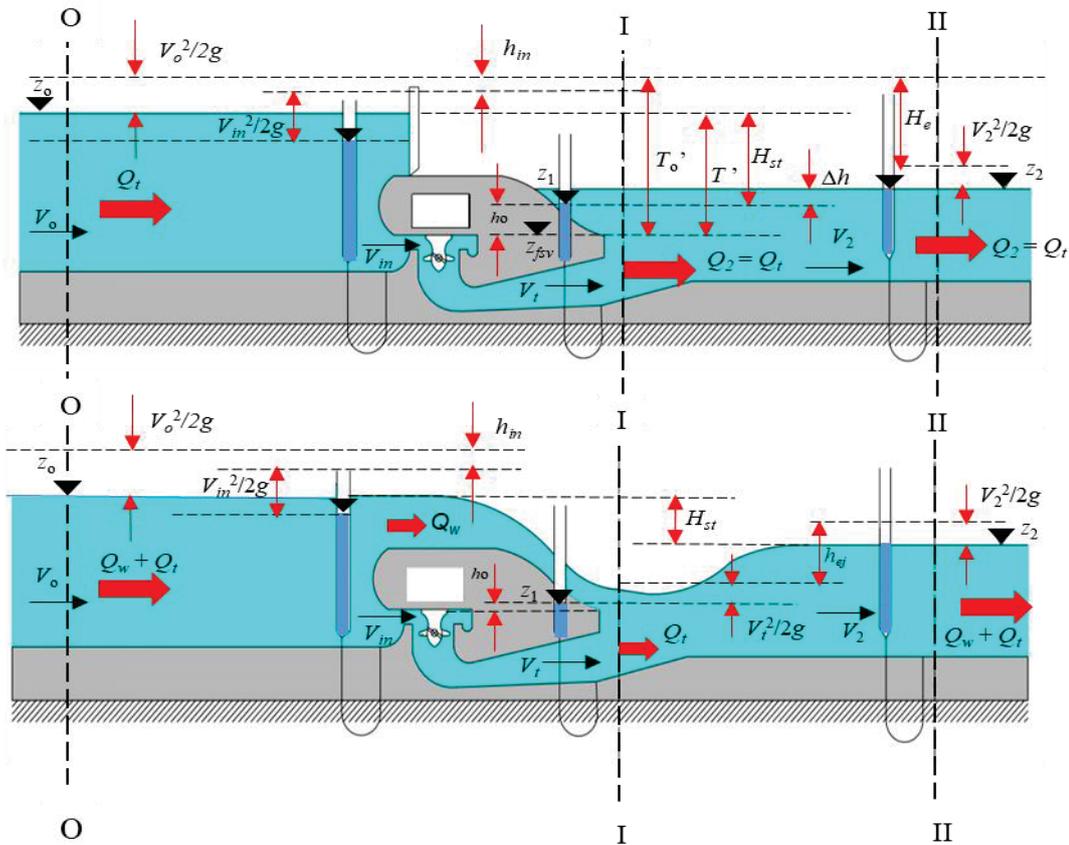
O efeito piezométrico $h_{ej,tot}$ da ejeção ou ejeção total pode ser calculado através das equações

$$h_{ej,tot} = z_2 - z_1, e \quad (2.2)$$

$$z_1 = z_{fsv} + h_o, \quad (2.3)$$

em que z_2 é o nível de água no canal de fuga a uma certa distância da casa de força, z_1 é a cota piezométrica medida no fundo à saída do tubo de sucção, h_o é a carga piezométrica medida abaixo da lâmina de água, medida desde o final da soleira do vertedouro, e z_{fsv} é a cota (elevação) do final da soleira do vertedouro.

FIGURA 2.7 – ESQUEMAS HIDRÁULICOS DE UHE SEM ESCOAMENTO VERTENTE E COM ESCOAMENTO VERTENTE



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

Uma condição importante para aplicação das equações anteriormente apresentadas é que as comportas de abertura das estruturas vertentes não estejam afogadas. Quando os tubos de descarga estão afogados, $h_t = a + h_o$ e, portanto, a ejeção total é calculada na secção I-I, como se mostra na Figura 2.8.

$$h_{ej,tot} = z_2 - z_t, \quad (2.4)$$

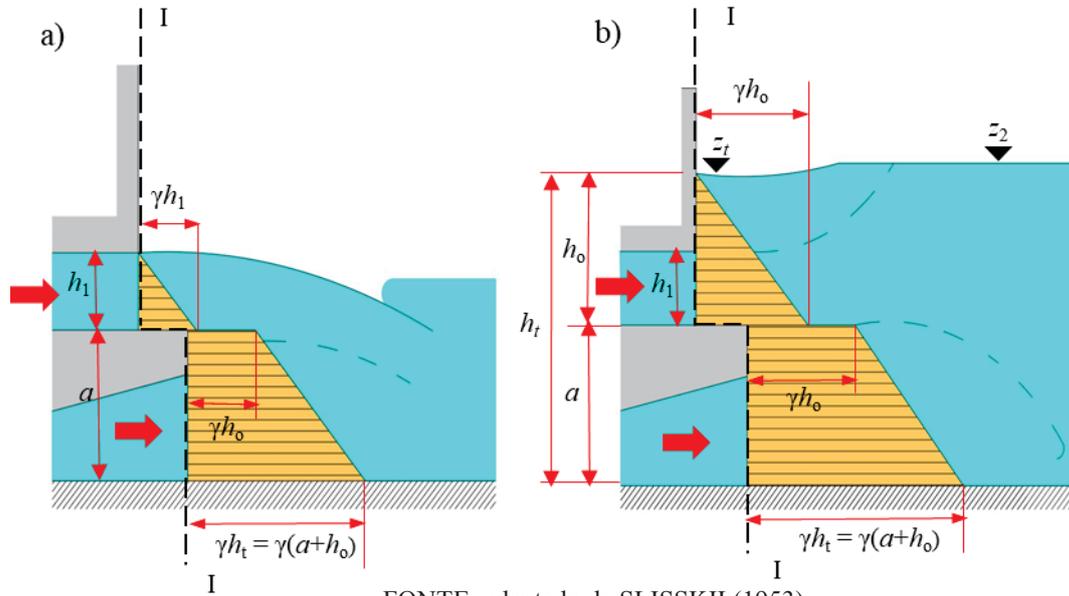
em que z_t é o nível de água junto a saída do tubo de sucção (secção I-I) e h_t é a distância do nível de referência até o nível de água na secção I-I.

O ganho em carga não é avaliado somente por $h_{ej,tot}$, pois também há queda na pressão Δh na saída do tubo de sucção (secção I-I) sem ejeção, conforme apresentado na Figura 2.7. Por outro lado, existem perdas de carga adicionais ΔH_t causadas pela passagem do fluxo pela entrada da turbina e caixa espiral.

Por tanto, a ejeção efetiva $h_{ej,ef}$ pode ser calculada pela equação (2.5).

$$h_{ej,ef} = h_{ej,tot} - \Delta h - \Delta H_t. \quad (2.5)$$

FIGURA 2.8 – DISTRIBUIÇÕES DE PRESSÕES ASSUMIDAS EM DESCARREGADORES DE FUNDO a) NÃO AFOGADOS b) AFOGADOS



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

Se for admitido que ΔH_t é desprezível, então

$$h_{ej,ef} = h_{ej,tot} - \Delta h. \quad (2.6)$$

A perda em carga Δh é avaliada como a diferença entre as cargas de velocidade de escoamento das secções I-I e II-II da Figura 2.7 como

$$\Delta h = \eta_c \left(\frac{V_1^2 - V_2^2}{2g} \right), \quad (2.7)$$

onde η_c é um coeficiente de correção entre Δh e o termo entre parênteses, variando de 0,5 a 0,9 segundo SLISSKII (1953); com um valor médio de 0,7 e V_1 é a velocidade média do escoamento na seção I-I sem ejeção.

Outros estudos que abordaram de maneira simplificada a avaliação de Δh foram BHUIYAN *et al.* (2011), com uma equação de segunda ordem para Δh para um jato de saída livre. DEY, *et al.* (2017) apontaram que Δh é criado devido à submersão do fluxo (ver Tabela 2.1) e OSKOUIE, TACHIE e WANG (2019), indicam que, entre os vários usos práticos dados

a um conjunto de jatos múltiplos, está o aumento da vazão mássica na direção do fluxo, um resultado que está intimamente relacionado a Δh na superfície da água, na seção transversal do bocal de emissão

2.5 EFEITO EJETOR DEVIDO A VERTEDOUROS DE DESCARGA

A equação de conservação de momento linear M_L para um intervalo de tempo Δt , aplicada nas secções I-I e II-II do canal de fuga da UHE (ver figuras 2.7 e 2.9) resulta em (SLISSKII, 1953, p. 24)

$$\frac{\gamma}{g} [\beta_2(Q_w + Q_t)V_2 - \beta_1 Q_b V_1 \cos \alpha^\circ - \beta_3 Q_t V_t \cos \theta^\circ] \Delta t = \Sigma M_L \Delta t, \quad (2.8)$$

onde Q_w é o escoamento pelo vertedouro, Q_t é o escoamento pela turbina, V_1 , V_2 e V_t são as velocidades médias nas secções I-I, II-II e à saída do tubo de sucção, α° , θ° = os ângulos entre os vetores das velocidades médias e a horizontal; e β_1 , β_2 e β_3 = coeficientes de Boussinesq que tomam em conta a não-uniformidade das distribuições das velocidades instantâneas v_i ; onde, para uma secção transversal A_i (adaptada de HENDERSON, 1966):

$$\beta_i = \frac{\int_A v_i^2 dA_i}{V_i^2 A_i}. \quad (2.9)$$

Os coeficientes de Boussinesq β_i são iguais a 1 quando se tem escoamento uniforme na secção transversal. Se o escoamento se aparta do regime uniforme, os coeficientes crescem em magnitude (≥ 1) (HENDERSON, 1966).

A equação da conservação da energia aplica-se entre as secções O-O a montante e I-I a jusante na forma da equação de Bernoulli.

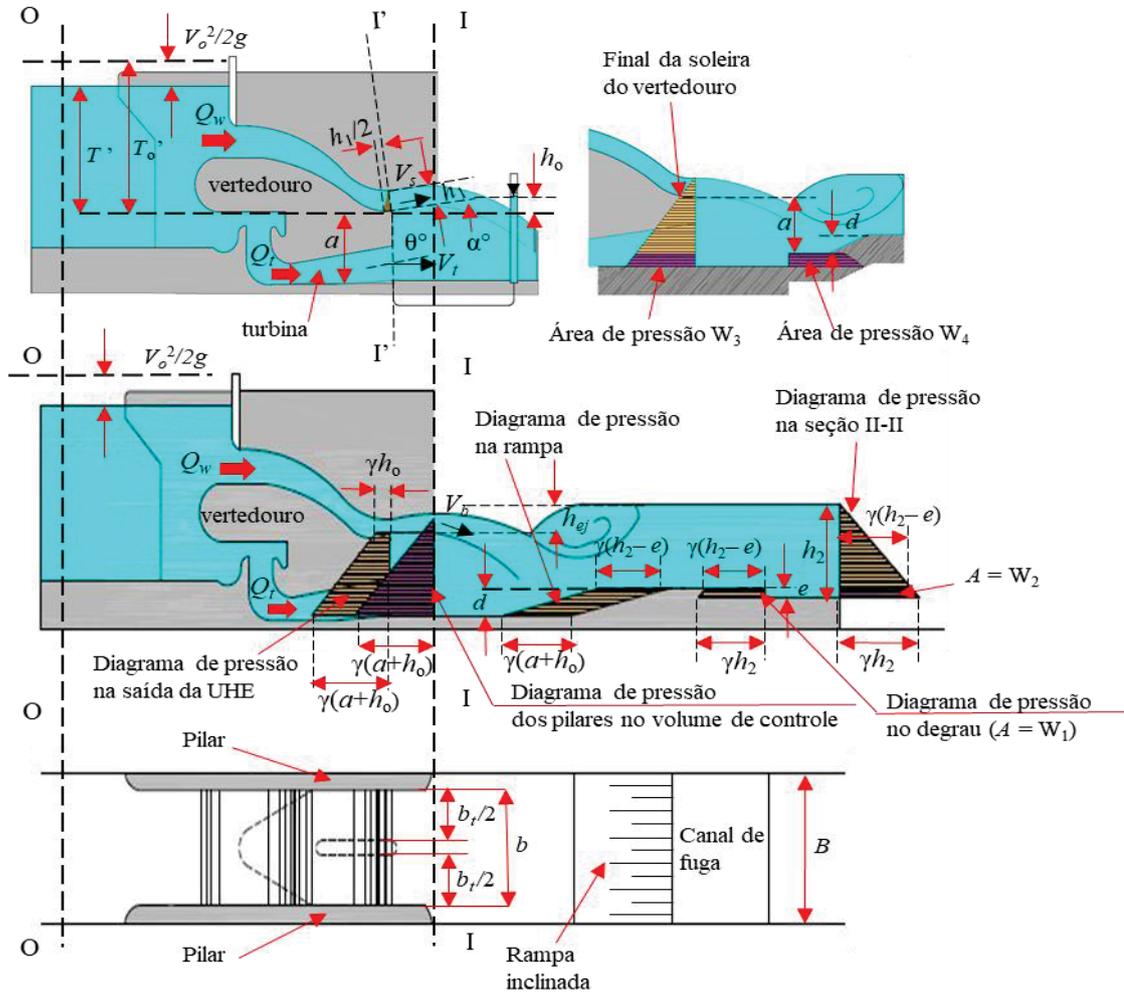
As premissas adotadas por SLISSKII (1953) para o escoamento do fundo são, em sua maioria, referentes às distribuições de pressão no sistema estudado (saída do tubo de sucção, rampa e canal de fuga). A título de ilustração, as figuras 2.10 a 2.12 apresentam estes esquemas de distribuições de pressão.

TABELA 2.1 – ALGUNS MODELOS TEÓRICOS PARA Δh E SUAS VARIÁVEIS ENVOLVIDAS. VARIÁVEIS SEMELHANTES NÃO SÃO REPETIDAS

Autor	Equação	Variável envolvida
Ead & Rajaratnam (2002)	$\xi\theta^2 - 2\xi^2\theta + 2(\xi - 1)F_o^2 = 0$	<p>θ = taxa de depressão do nível de água na comporta = $\Delta h/h_1$</p> <p>ξ = taxa de profundidade de água = h_2/h_1</p> <p>F_o = Número de Froude na saída da comporta = $U_o/(gh_1)^{0.5}$</p> <p>U_o = velocidade do jato na saída da comporta</p> <p>h_1 = altura da comporta</p>
Bhuiyan et al. (2011)	$\theta^2 - 2\theta(\xi - \zeta\alpha) - 2\alpha(1 - \zeta)(\xi + 0.5\alpha) + 2(1 - \omega)\left(1 - \frac{1}{\xi'}\right)F_o^2 = 0$	<p>$\xi = (h_2 - h)/h_1$</p> <p>h = elevação do fundo do conduto ejetor</p> <p>ζ = parâmetro para representar a distribuição de pressão não hidrostática do jato de saída.</p> <p>$\alpha = h/h_1$</p> <p>$\xi' = \xi + \alpha$</p> <p>ω = parâmetro para relacionar déficit de momento e tensão de cisalhamento integrado.</p>

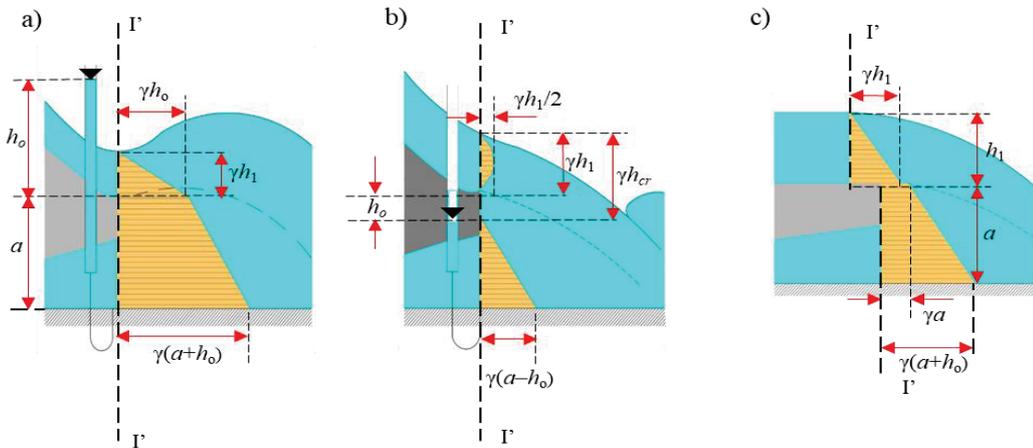
Assume-se que a energia cinética e o momento podem ser calculados com precisão razoável utilizando a velocidade média, porém considera-se que a rugosidade do canal de fuga é suficientemente pequena.

FIGURA 2.9 – ESQUEMA DAS VARIÁVEIS INTERVENIENTES PARA O ESTUDO DA EJEÇÃO POR VERTEDOUROS DE DESCARGA, ESCOAMENTO DE FUNDO



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

FIGURA 2.10 – ESQUEMAS DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES NO FINAL DA SOLEIRA DO VERTEDOURO PARA (a) ESCOAMENTO SUPERFICIAL (b) ESCOAMENTO DE FUNDO (c) PAREDE ESPESSA



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

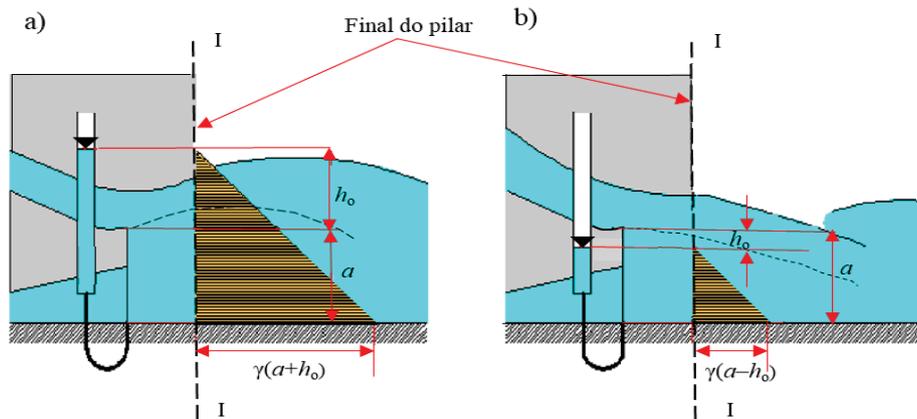
Para a obtenção das velocidades superficial V_s e de fundo V_b , LEVI (1932) aplicou a equação da conservação da energia separadamente para o escoamento superficial e o escoamento de fundo, obtendo (SLISSKII, 1953)

$$V_s = C_s \sqrt{2g(T_o' - h_1)}, \quad (2.10)$$

$$V_b = C_b \sqrt{2g(T_o' - h_o)}, \quad (2.11)$$

onde V_s e V_b são as Velocidade superficial e velocidade de fundo respectivamente, T_o' é a Carga hidráulica a montante, medida desde o nível do final da soleira do vertedouro (ver Figura 2.9), C_s e C_b são coeficientes de velocidades (superficial e de fundo), h_o é a carga piezométrica medida abaixo da lâmina de água, medida desde o final da soleira do vertedouro, h_1 é altura da lâmina de água vertida, medida desde o final da soleira do vertedouro e g é a aceleração da gravidade.

FIGURA 2.11– ESQUEMAS DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES NO FINAL DOS PILARES PARA (a) ESCOAMENTO SUPERFICIAL (b) ESCOAMENTO DE FUNDO COM UM BOLSA DE AR SOB A LÂMINA DE ÁGUA



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

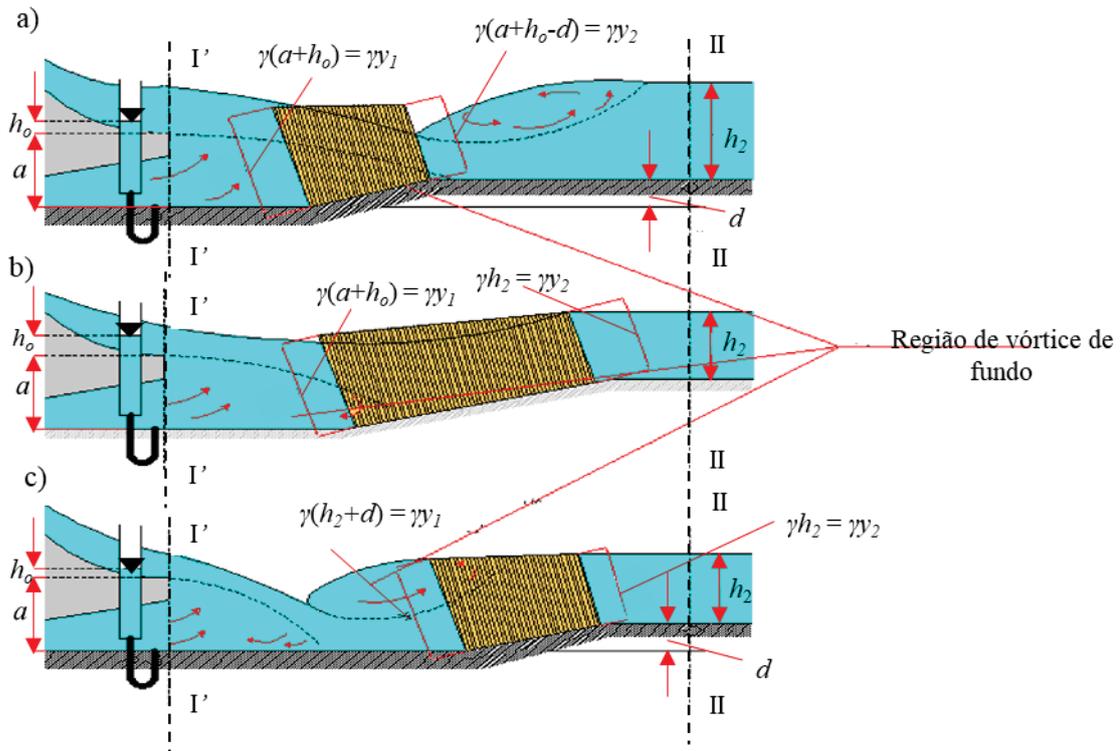
LEVI (1932) assume que os coeficientes de velocidade $C_s = C_b < 1$. De forma prática, C_s pode ser considerado igual a 1. No entanto, SLISSKII (1953) reporta valores de $C_s = 0,996$ e $C_b = 0,988$, em conformidade com os valores encontrados por BAZIN (1898).

A velocidade média V_1 na seção I-I (ver Figura 2.9) define-se como

$$V_1 = \frac{V_s + V_b}{2} = \frac{q_w}{h_1}, \quad (2.12)$$

onde q_w é a vazão por unidade de largura da barragem.

FIGURA 2.12 – ESQUEMAS DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES NA RAMPA INCLINADA (a) VÓRTICE SOBRE A RAMPA (b) RAMPA NA ZONA DO EFEITO DINÂMICO DA LÂMINA (c) RAMPA INCLINADA BEM A JUSANTE DA ESTRUTURA



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

Para $C_s = 1$ e $C_b = C_v$ e combinando as equações (2.10), (2.11) e (2.12) se tem que

$$h_1 = \frac{q_w \sqrt{2}}{\sqrt{g}} \frac{1}{\sqrt{T'_o - h_1} + C_v \sqrt{T'_o - h_o}}. \quad (2.13)$$

SLISSKII (1953, p. 33) reporta que uma relação diferente parece apropriada para escoamento superficial com ressalto submerso (regime D; ver Figura 2.5), mas o autor indica que este regime não foi considerado em mais detalhe.

Desde que o valor h_o depende não somente de h_1 mas também de h_2 (profundidade do escoamento no canal de fuga bem a jusante da casa de força), é necessário o conhecer uma relação $h_o = f(h_2)$. Essa relação obtém-se da equação (2.8).

Com base na nomenclatura proposta por SLISSKII (1953) e as variáveis mostradas na Figura 2.9, tem-se as seguintes equações para $\beta^{*'} = b_v/B$, $\beta^* = \Sigma b/B$ e $k = \Sigma Q_w / (\Sigma Q_w + Q_t)$

$$h_2 = -\frac{d - 2e}{2} \pm \sqrt{T}, \quad (2.14)$$

$$T = \left(\frac{d - 2e^2}{2} \right) + a^2 - e^2 + (e - a)d + (1 - \beta^*)h_o^2 + (2a - d)h_o + \frac{\beta^* h_1^2}{2} + A, \quad (2.15)$$

$$A = \beta^* q_w^2 M, \quad (2.16)$$

$$M = \frac{2}{g} \left[\frac{(1 - k)^2 \beta^*}{k^2 h_t} - \frac{\beta^*}{k^2 h_2} + \frac{\cos(\alpha^\circ)}{h_1} \right]. \quad (2.17)$$

A equação (2.14) pode ser resolvida tanto para h_o como para h_2 , onde a solução com o sinal positivo da raiz tem um sentido físico (ou seja, o valor de h_2 deve ser sempre positivo). O autor utiliza esta equação para estudar três casos possíveis, todos sem entrada de ar abaixo do fluxo ejetado: 1) A rampa inclinada está na zona do vórtice de fundo (Figura 2.12a); 2) A lâmina de água atinge a parte inclinada da rampa (Figura 2,12b); e 3) A rampa inclinada está afastada da barragem (Figura 2.12c).

Uma vez estimado o valor de h_o , pode-se utilizar a equação (2.2) para avaliar a ejeção total $h_{ej,tot}$.

Em seu trabalho, SLISSKII (1953, p. 35 - 43) apresenta também as considerações que devem ser feitas para a avaliação da ejeção total $h_{ej,tot}$ nas situações de descarga vertente ao lado do tubo de sucção e vertedouros de parede espessa, os quais não são apresentados neste relatório por serem casos muito específicos.

2.6 EFEITO EJETOR POR CONDUTOS DESCARREGADORES DE FUNDO

No caso de ejeção através de descarregadores de fundo, as seguintes premissas são consideradas por SLISSKII (1953):

Em vez da altura de fluxo h_1 ao final da soleira do vertedouro em escoamento vertente, tem-se a altura do conduto descarregador, também denominado h_1 .

Se assume que h_1 é conhecido. Seu valor depende do desenho do conduto, onde esta é a principal diferença entre as ejeções devidas à descarga vertente e descarregadores de fundo.

As considerações matemáticas feitas para ambos (ejeção devida a descarga vertente e descarregadores de fundo) somente diferem nas distribuições de pressão abaixo da superfície de água.

As distribuições da pressão na rampa inclinada são analisadas separadamente para os casos de lâmina de ejeção submersa e ejeção através de descarregadores de fundo por baixo da turbina.

De forma mais específica para o caso da ejeção por descarregadores de fundo, SLISSKII (1953, p. 50 - 52) menciona as seguintes premissas, onde o objetivo é a determinação das pressões nos descarregadores, na saída do tubo de sucção e na parte inclinada da rampa.

Quando as saídas dos descarregadores não estão afogadas, a pressão é hidrostática na secção I-I e independente da altura do escoamento no canal de fuga (ver Figura 2.8a). Quando existe afogamento, a pressão hidrostática é conforme apresentada na Figura 2.8b.

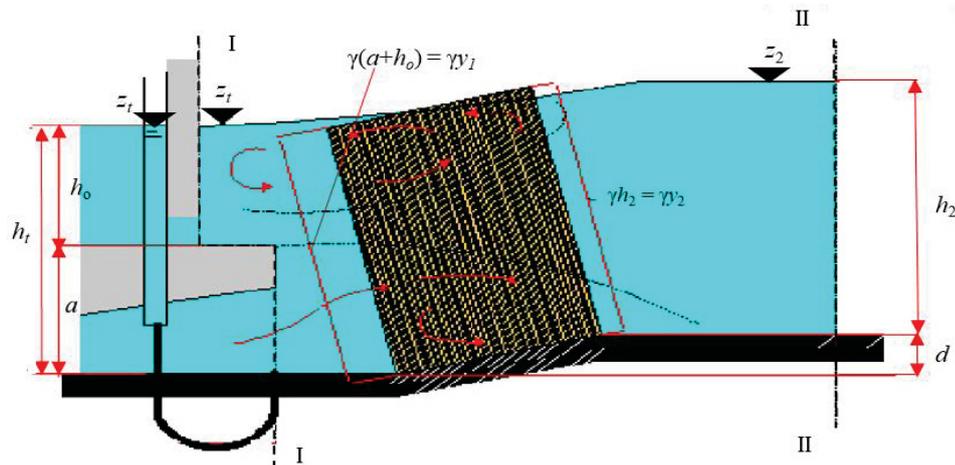
As pressões ao final dos pilares dependem das cargas piezométricas sob a lâmina de água (na zona de vórtices) quando os descarregadores não estão afogados.

Se os descarregadores estão afogados, a pressão na rampa; se essa se encontra próxima à UHE, é determinada pelos níveis nas secções I-I e II-II no canal de fuga como se mostra na Figura 2.13.

Quando a parte inclinada da rampa está afastada da usina ou quando os descarregadores de fundo estão sob o tubo de sucção, a pressão é determinada pelo nível de água na secção II-II.

Finalmente, o afogamento nas saídas dos descarregadores de fundo começa quando a carga piezométrica h_0 é maior do que h_1 ($h_0 > h_1$) ou $z_2 > z_1$, tal como mostra a Figura 2.13.

FIGURA 2.13 – ESQUEMAS DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÕES NA RAMPA INCLINADA, DESCARREGADOR DE FUNDO AFOGADO



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

SLISSKII (1953, p. 52) propõe outro método para determinar a pressão na rampa. Para isso, o autor considera o número de Froude F_r na secção II-II da Figura 2.14 expressado como

$$F_r = \frac{q_w^2}{gh_2^3}, \quad (2.18)$$

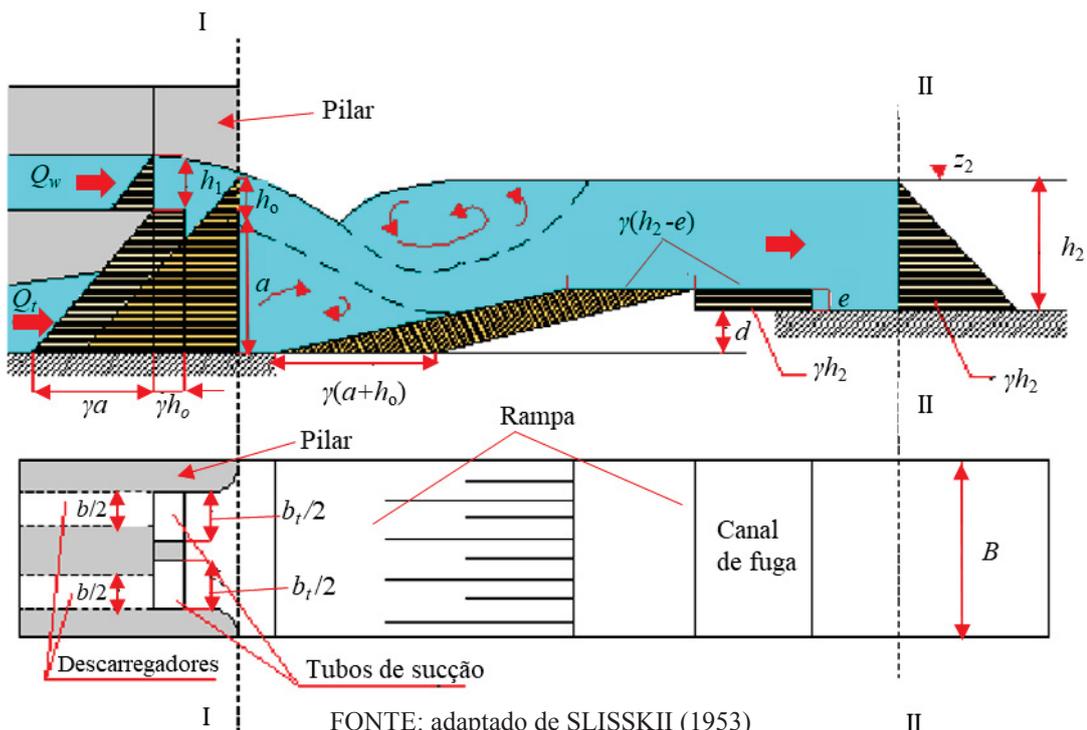
onde q_w é a vazão unitária pelos descarregadores de fundo, h_2 é a profundidade de escoamento no canal de fuga a jusante da casa de força e g é a aceleração da gravidade.

O autor obteve experimentalmente um valor médio de 0,0623 para F_r , com base em dados provenientes de dois modelos físicos, portanto, da equação (2.18) obtém-se

$$h_2 = 1,18^3 \sqrt{q_w^2}. \quad (2.19)$$

Portanto, tem-se que se $h_2 < 1,18^3 \sqrt{q_w^2}$ o escoamento no canal de fuga é raso. A pressão na rampa inclinada imediatamente a jusante da casa de força é determinada com as profundidades do fluxo nas secções I-I e II-II. Portanto, tem-se que $y_1 = h_1 = a + h_0$ e $y_2 = h_2$. Para $h_2 > 1,18^3 \sqrt{q_w^2}$ o escoamento no canal de fuga é profundo. A pressão determina-se com a profundidade do escoamento na secção II-II unicamente, ou seja, $y_1 = h_2 + d$ e $y_2 = h_2$.

FIGURA 2.14 – ESQUEMA DAS VARIÁVEIS INTERVENIENTES PARA O ESTUDO DA EJEÇÃO POR DESCARREGADORES DE FUNDO, ESCOAMENTO DE FUNDO



Com ejeção por escoamento vertente, a derivação de formulas para escoamento superficial com ressalto submerso é um assunto complicado porque é difícil a estimar a velocidade e a profundidade do fluxo no final da soleira do vertedouro. Porém, quando se trata

de ejeção por descarregadores de fundo afogados, o valor de h_1 é conhecido. Neste caso, SLISSKII (1953) encontrou que a pressão por abaixo da lâmina de água depende do nível de água no canal de fuga na secção II-II, a qual precisa ser determinada.

2.6.1 Relação entre a carga piezométrica nas saídas dos descarregadores afogados e profundidade de escoamento no canal de fuga

Quando as saídas dos descarregadores de fundo estão afogadas, a pressão na secção I-I é considerada como o nível de água livre no canal de fuga junto da saída dos dutos.

Neste caso, o efeito piezométrico da ejeção ou ejeção total é $h_{ej,tot} = z_2 - z_t$, onde z_t : é o nível de água livre no canal de fuga afogado na secção I-I e $h_t = a + h_0$.

Para o caso mostrado na Figura 2.11; a pressão na parte inclinada da rampa é determinada pelos níveis nas secções I-I e II-II ou quando $h_2 < 1,18^3 \sqrt{q_w^2}$, a análise da equação (2.8) de momento proporciona a seguinte expressão para h_t .

$$h_t = \frac{d}{2} + \sqrt{T}, \quad (2.20)$$

onde

$$T = \left(\frac{d}{2}\right)^2 + (d - 2e)h_2 + h_2^2 - (d - e)e - A. \quad (2.21)$$

Na equação (2.21) $A = \beta^* q_w^2 M$, onde M é dado pela equação (2.17). Quando a inclinação do final da soleira do vertedouro ou a inclinação da saída do descarregador de fundo é menor que 10° e para $b_t = b$, tem-se que

$$M = \frac{2}{g} \left[\frac{(1 - k)^2}{k^2 h_t} - \frac{\beta^*}{k^2 h_2} + \frac{1}{h_1} \right]. \quad (2.22)$$

As expressões mostradas acima também são validas para os casos em que o jato de água incide na parte inclinada da rampa e quando esta é suficientemente longa. Em ambas situações, a pressão em qualquer ponto da rampa depende de sua profundidade com respeito à superfície de água.

A equação (2.23) para h_t é válida quando a parte inclinada da rampa está bem a jusante da usina e quando $h_2 > 1,18\sqrt[3]{q_w^2}$, independentemente da posição da parte inclinada (a pressão atuando sobre a rampa é determinada pelo nível de água no canal de fuga).

$$h_t = \sqrt{(h_2 + d - e)^2 - A}. \quad (2.23)$$

Finalmente, quando a parte inclinada da rampa é muito curta e localizada imediatamente a jusante da usina, a pressão sobre ela pode ser determinada pela profundidade na secção I-I como

$$h_t = d + \sqrt{(h_2 - e)^2 - A}. \quad (2.24)$$

CAPÍTULO 3 – REVISÃO DE LITERATURA

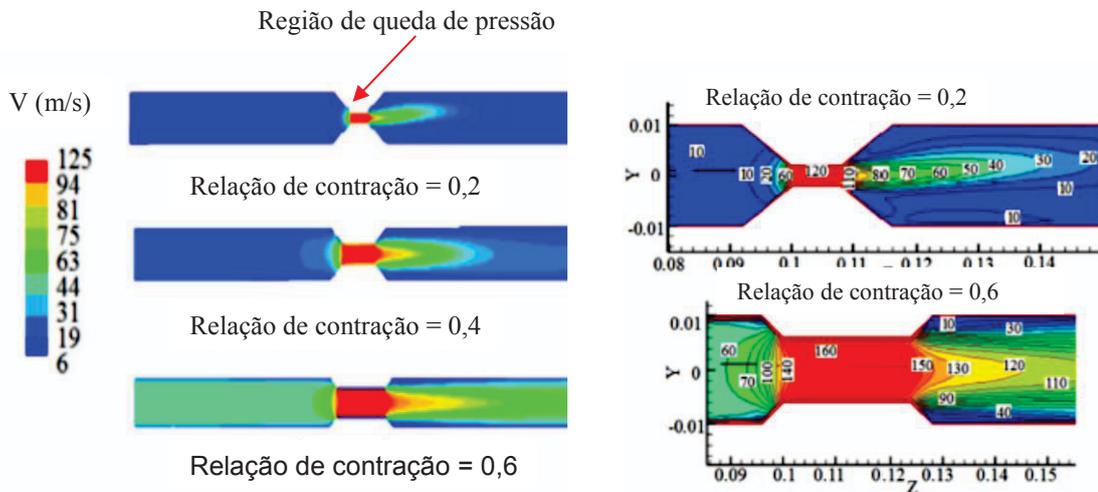
3.1 ANTECEDENTES

O efeito ejetor ou ejeção aplicado às usinas hidrelétricas tem um relacionamento próximo ao chamado Efeito Venturi, como por exemplo se mostra nas turbinas Hidro-Venturi (ver Figura 1.1.d) apresentadas em WIEMANN, MÜLLER e SENIOR (2007).

O efeito Venturi mostra que quando um fluido circula por um duto fechado a pressão, ao passar por uma seção estrangulada (ver Figura 3.1), a velocidade do escoamento aumenta nesse ponto ao mesmo tempo que a pressão estática desce (TUKUMIN; ZUBERT; AHMAD, 2016; SHEAUA, 2016).

Este efeito está baseado nas equações da conservação da massa e da conservação da energia mecânica ou equação de Bernoulli (ZHANG, 2017).

FIGURA 3.1 – DISTRIBUIÇÕES DE VELOCIDADE EM UM TUBO VENTURI, SIMULAÇÃO NUMÉRICA REALIZADA COM O SOFTWARE *FLUENT* PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE CONTRAÇÃO DAS SEÇÕES TRANSVERSAIS INICIAL E ESTRANGULADA



FONTE: adaptado de ZHANG (2017)

Os usos do Efeito Venturi na indústria são muito variados. Por exemplo, TAKUMIN, ZUBERT e AHMAD (2016, p. 1 - 2) mostram aplicações nas áreas da medição de escoamento em tubulações, transmissão natural de gás (JIANG; FANG; YANG, 2009; QUIROZ-PEREZ *et al.*, 2014), sistemas de pressurização de motores de combustão interna (ZHU; CHAO; ZHANG, 2002), limpeza e depuração de gases residuais industriais (PULLEY, 1997; VISWANATHAN, 1998; DAS; BISWAS, 2006; WANG; TANG; JIANG, 2014, ZHOU *et al.*, 2015) e remoção de poeira.

O efeito ejetor aplicado a uma UHE de baixa queda é, de certo modo, uma aplicação do Efeito Venturi a um canal de superfície livre de escoamento, onde o objetivo é que um jato de alta velocidade que sai de uma estrutura ejetora (vertedouro ou conduto lateral) transfira parte de sua energia cinética para um jato de baixa velocidade que sai de uma turbina, causando uma queda na pressão estática e, portanto, um ganho adicional de carga na turbina.

Neste sentido, a maioria dos estudos a respeito do efeito ejetor foi desenvolvida entre os anos 1900 – 1960 por pesquisadores da então União Soviética, onde se estudaram diversas usinas hidroelétricas por meio de modelos físicos em escala reduzida. Entre os trabalhos mais importantes destacam-se os de EGOROV (1948), KUMIN (1948), ERMAKOV (1949), KUMIN (1951), SLISSKII (1953), SLISSKII (1963) e EGOROV (1967). Em SLISSKII (1953, p. 65 - 69), apresentam-se as metodologias de análise de VEITS (1947), KACHANOVSKII (1947) e MUSTAFIN (1951), com conclusões e discussões a respeito do grau de aplicabilidade dos mesmos.

Por outro lado, um exemplo de aplicação da ejeção numa usina hidroelétrica real é mencionado por BORYAEV (1979), em referência à instalação de Kama na URSS, onde a geração adicional de energia elétrica devido à enchente de 1956 foi estimada em aproximadamente 16 milhões de kWh. No entanto, SERKOV (1967) indica que, apesar de que quase todos os projetos de usinas hidroelétricas naquele país permitem a aplicação do efeito ejetor e dos altamente elaborados desenhos de análises, os quais são baseados quase que exclusivamente em investigações de laboratório, os resultados de estudos em protótipo não foram descritos satisfatoriamente.

Após essas investigações, SCHIFFER *et al.* (2015) indicam que estes conceitos e estudos ficaram aparentemente no esquecimento, até serem aplicados na Áustria, para a construção de pequenas usinas hidroelétricas. Esses autores mencionam dois projetos de referência: as usinas hidroelétricas de Mültalwehr (DRACK, 2007) e de Waidhofen (GRUBER, 2013).

Tomando como referência a planta de Waidhofen, SCHIFFER *et al.* (2015) construíram um modelo físico em escala 1:10. O objetivo do estudo foi obter uma melhor percepção científica a respeito do uso energético do excesso de água, bem como a avaliação dos fatores mais significativos que influem no efeito de ejeção. Este modelo físico foi complementado posteriormente com simulações numéricas para fluxo multifásico (CFD-*model*).

Os resultados obtidos por SCHIFFER *et al.* (2015) mostram que, tanto a modelação física como a numérica, evidenciam o impacto positivo do efeito ejetor na potência hidráulica da turbina estudada para uma usina hidrelétrica de baixa queda. Nesta, se observa que, para

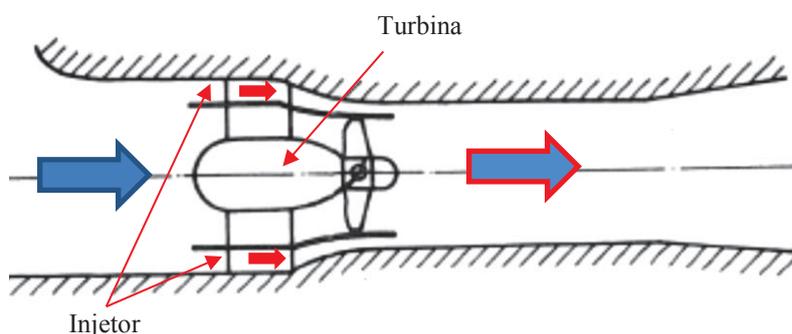
uma operação da usina com a maior vazão entre cinco vazões estudadas, a potência hidráulica disponível para a turbina era aproximadamente 18% maior que a existente para o caso sem ejeção.

No Brasil, têm-se o estudo realizado por DENICULI *et al.* (1983) sobre o desempenho de uma turbina hidráulica tipo hélice associada a um bocal injetor amplificador de queda de carga estática em uma usina de baixa queda (ver Figura 3.2).

O injetor acoplado conduz o excesso de água disponível (jato de alta velocidade) junto ao tubo de descarga, onde mistura-se ao escoamento da turbina, acelerando o escoamento turbinado e um abaixamento da pressão de saída, aumentando consequentemente o desnível manométrico na turbina.

Os resultados obtidos por DENICULI *et al.* (1983) mostram que para um ângulo de escalonamento das pás do rotor de 25°, o uso do bocal injetor acarreta um aumento de 27% na potência e de 33% no rendimento da turbina.

FIGURA 3.2 – TURBINA TUBULAR COM INJETOR, DISPOSIÇÃO SUGERIDA POR VEIRA (1965)



FONTE: adaptado de DENICULI *et al.* (1983)

Recentemente, tem-se o estudo que YAMAKAWA e TERABE (2016) desenvolveram no Instituto de Tecnologia para o Desenvolvimento (LACTEC-CEHPAR) em Curitiba, Brasil. O estudo consistiu em avaliar a melhoria de um aproveitamento hidroelétrico, no qual, se buscava reduzir o nível de água a jusante da casa de força através do efeito ejetor, incrementando a carga hidráulica disponível para a unidade geradora.

Esse estudo foi realizado em um modelo físico reduzido, na escala 1:70 instalado em um canal retangular. Os resultados obtidos mostram que o efeito ejetor estudado pode ser positivo para reduzir o nível de água a jusante da casa de força.

Como ilustração, a Figura 3.3 mostra uma linha de tempo dos estudos relevantes da literatura científica relacionados à pesquisa.

FIGURA 3.3 – LINHA DE TEMPO DE ESTUDOS REFERENTES AO EFEITO EJETOR EM USINAS HIDRELÉTRICAS DE BAIXA QUEDA

Autores	Décadas/Ano da publicação									
	1920	1930	1940	1950	1960	1970	1980	1990	2000	2010
Krei	1920									
Veits			1947							
Kachanovskii			1947							
Kumin			1948	1951						
Egorov			1948							
Ermakov			1949							
Mustafin				1951						
Slisskii				1953	1963					
Serkov					1967					
Borayev						1979				
Deniculi <i>et al.</i>							1983			
Schiffer <i>et al.</i>										2015
Yamakawa e Terabe										2016

3.2 USINAS DE BAIXA QUEDA

Atualmente, observa-se na Europa que mais de 70% da produção teórica de energia hidráulica já foi atingida (GIESECKE; MOSONYI, 2005; *apud* WIEMANN; MÜLLER; SENIOR, 2007).

Segundo WIEMANN, MÜLLER e SENIOR (2007), a implementação de usinas hidrelétricas com capacidade instalada superior a 1 MW já não é mais possível na Europa. Uma alternativa muito promissora do ponto de vista econômico e ecológico consiste na implementação de pequenas usinas hidrelétricas (100 – 1000 kW) e baixa queda ($0,80 \text{ m} < H < 2,00 \text{ m}$). Instalações com capacidades menores de 25 MW são geralmente denominadas pequenas usinas hidrelétricas (MAJUMDER; GHOSH, 2013), ainda que as tecnologias presentes em ambos casos sejam similares.

Até o momento, não existe um conceito referência para definição de uma usina de baixa queda. O US POWER RESOURCES OFFICE (2005, p. 5) indica que estas usinas têm alturas de queda menores que 20 m e uma capacidade de geração abaixo de 15000 kWh. MAJUMDER e GHOSH (2013, p. 17), definem usina de baixa queda como uma instalação com alturas de queda H inferiores a 30 m, enquanto KROMPHOLZ (2017, p. 2 - 4), indica que a carga disponível está na faixa de 2 m a 35 m com vazões dentre aproximadamente 0,3 a 100 m^3/s . A Figura 3.4 ilustra um exemplo de uma usina de baixa queda.

Usinas a fio d'água não possuem reservatório para armazenar água, ou seja, sua produção de eletricidade varia conforme as características hidrológicas do rio. Portanto, uma grande quantidade de água deve passar pela usina para gerar uma quantidade útil de energia elétrica (MAJUMDER; GHOSH, 2013). Esta quantidade de água, quando acima da capacidade

de engolimento das turbinas, pode ser utilizada na geração de energia adicional através do efeito ejetor.

FIGURA 3.4 – USINA DE BAIXA QUEDA OTTENSHEIM, ÁUSTRIA



FONTE: VERBUND (2011)

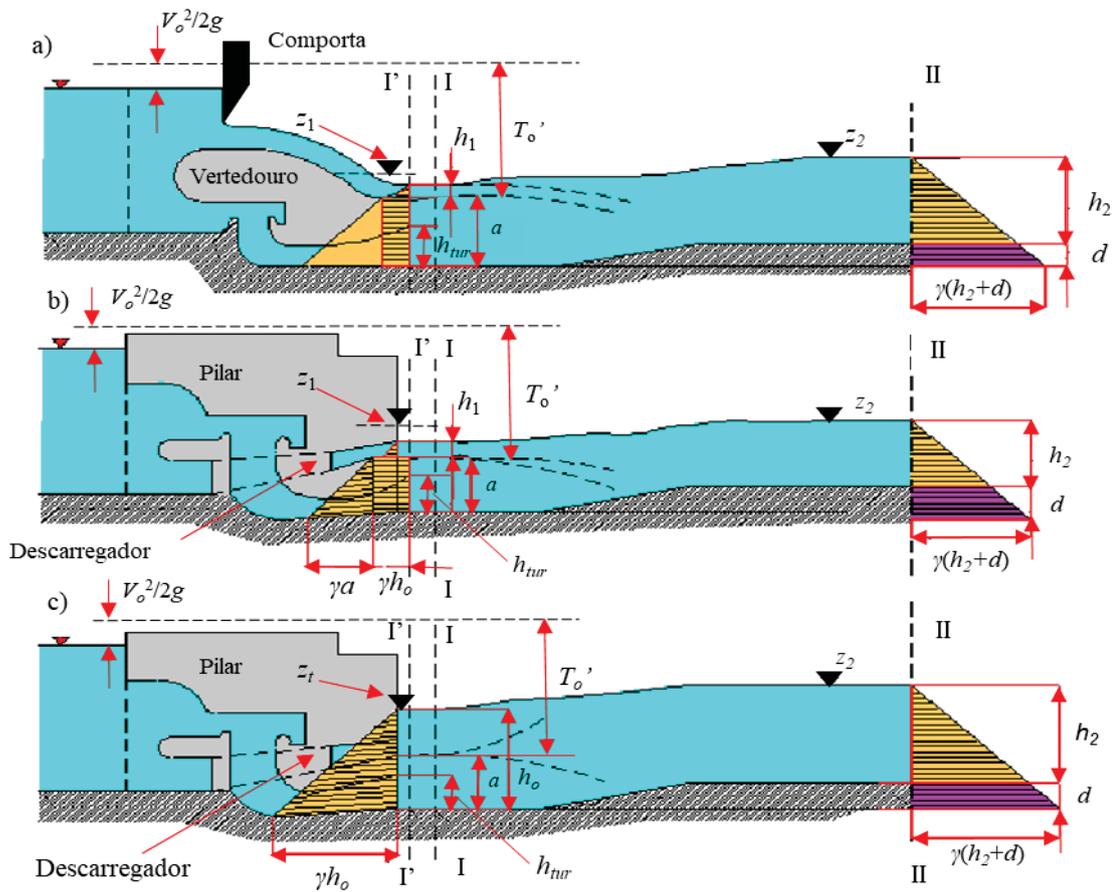
3.3 MÉTODO SIMPLIFICADO DE ANÁLISE

Em etapas iniciais de projeto onde não se requerem resultados muito precisos, pode-se estimar a ejeção acima do tubo de sucção independente do regime de fluxo e da localização da parte inclinada da rampa (ver Figura 3.5) com base nas premissas mostradas em SLISSKII (1953), que são discutidas a seguir:

- ❖ A profundidade da lâmina de água ao final da soleira ou na saída dos descarregadores h_1 , é independente da carga piezométrica sob a lâmina de água. A distribuição de pressão na secção I-I logo abaixo da lâmina de água é hidrostática para qualquer regime de fluxo.
- ❖ As distribuições das pressões são lineares ao lado dos pilares e ao final da soleira do vertedouro, entre os pilares.
- ❖ A pressão na parte inclinada da rampa depende da profundidade de fluxo na secção II-II do canal de fuga, independentemente da posição da rampa inclinada e do regime de fluxo.
- ❖ Quando o ressalto não é submerso (ver Figura 2.5B) a equação (2.14) de momento proporciona o valor de h_o como:

$$h_o = \frac{(h_2 + d)^2 - a^2 - h_1^2 - A}{2a}. \quad (3.1)$$

FIGURA 3.5 – VARIÁVEIS RELEVANTES PARA O MÉTODO SIMPLIFICADO DE ANÁLISE PARA (a) EJEÇÃO POR VERTEDOUROS DE DESCARGA (b) DESCARREGADORES DE FUNDO NÃO AFOGADOS E (c) DESCARREGADORES DE FUNDO AFOGADOS



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

O valor de A é determinado pela equação (2.16). A profundidade h_1 ao final da soleira do vertedouro é calculada pela fórmula da contração do perfil do escoamento como (ver equação (2.13) e a Figura 3.5)

$$T_o' = h_1 + \frac{q_w^2}{2gC_s^2 h_1^2}. \quad (3.2)$$

Para descarregadores de fundo afogados, com $e = 0$ (ver Figura 3.5c), tem-se que

$$h_t = h_o = \sqrt{(h_2 + d)^2 - A}. \quad (3.3)$$

No caso de descarregadores de fundo, h_1 é a altura das saídas ou a abertura das comportas. Portanto, a equação (3.1) tem que ser substituída pela equação (3.3) quando $h_o > h_1$.

Apesar deste método ser simplificado, a superestimava do efeito ejetor deve ser evitada considerando a carga Δh avaliada pela equação (2.7).

Portanto, a ejeção efetiva $h_{ej,ef}$ para os casos mostrados nas Figuras 3.5a e 3.5b é dado por

$$h_{ej,ef} = z_2 - z_1 - \Delta h. \quad (3.4)$$

Quando se tem o caso mostrado na Figura 3.5c, $h_{ej,ef}$ é dado por

$$h_{ej,ef} = z_2 - z_t - \Delta h. \quad (3.5)$$

3.4 REGIMES DE FLUXO INSTÁVEIS A JUSANTE DA CASA DE FORÇA

Observam-se regimes instáveis no canal de fuga a jusante da casa de força em modelos devido a duas causas (SLISSKII, 1953):

- ❖ Transição de escoamento superficial para escoamento de fundo e vice-versa
- ❖ Entrada de ar intermitente durante o escoamento de fundo.

Em ambos os casos, verificou-se que $h_o < 0$. Sendo que h_o é medido desde a borda final da soleira do vertedouro ou do bordo inferior da saída do descarregador de fundo.

SLISSKII (1953, p. 77) apresenta três casos possíveis de instabilidades, os quais ocorrem durante a mudança dos regimes de fluxo (ver Figura 3.6):

1. Deslocamento horizontal intermitente do vórtice superficial em escoamento de fundo, para profundidades próximas ao limite inferior do Primeiro Regime Crítico (ver Figura 3.6a);
2. Deslocamento horizontal intermitente do vórtice superficial em escoamento superficial, para profundidades próximas ao limite superior do Primeiro Regime Crítico (ver Figura 3.6b);

3. Flutuações periódicas consideráveis no nível de água no canal de fuga na zona de instabilidade (ver Figura 3.6c).

Neste último caso, um vórtice superficial se forma a uma certa distância da barragem aumentando sua magnitude à medida que se desloca para montante. Em alguns casos, o escoamento pode afogar a saída do vertedouro se sua elevação for baixa.

As instabilidades causadas pela entrada intermitente de ar sob a lâmina de água podem ser eliminadas fornecendo livre acesso de ar por baixo do escoamento.

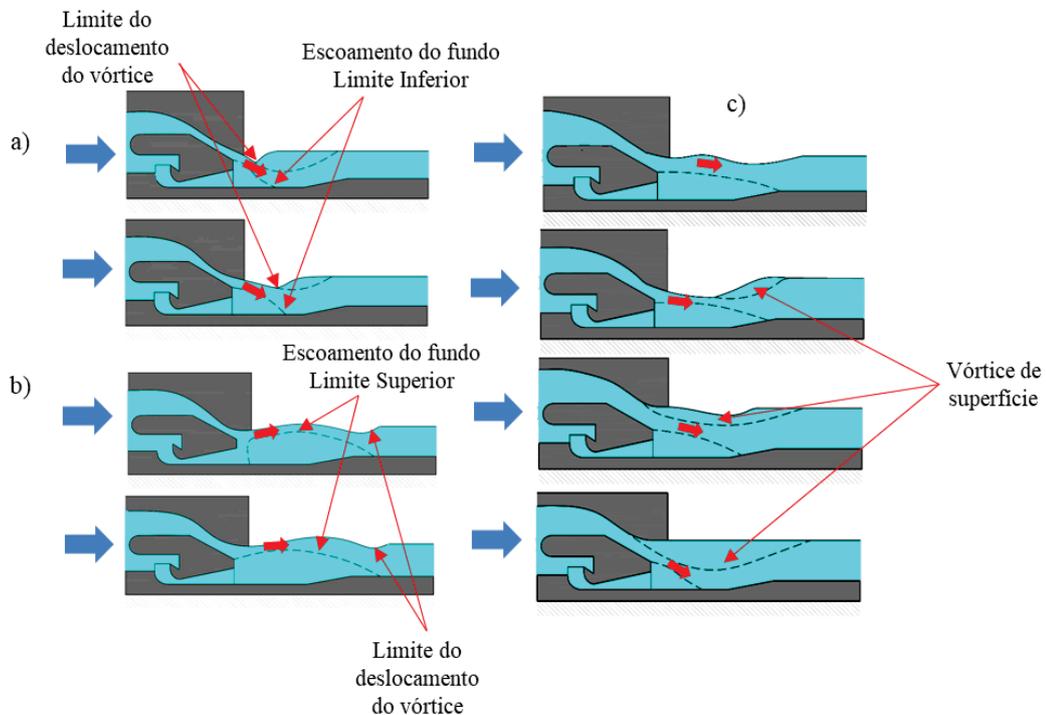
SLISSKII (1953) estudou como as flutuações do nível de água afetavam a distribuição de pressões na saída do tubo de sucção em um modelo físico.

Entre as conclusões mais importantes tem-se que quando a turbina não estava em operação, as amplitudes de flutuação da pressão na saída do tubo durante condições instáveis eram 50% inferiores em relação às flutuações medidas na rampa no canal de fuga.

Quando a turbina estava em operação, as flutuações de pressão eram desprezíveis, mesmo com condições de fluxo instável no canal de fuga.

Também se observou que uma soleira dentada ao final do vertedouro resultou em uma redução considerável nas flutuações de pressão nos pontos estudados.

FIGURA 3.6 – CASOS TÍPICOS DE INSTABILIDADES NO CANAL DE FUGA OBSERVADOS DURANTE MUDANÇAS DE REGIME DE FLUXO



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

3.5 CONCEITOS DE TURBULÊNCIA

No presente trabalho de pesquisa, pretende-se explorar as possíveis relações entre o efeito ejetor presente na UHE e parâmetros de turbulência e variáveis hidrodinâmicas presentes no escoamento a jusante da casa de força.

Portanto, nos parágrafos seguintes apresentam-se conceitos básicos de turbulência, das escalas de Taylor e Kolmogorov, da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta e da anisotropia das tensões de cisalhamento de Reynolds.

Os movimentos turbulentos apresentam flutuações em função do tempo da velocidade, temperatura, densidade e outros escalares. Como resultado destas oscilações, o estado turbulento contribui de forma muito importante à transferência da quantidade de movimento, calor, massa e outras propriedades, tendo, portanto, uma influência decisiva na distribuição das mesmas no campo de escoamento.

A turbulência é um estado do fluxo no qual, as variáveis dependentes do tempo apresentam flutuações irregulares de caráter aparentemente aleatório, de forma que, somente as propriedades estatísticas podem ser reconhecidas e analisadas e, por esta razão, que o escoamento turbulento é de interesse prático (SOUZA *et al.*, 2011, p. 28 - 31).

POPE (2000, p. 3-7), indica que uma característica fundamental dos escoamentos turbulentos é que os campos de velocidades variam significativamente e irregularmente em função do tempo e do espaço. Além disso, estes escoamentos têm a habilidade de transportar e misturar o fluxo de uma forma muito mais eficiente do que o fluxo laminar.

TENNEKES e LUMLEY (1989), *apud* SOUZA *et al.* (2011), apresentam os seguintes conceitos em relação à turbulência:

- a) os escoamentos turbulentos têm a habilidade para a mistura e o transporte das propriedades do fluido a taxas de várias ordens de magnitude do que as presentes no escoamento laminar;
- b) escoamentos turbulentos sempre são dissipativos, precisando de uma alimentação contínua de energia para compensar as perdas de tipo viscoso. Sem esta energia, a turbulência decai;
- c) os vórtices encontrados neste escoamento são muito maiores que o comprimento da escala molecular, portanto, a Hipótese do *Continuum* é válida. Nesta hipótese, a viscosidade molecular impõe um limite inferior para a escala dos menores vórtices, prevendo a geração de escalas menores ainda. Portanto, a

energia cinética dos pequenos vórtices é dissipada antes de atingir-se a escala molecular (DESCHAMPS, 2002 *apud* SOUZA *et al.*, 2011).

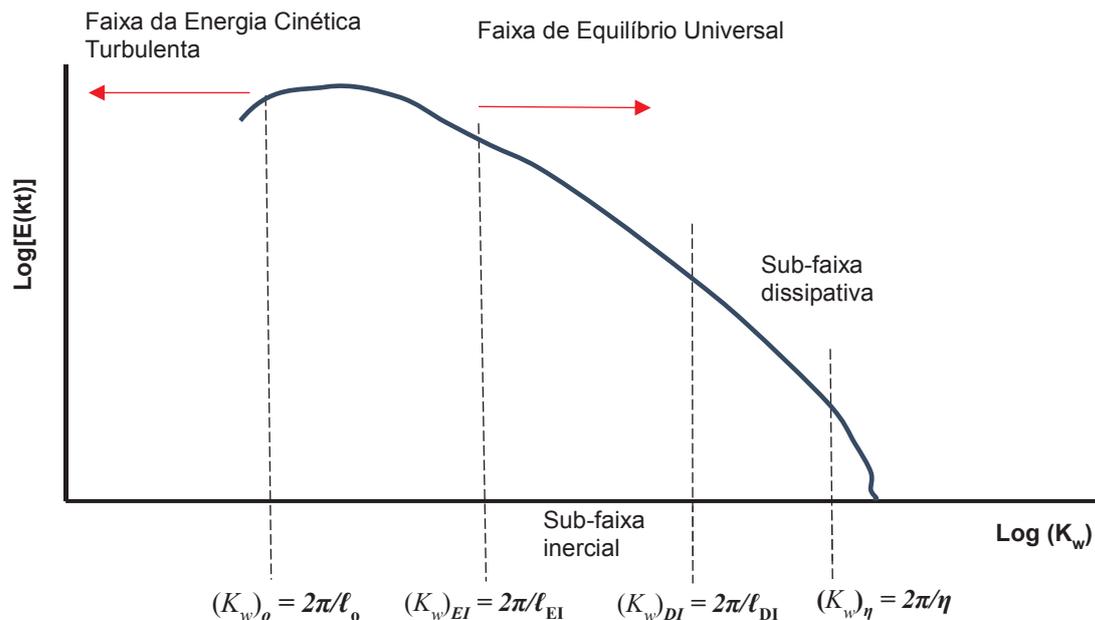
d) os escoamentos turbulentos são sempre rotacionais e fenômenos tridimensionais.

3.5.1 Escalas da turbulência

Um escoamento turbulento apresenta um espectro contínuo de dimensões de vórtices. Consequentemente, as quantidades dos diferentes tamanhos de estes vórtices são diretamente proporcionais ao número de Reynolds do escoamento médio (EIGER, 1989, p. 84 - 155).

EIGER (1989) indica que este espectro é limitado superiormente pelos contornos físicos do escoamento, como se mostra na Figura 3.7 (banda esquerda).

FIGURA 3.7 – ESPECTRO DE ENERGIA DE UM ESCOAMENTO TURBULENTO



FONTE: POPE (2000)

Na Figura 3.7, k_t é a energia cinética turbulenta, K_w é o número de onda ($=2\pi/\ell$; sendo ℓ qualquer escala de comprimento). $E(k_t)$ é o espectro da energia cinética turbulenta definido por (POPE, 2000) como

$$E(k_t) = \varepsilon^{2/3} K_w^{-5/3}, \quad (3.6)$$

onde ε é a chamada taxa de dissipação da energia cinética turbulenta. POPE (2000), SOUZA *et al.* (2011) e LIBBY (2016) apresentam as características principais das Faixas da Energia Cinética Turbulenta e de Equilíbrio Universal, as quais são resumidas a seguir.

A **Faixa da Energia Cinética Turbulenta** tem os maiores vórtices com números de onda K_w menores. Esses vórtices dependem fortemente da geometria do escoamento e da forma como foram gerados. Apresentam características anisotrópicas e comportamento determinístico até uma escala de comprimento $\ell_{EI} = 1/6 \ell_o$, onde a escala de comprimento ℓ_o é comparável com a escala geométrica do escoamento L .

A escala da velocidade U_o é muito similar ou próxima à velocidade média \bar{u} . Além disso, os números de Reynolds ($= U_o \ell_o / \nu$) presentes são grandes, sendo, portanto, os efeitos viscosos desprezíveis.

Os grandes vórtices presentes nesta faixa são instáveis quebrando-se facilmente, transferindo sua energia a vórtices menores em uma chamada Cascata de Energia (RICHARDSON, 1922), mostrada na Figura 3.7.

A **Faixa de Equilíbrio Universal** está delimitada em sua parte superior pela escala de comprimento ℓ_{EI} . Nesta faixa, existe um equilíbrio entre as taxas de transferência T_E e de dissipação ε da energia ($T_E = \varepsilon$). A medida que as escalas se reduzem, a turbulência tende a ser isotrópica e homogênea, alcançando-se um estado de similaridade universal nas estatísticas do movimento, as quais dependem somente de ε e da viscosidade cinemática ν (KOLMOGOROV, 1941)

A **Sub-faixa Inercial** está delimitada pelas escalas de comprimento $\ell_{DI} < \ell < \ell_{EI}$, onde $\ell_{DI} \approx 60\eta$, sendo η uma escala de comprimento representativa da sub-faixa dissipativa.

Nesta região, os efeitos viscosos são ainda desprezíveis em termos da transferência ou dissipação da energia, sendo ε a única responsável do processo. KOLMOGOROV (1941), mostra que, para escalas de comprimentos menores ($\ell < \ell_{EI}$), as estatísticas do movimento são universais e dependem de ε e ν (Primeira Hipótese de Similaridade).

O limite para a **Sub-faixa Dissipativa** se encontra para $\ell < \ell_{DI}$. Os números de Reynolds presentes são pequenos, dando como resultado que as forças viscosas sejam importantes na dissipação da energia cinética turbulenta. Aqui, as escalas de comprimentos são universais e só dependem de ε (Segunda Hipótese de Similaridade de KOLMOGOROV, 1941).

A escala de comprimento η , ou microescala de comprimento de Kolmogorov (SOUZA *et al.*, 2011), é dada pela seguinte expressão (POPE, 2000), em função de ε e ν :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}. \quad (3.7)$$

A microescala de Taylor $\lambda(z)$; onde z é a elevação do ponto de avaliação no campo de escoamento, define um comprimento de um turbilhão típico na sub-faixa inercial do espectro de energia de Kolmogorov, e é considerada como a escala puramente turbulenta mais relevante (TAYLOR, 1935; DEY *et al.*, 2019).

Nesta microescala, os efeitos viscosos presentes na dinâmica dos turbilhões turbulentos no escoamento são importantes. Para valores de $\ell > \lambda(z)$, as escalas resultantes não são significativamente afetadas pela viscosidade. Por outro lado, para $\ell < \lambda(z)$, as escalas de comprimentos estão sujeitas a fortes efeitos viscosos.

DEY *et al.* (2019), apresentam uma expressão para o cálculo de $\lambda(z)$ como

$$\lambda(z) = \left(\frac{15\nu\overline{u'u'}}{\varepsilon} \right)^{0,5}, \quad (3.8)$$

onde $\overline{u'}$ são as flutuações da velocidade instantânea, em relação à velocidade média na direção do fluxo a jusante em função do tempo.

3.5.2 Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta ε

A equação de conservação da energia cinética turbulenta em um fluxo bidimensional (2D) se expressa como (DEY, *et al.* 2017)

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \varepsilon + \frac{\partial \overline{k_t w'}}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{p'w'}) - \nu \frac{\partial^2 k_t}{\partial z^2}, \quad (3.9)$$

onde p' é a flutuação da pressão instantânea p em relação à pressão média \bar{p} . O termo $-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ representa a taxa de produção da energia cinética turbulenta (ECT), ε é a taxa de dissipação da ECT, $\frac{\partial \overline{k_t w'}}{\partial z}$ é a taxa difusiva da ECT, $\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{p'w'})$ é a taxa de difusão da energia de pressão e $-\nu \frac{\partial^2 k_t}{\partial z^2}$ é a taxa da difusão viscosa da ECT, sendo este último termo igual a zero para números de Reynolds do escoamentos grandes.

XU e CHEN (2013, p. 663- 664) apresentam diferentes metodologias para estimar ε usando dados de Velocimetria por Imagem de Partículas (*PIV data*). Inicialmente, os autores

assumem que o escoamento turbulento é isotrópico, homogêneo. Portanto, ε pode ser avaliado por meio do uso do gradiente da velocidade em uma direção como

$$\varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2}. \quad (3.10)$$

Outros métodos ilustrados por ambos autores para a avaliação de ε são as expressões de GEORGE e HUSSEIN (1991); assumindo-se no escoamento escalas de turbulência pequenas e localmente axisimétricas, de DORON *et al.* (2001); considerando isotropia local no escoamento turbulento e o uso do Espectro da Energia para k_t . Contudo, a determinação precisa de ε continua sendo um desafio.

DEY *et al.* (2019) indicam que a aplicação da equação (3.10) para dados de um *ADV* (*Acoustic Doppler Velocimeter*) é muito difícil devido à complexidade envolvida na captura de uma resolução espacial fina, o qual não acontece quando se usam medições baseadas na técnica *PIV*.

Para medições da velocidade de escoamento com um *ADV*, autores como BLUTEAU, JONES e IVEY (2011), FERRARO *et al.*, (2016), DEY *et al.* (2017), HUANG *et al.*, (2018) e DEY *et al.* (2019) descobriram que ε pode ser avaliada de uma maneira melhor usando-se a segunda hipótese de similaridade de Kolmogorov, também válida para escoamentos anisotrópicos.

Portanto, para a faixa sub-inercial, tem-se que (VOULGARIS ;TROWBRIDGE, 1998; POPE, 2000; HUANG *et al.* 2018; DEY *et al.* 2019)

$$K_w^{5/3} S_{uu} = C_K \varepsilon^{2/3}, \quad (3.11)$$

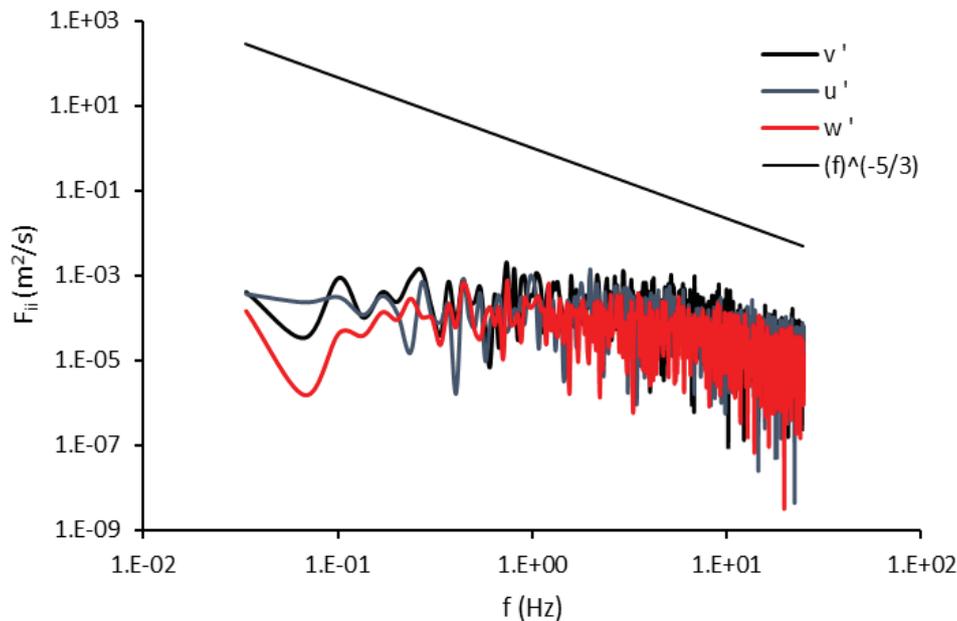
onde K_w é o número de onda, S_{uu} é a função de densidade espectral para as flutuações u' (sendo u em sentido do escoamento a jusante) e C_K é uma constante com valores reportados de $0,5 \pm 0,05$, segundo SREENIVASAN e ANTONIA (1997), e $C_K = 0,5$ segundo MONIN e YAGLOM (2007) *apud* DEY *et al.* (2019, p. 04018085-5) HUANG *et al.* (2018, p. 265), reportam um valor de $C_K = 0,71$ para velocidades do escoamento verticais e VOULGARIS e TROWBRIDGE (1998, p.) indicam que $C_K = (9/55)\alpha^*$, onde $\alpha^* = 1,5$, baseados no modelo espectral turbulento de Kolmogorov segundo TENNEKES e LUMLEY (1989).

A função espectral S_{uu} ; sendo uma função de K_w (ver Figura 3.8), se expressa como (DEY *et al.*, 2017):

$$S_{uu}(K_w) = \frac{\bar{u}}{2\pi} F_{uu}(f), \quad (3.12)$$

onde F_{uu} é o espectro para as flutuações u' em função da frequência f , sendo $K_w = (2\pi/\bar{u})f$.

FIGURA 3.8 – EXEMPLO DE DIAGRAMA F_{ii} vs. f PARA $i = 1, 2, 3$ (u', v', w') E $f^{-5/3}$



FONTE: AUTOR (2019)

O intervalo da sub-faixa inercial é caracterizado pela lei de escala de Kolmogorov chamada “*-5/3 scaling-law*”, onde a tendência da variação de $S_{uu} = f(K_w)$ é paralela à trajetória de uma linha com uma inclinação de $-5/3$ (ver Figura 3.8). Nesta sub-faixa, o valor médio de $K_w^{5/3} S_{uu}$ é independente de K_w (DEY *et al.* 2019), tal como mostra a Figura 3.9.

Uma vez que o valor de $K_w^{5/3} S_{uu}$ é conhecido, o valor de ε pode ser avaliado pela equação (3.11).

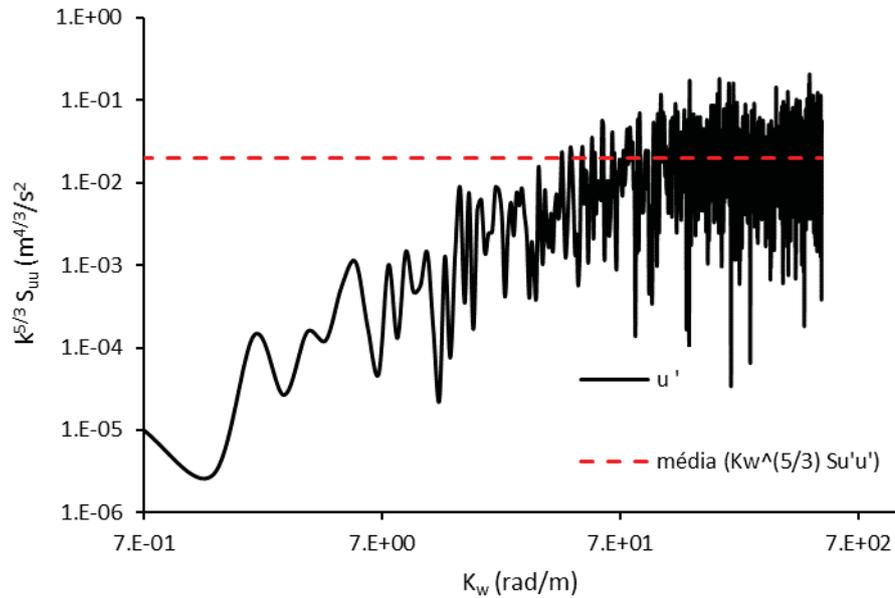
3.5.3 Anisotropia das tensões de cisalhamento de Reynolds

Em um fluido em movimento, a turbulência é homogênea e isotrópica quando cumpre os seguintes requisitos (KÁRMÁN, 1937, p. 131-133):

- a) as médias dos quadrados das flutuações das velocidades de escoamento, assim como os produtos das componentes dessas flutuações e as suas derivadas direcionais são independentes da locação do ponto de observação, e;

- b) esses valores médios são invariantes em relação à rotação dos eixos de coordenadas.

FIGURA 3.9 – EXEMPLO DE DIAGRAMA $K_w^{5/3} S_{uu}$ vs. K_w NA SUB-FAIXA INERCIAL DE KOLMOGOROV



FONTE: AUTOR (2019)

O termo de turbulência isotrópica num escoamento turbulento se aplica, segundo DEY *et al.* (2017, 2019), quando as flutuações da velocidade mantêm a independência do eixo de referência, além de serem invariantes à rotação do eixo.

Portanto, considera-se que as tensões de cisalhamento de Reynolds são idênticas, ou seja $\rho \overline{u'u'} = \rho \overline{v'v'} = \rho \overline{w'w'}$, onde u , v e w são velocidades mutuamente ortogonais nos eixos x , y e z respectivamente. Para o caso de um escoamento turbulento anisotrópico, as tensões de Reynolds não são iguais, o que quer dizer que as flutuações turbulentas apresentam uma preferência direcional, ou em outras palavras $\rho \overline{u'u'} \neq \rho \overline{v'v'} \neq \rho \overline{w'w'}$.

Se for usado o conceito de viscosidade turbulenta de BOUSSINESQ (1877), o qual indica que (SOUZA *et al.*, 2011):

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k_t \delta_{ij}, \quad (3.13)$$

onde ν_t é a viscosidade turbulenta e δ_{ij} é o delta de Kronecker, para condições isotrópicas tem-se que o termo $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} = 0$, portanto

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} k_t \delta_{ij}. \quad (3.14)$$

O tensor de anisotropia das tensões de Reynolds b_{ij} , é um estimador do grau de afastamento do escoamento turbulento da condição isotrópica e, se define como a diferença entre os termos do tensor de tensão de Reynolds em relação à energia cinética turbulenta (ECT) e a sua quantidade equivalente isotrópica (DEY *et al.* 2019). O tensor b_{ij} é também simétrico e se define como (CHOI; LUMLEY, 2001):

$$b_{ij} = \frac{\overline{u'_i u'_j}}{2k_t} - \frac{\delta_{ij}}{3}, \quad (3.15)$$

onde o delta de Kronecker é $\delta_{ij} = 0$ se $i \neq j$ e $\delta_{ij} = 1$, quando $i = j$. Para escoamento isotrópico se tem que $b_{ij} = 0$ e, em geral, os limites de b_{ij} são $-1/3 < b_{ij} < -2/3$ segundo LUMLEY (1970) e CHOI e LUMLEY (2001).

DEY *et al.* (2019, p. 04018085-8) indicam que desde um ponto de vista físico, os componentes b_{11} , b_{22} e b_{33} podem ser considerados como as contribuições das intensidades da turbulência do escoamento a jusante e transversalmente ao fluxo à energia cinética turbulenta média.

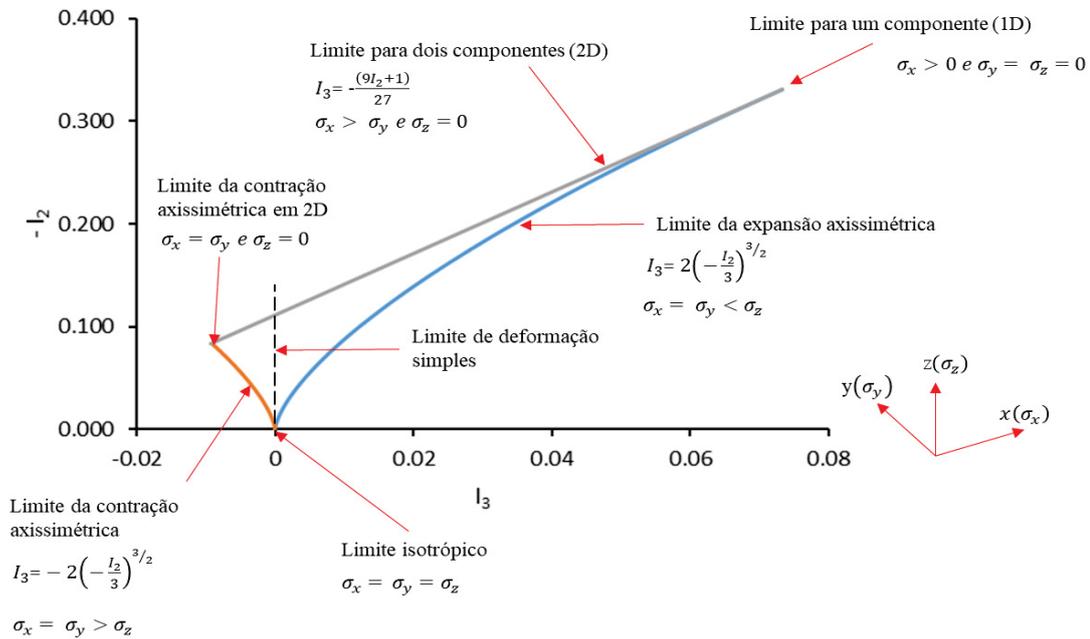
CHOI e LUMLEY (2001, p. 62 - 64), mencionam que todos os possíveis estados de turbulência podem ser encontrados no interior de um chamado triângulo de turbulência em coordenadas invariantes $-I_2$ e I_3 do tensor de anisotropia b_{ij} (ver Figura 3.10), onde as mesmas se definem como

$$I_2 = -\frac{b_{ij} b_{ji}}{2}, \quad (3.16)$$

$$I_3 = \frac{b_{ij} b_{jk} b_{ki}}{3}, \quad (3.17)$$

onde a invariante $-I_2$ pode assumir valores positivos ou zero e representa o grau de anisotropia e a invariante I_3 ilustra a natureza da mesma (DEY *et al.* 2019, p. 04018085-9).

FIGURA 3.10 – ESQUEMA DO MAPA DA TURBULÊNCIA ANISOTRÓPICA INVARIANTE OU TRIÂNGULO DA TURBULÊNCIA DE LUMLEY



FONTE: adaptado de DEY *et al.* (2019)

3.5.4 Jatos simples e múltiplos

Os jatos turbulentos únicos têm muitas aplicações na engenharia do mundo real (HOCH e JIJI, 1981), como, por exemplo, transferência de calor de combustão, geração de empuxo, mistura química (ALI; THUROW, 2016), ruído e mistura de jatos (BALL; FELLOUAH; POLLARD, 2012), descargas ambientais, incluindo as de descarte de águas residuais municipais ou industriais, sistemas de injeção de fluidos, controladores de circulação (BHUIYAN *et al.*, 2011; DEY *et al.*, 2017; MARSTERS; FOTHERINGHAM, 1980), estabilizando posições de resaltos hidráulicos para a dissipação de energia, a jusante das estruturas hidráulicas, como vertedouros, barragens e represas (DEY; SARKAR, 2008; DEY; NATH; BOSE, 2010; DEY *et al.*, 2019), escoamento através das aberturas de eclusa (DEY *et al.*, 2010), combustão de propulsão (STANLEY; SARKAR; MELLADO, 2002) e outros.

As aplicações de jatos gêmeos, ou vários jatos interagindo, também são muito comuns na engenharia e nas aplicações geofísicas, como transporte de poluentes em corpos de águas rasas, bombas de jatos em navios, aeradores de ar de reservatórios de água (ESSEL; TACHIE, 2018), dispositivos de fornecimento de ventilação (GHAHREMANIAN, 2014), linhas de difusores em estações de tratamento de águas residuais, linhas de difusores de combustível em fornos a gás (KARIMPOUR; KAYE; KHAN, 2011), processos de arrastamento e mistura em

caldeiras e sistemas de injeção (LAI; NASR, 1998), liberação de enchentes de água a través de uma HPP (RAHMAN; TACHIE, 2019) e outras aplicações em engenharia ambiental.

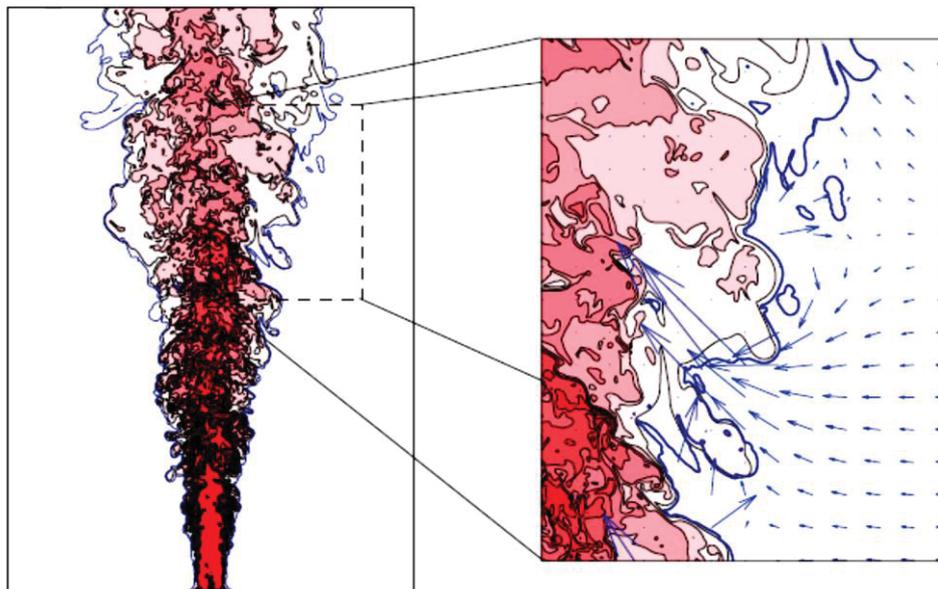
Um jato turbulento é o fluxo de cisalhamento livre produzido por uma fonte de momento linear em um ambiente quieto e uma queda de pressão através de um orifício emissor (CRASKE, 2016; SEKULA, 2010).

O jato evolui para um fluxo turbulento totalmente desenvolvido em muitos diâmetros a jusante do orifício de emissão, passando por instabilidades e transições complexas (ALI; THUROW, 2016, p. 1-2).

Um jato de fluido pode ser livre ou confinado, dependendo da distância de abertura de emissão (a origem do jato) até os limites confinantes. Se os limites estiverem suficientemente longe da abertura de emissão, o jato será denominado jato livre; caso contrário, será um jato confinado (DEY *et al.*, 2017, p. 065112-1-3).

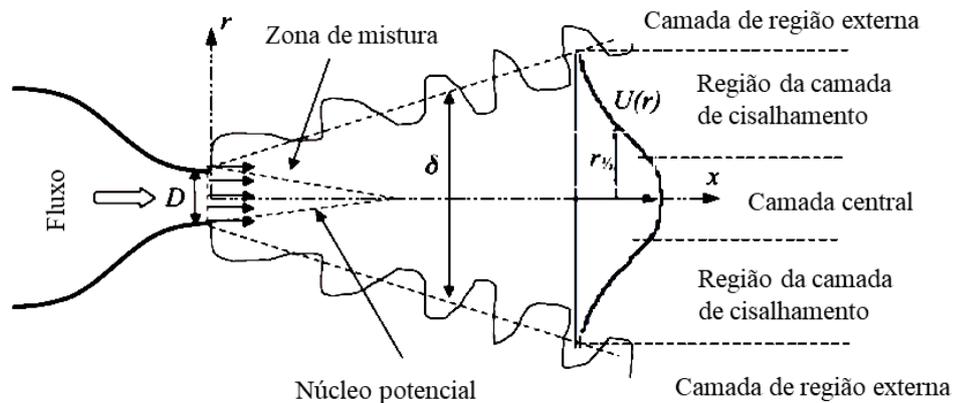
Os jatos livres ou não confinados têm aproximadamente a forma de um cone. Esse limite separa o ambiente irrotacional e não turbulento, do fluxo rotacional e turbulento dentro do jato. Nesta fronteira, a superfície do jato se torce e dobra, facilitando a mistura do jato e a entrada de fluidos nas proximidades (Figura 3.11) (CRASKE, 2016, p. 2-3). Como ilustração, a Figura 3.12 apresenta uma vista em planta de um jato livre típico emitido por um bocal de contração suave (BALL; FELLOUAH; POLARD, 2012, p. 2).

FIGURA 3.11 – EXEMPLO DE JATO LIVRE, MOSTRANDO REGIÕES DE MISTURA E ENTRADA DE FLUXO DE UMA ZONA QUIESCENTE PARA O JATO



FONTE: CRASKE (2016)

FIGURA 3.12 – VISTA EM PLANTA TÍPICA DE UM JATO LIVRE EMITIDO POR UM BOCAL DE CONTRAÇÃO SUAVE



FONTE: BALL, FELLOUAH e POLARD (2012)

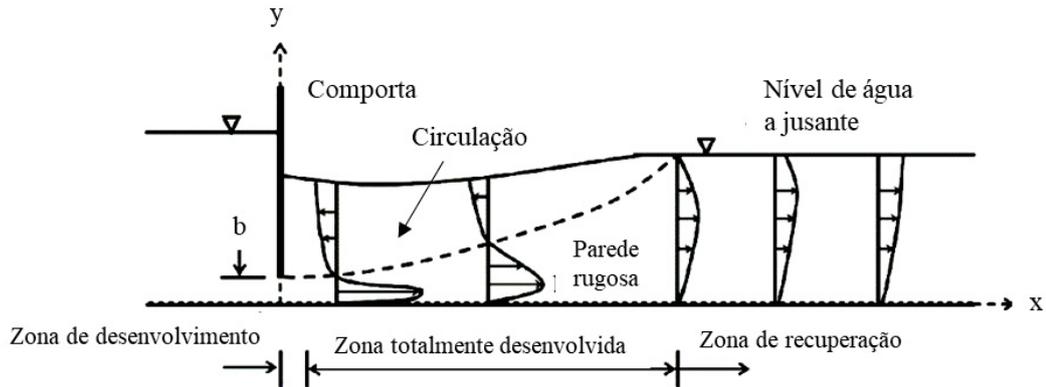
RAJARATNAM (1976) propôs uma classificação de jato como mostrada em SEKUKA (2010) da seguinte forma:

- o jato turbulento radial;
- o jato composto;
- o jato confinado;
- o jato em fluxo cruzado;
- jatos de parede radial; e
- jatos planos de parede compostos.

Adicionalmente, DEY *et al.*(2017) e HOCH e JIJI (1981) apresentam as seguintes definições:

- Jatos incidentes (*impinging jets*), que são jatos cuja descarga é direcionada para um limite sólido, colidindo em ele normalmente ou em ângulo;
- Jatos de parede (*wall-jets*), apresentando uma bolha recirculatória acima dele e zonas de fluxo reverso (Figura 3.13). Os jatos de parede submersos podem ser tratados como resaltos submersos e considerados como um fenômeno de transição entre jatos de parede e resaltos livres (DEY; SAKAR, 2008; DEY; NATH; BOSE, 2010; WU; RAJARATNAM, 1995); e
- Jatos livres (*offset-jets*), onde o fluido é emitido a uma certa distância da fronteira física, eventualmente aderindo-se a ela devido a forças de pressão laterais ou ao chamado efeito Coandă.

FIGURA 3.13 – VISTA LATERAL DE UM JATO DE PAREDE SUBMERSO

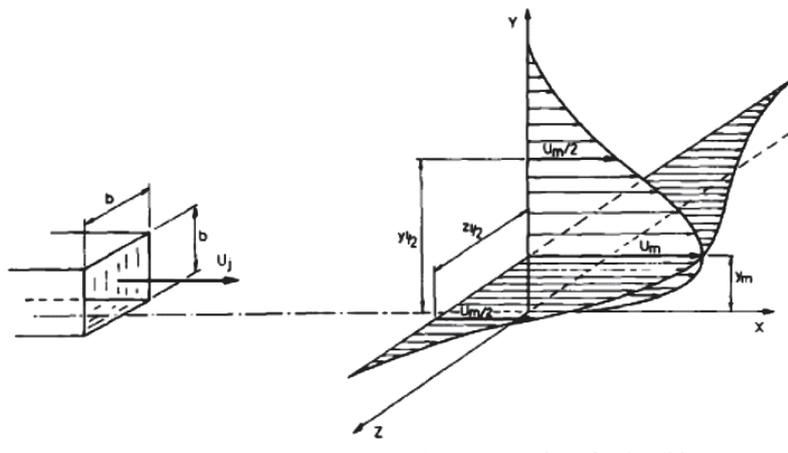


FONTE: DEY, NATH e BOSE (2010)

Em função da dimensionalidade dos jatos emissores, existem os jatos axissimétricos bidimensionais (2D) (jatos planares redondos e retangulares) e um jato tridimensional (3D). O posterior, é um jato que sai de um orifício não aximétrico e mistura-se em um ambiente quiescente. A forma do orifício pode ser retangular, elíptica e triangular, entre outras (SFORZA; STEIGER; TRENTACOSTE, 1966, p. 801-802).

Para jatos 3D retangulares (ver Figura 3.14), a geometria dos bocais e a taxa de proporção (*Aspect Ratio*) R (= largura/altura) desempenham um papel muito importante no desenvolvimento do jato (RANGARAJAN; CURTIS, 2012; SFEIR, 1979).

FIGURA 3.14 – CONFIGURAÇÃO DO FLUXO PARA UM JATO RETANGULAR 3D

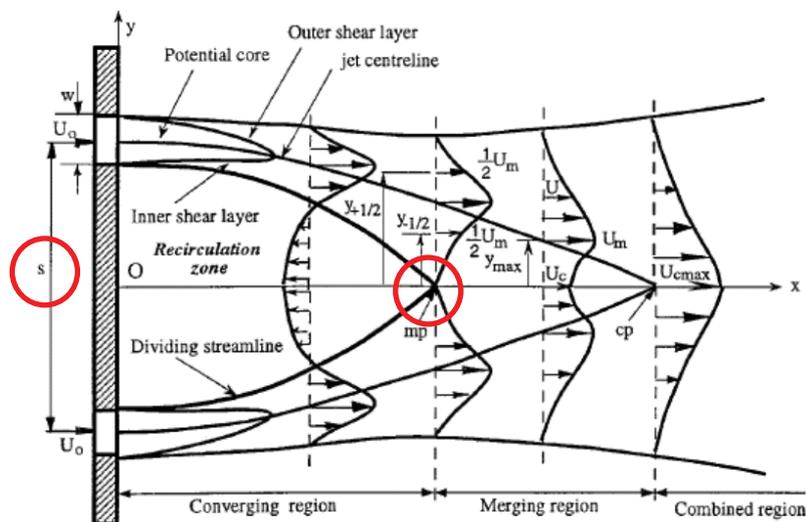


FONTE: LAUNDER; RODI (1981)

Além disso, a região próxima - intermediária (RPI) (*Near-to-Intermediate Field*, NIF) ($0 \leq x/D \leq 30$ da Figura 3.12) domina as aplicações práticas de um jato, para as quais as condições a montante podem efetivamente influenciar a transferência de calor, massa e momento linear (BALL; FELLOUAH; POLLARD, 2012; MI; NOBES; NATHAN, 2001; TSUCHIYA; HORIKOSHI; SATO, 1986), autopreservação (GUTMARK; WYGNANSKY, 1976), caracterização de jatos, avaliação de propriedades médias de fase, identificação de estruturas coerentes (FELLOUAH; POLLARD, 2009), desenvolvimento espacial de campos escalares e de velocidade (WU *et al.*, 2013) e é de interesse dos dispositivos de controle de fluidos e sensores de jato livre (DUPLESSIS; WANG; KAHAWITA, 1974).

Pesquisas importantes foram desenvolvidas para estudar dois ou vários jatos interagindo (Figura 3.15). ESSEL e TACHIE (2018) estudaram as propriedades médias do fluxo e as características turbulentas de jatos gêmeos submersos interagindo com uma superfície livre.

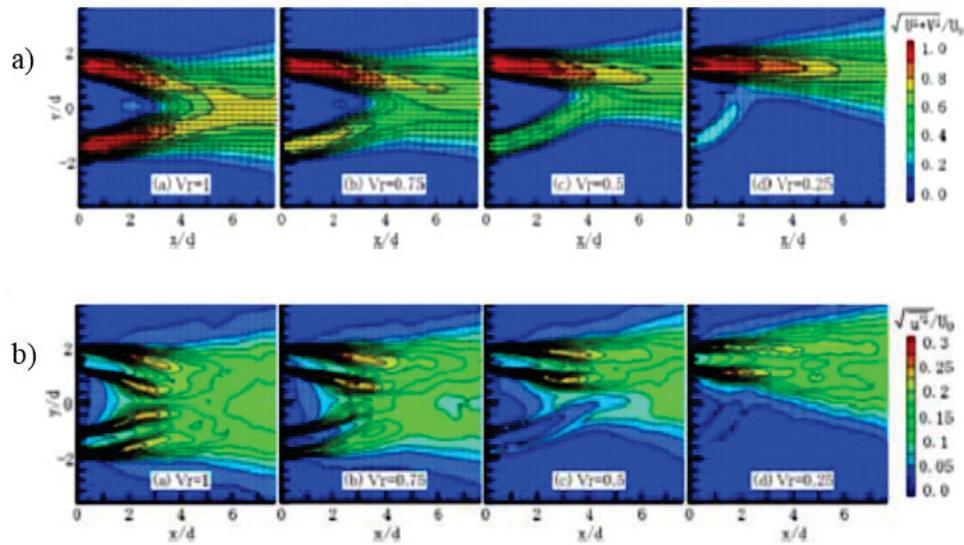
FIGURA 3.15 – CONFIGURAÇÃO DO FLUXO PARA DOIS JATOS GÊMEOS PARALELOS



FONTE: LAI; NASR (1998)

FUJISAWA, NAKAMURA e SRINIVAS (2004), avaliaram a influência da taxa de velocidade no desenvolvimento de jatos na região inicial, para dois jatos paralelos de seções transversais e velocidades diferentes, mostrando que esses jatos se desenvolvem na direção do jato de alta velocidade e, a largura da mistura sofre uma redução com uma diminuição na taxa de velocidade do jato (Figura 3.16).

FIGURA 3.16 – LINHAS DE CONTOURO DE a) VELOCIDADE E b) INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA A JUSANTE DE JATOS PARALELOS COM VELOCIDADES E R DIFERENTES



FONTE: FUJISAWA; NAKAMURA; SRINIVAS (2004)

GHAHREMANIAN (2014) estudou o comportamento do escoamento e turbulência de vários jatos interagindo no RPI. KHARIMPOUR, KAYE e KHAN (2011) implementaram um estudo *CFD* para avaliar a posição do ponto de fusão (“*mp*”, como visto na Figura 3.15) de jatos turbulentos, em função da largura dos bocais, separação entre os eixos centrais, número de Reynolds e a potência relativa dos jatos

Outros estudos interessantes a esse respeito foram desenvolvidos por KO e LAU (1989), LAI e NASR (1998), LANDERS (2016), LIN e SHEU (1990), MILLER e COMINGS (1960), OSKOUIE, TACHIE e WANG (2019), RAHMAN e TACHIE (2019) e TANAKA (1970), entre outros.

Todos esses estudos apresentam casos relativamente simples de jatos interagentes, jatos axisimétricos redondos ou coplanares, com grandes valores de R e espaçamento dos bocais (s na Figura 3.15), o que não acontece no presente estudo, em que as taxas de proporções R dos condutos laterais (reguladas por comportas) e dos tubos de sucção são bastante diferentes, e os dois conjuntos de estruturas são colocados lado a lado, o que agrega uma situação complexa de interações dos fluxos dos jatos, que não foi abordada em nenhuma literatura científica consultada.

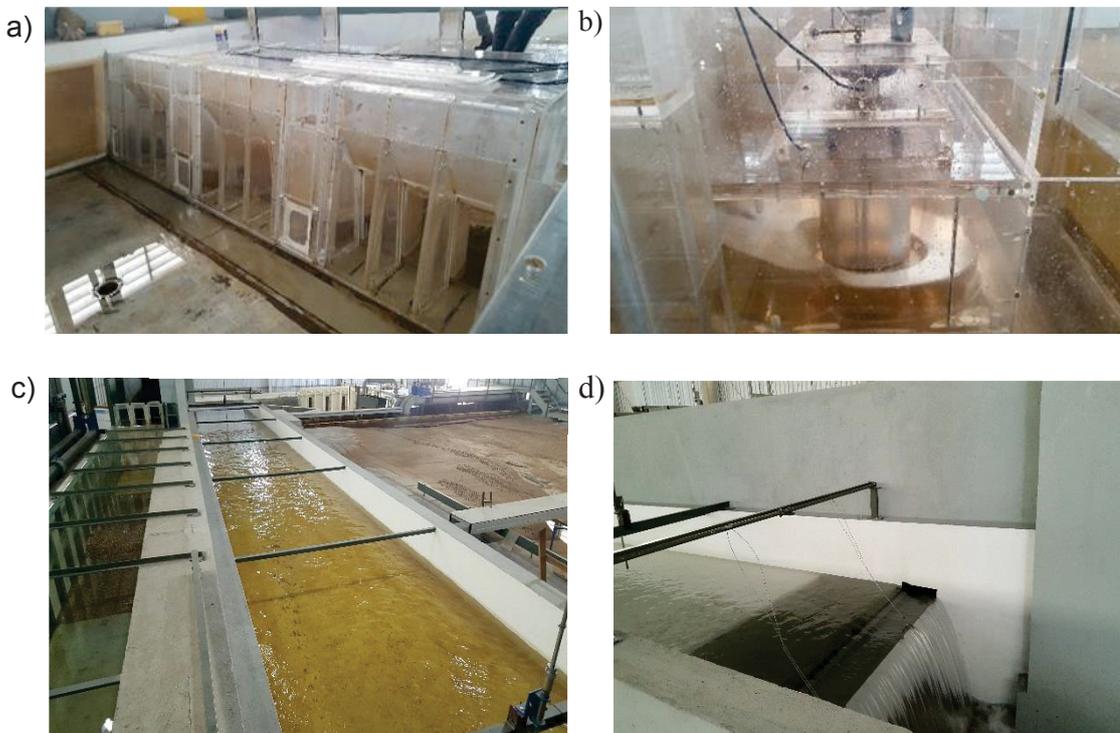
CAPÍTULO 4 – MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo apresentam-se a implementação da alternativa inicial do modelo físico, descrevendo as suas dimensões, os dados básicos utilizados para a concepção do modelo, o esquema de funcionamento e a sua instrumentação para as medições durante os testes.

4.1 IMPLEMENTAÇÃO DE MODELO FÍSICO DE UMA USINA HIDROELÉTRICA PILOTO

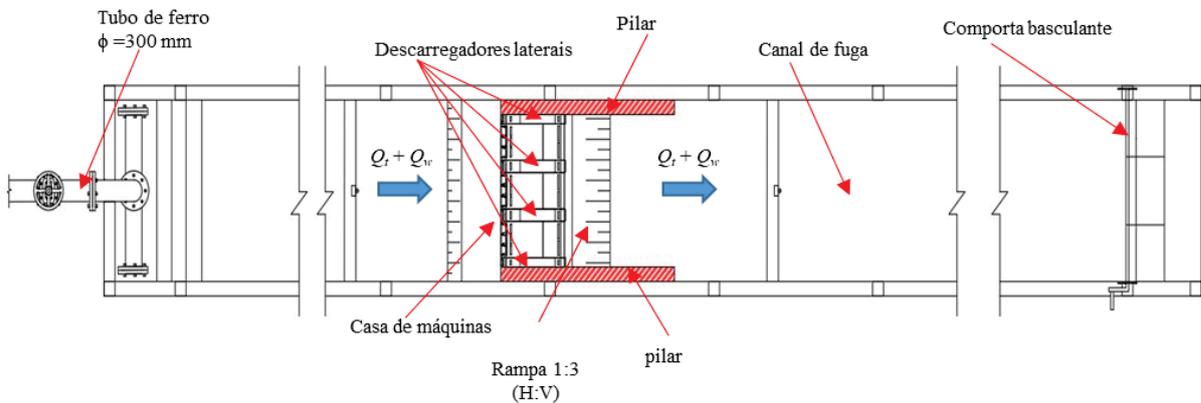
O modelo físico da usina hidroelétrica piloto foi construído num canal do Instituto LACTEC-CEHPAR (Curitiba, Brasil), tal como se mostra na Figura 4.1. Seu projeto obedeceu ao critério de semelhança de Froude, com uma escala geométrica adoptada de 1:70. As dimensões do canal experimental são 2,92 m de largura, 1,70 m de altura e um comprimento de 32 m (LACTEC-CEHPAR, 2019). Um esquema em planta geral do modelo físico é mostrado na Figura 4.2, bem como uma vista em planta do módulo geral e um corte transversal do mesmo na Figura 4.3.

FIGURA 4.1 – VISTAS DO MODELO CONSTRUÍDO NO LACTEC-CEHPAR a) ENTRADA PARA CASA DE FORÇA b) TURBINAS VERTICAIS KAPLAN c) CANAL DE FUGA A JUSANTE DA UHE d) COMPORTA BASCULANTE



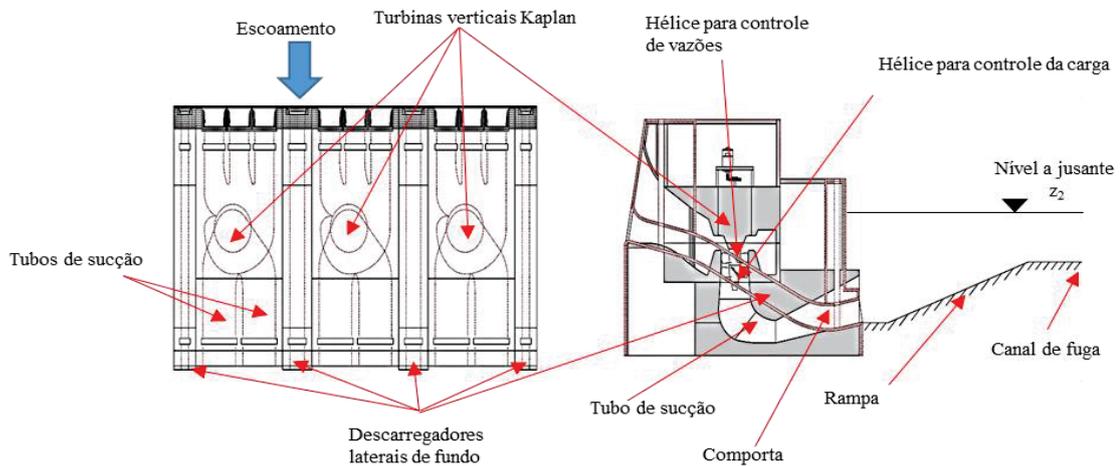
O modelo é alimentado por um tubo de ferro fundido com diâmetro de 300 mm. As vazões foram medidas por um medidor eletromagnético Khrono – Conaut de 300 mm e um medidor Venturi. O controle da vazão foi realizado por um registro de gaveta com diâmetro de 300 mm em conjunto com um registro de gaveta de 50 mm para realizar o ajuste fino da vazão (LACTEC-CEHPAR, 2019). O sistema pode fornecer vazões de até 200 l/s (maiores que 3.750 m³/s no protótipo).

FIGURA 4.2 – ESQUEMA GERAL EM PLANTA DO MODELO FÍSICO, ESCALA GEOMÉTRICA 1:70



FONTE: adaptado de ROMERO *et al.* (2019)

FIGURA 4.3 – VISTA EM PLANTA E LATERAL DO MÓDULO GERAL E ESQUEMA HIDRÁULICO DA UHE EM ESTUDO



FONTE: adaptado de ROMERO *et al.* (2019)

O canal experimental tem um sistema de estabilização do escoamento; após a saída do tubo de alimentação, composto por uma parede de tijolos furados orientados no sentido do fluxo. O nível de água a jusante das estruturas hidráulicas foi imposto por meio de uma

comporta basculante ao final do canal (ver Figuras 4.1d e 4.2). A leitura do nível de água foi feita com uma ponta limnimétrica, com uma resolução de 0,1 mm.

O canal retangular foi projetado para possibilitar a troca rápida dos modelos das estruturas hidráulicas (módulos de casa de força e módulos descarregadores de fundo). Isto foi possível por uma base nervurada de acrílico instalada no fundo do canal retangular. Os modelos das estruturas hidráulicas foram projetados em módulos para efetuar testes com diversas configurações (ver Figura 4.4). Ao longo desta base de acoplamento, o canal foi equipado com paredes de acrílico ajustáveis, permitindo ajustes na largura das estruturas hidráulicas (LACTEC-CEHPAR, 2019).

FIGURA 4.4 – MÓDULOS DE CASA DE FORÇA E DESCARREGADORES DE FUNDO (DA ESQUERDA À DIREITA)

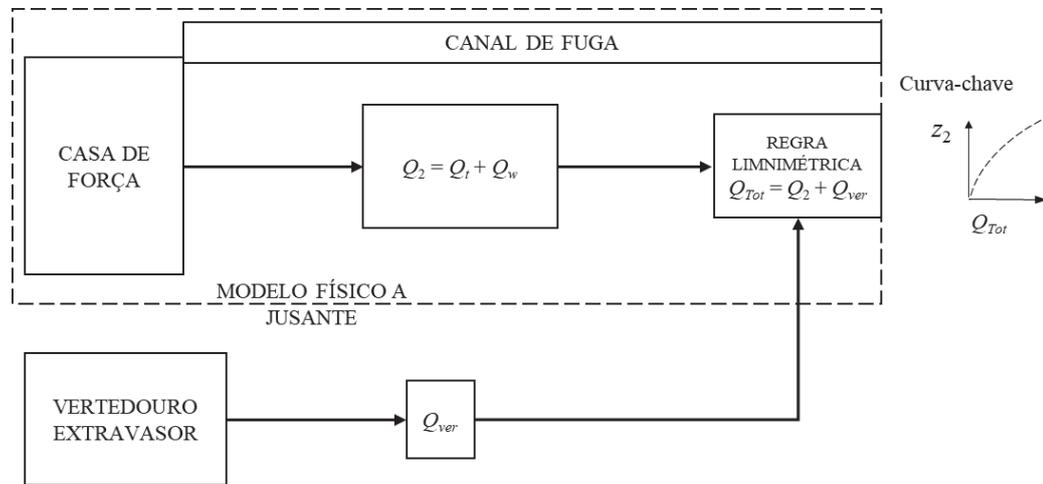


Os dados básicos utilizados para concepção do projeto são:

- a) o nível normal de operação do reservatório $NAM = 60,00$ m;
- b) a vazão turbinada máxima = 1.950 m³/s;
- c) a Potência Instalada = 400 MW, por meio de três turbinas verticais Tipo Kaplan
- d) descarregadores de fundo com duas seções de escoamento diferentes: dois descarregadores com seção 6 m x 6 m (altura x comprimento, máxima $R = 1,00$) e dois com seção 6 m x 3 m (máxima $R = 0,50$), e;
- e) a curva-chave do canal de fuga.

Para a determinação dos níveis de escoamento a jusante da casa de força, considera-se a curva-chave do canal de fuga, onde o nível que serve como condição de contorno controlado pela comporta basculante é dado em função da vazão total no sistema Q_{Tot} , como mostrado na Figura 4.5. O vertedouro extravasor mostrado no esquema não foi incluído no modelo físico só foi considerado para simular os níveis a jusante da estrutura por meio da vazão Q_{ver} .

FIGURA 4.5 – ESQUEMA DE FUNCIONAMENTO DO MODELO FÍSICO PARA A DETERMINAÇÃO DOS NÍVEIS DE ESCOAMENTO A JUSANTE DA CASA DE FORÇA



Na Figura 4.5, Q_2 é a vazão no canal de fuga à saída da casa de força, Q_t é a vazão total turbinada, Q_w é a vazão total nos descarregadores de fundo, Q_{ver} é a vazão pelo vertedouro extravasor, Q_{Tot} é a vazão total no sistema estudado e z_2 é o nível do escoamento a jusante no canal de fuga.

A escala de comprimentos do modelo l_L é definida pela relação $l_L = l_m/l_p = l$, onde l_m e l_p são dimensões características no modelo e no protótipo respectivamente. Para uma escala da aceleração da gravidade $l_g = g_m/g_p = 1$, a Tabela 4.1 apresenta na sequência alguma das escalas do modelo e os valores numéricos correspondentes.

TABELA 4.1 – ESCALAS CONSIDERADAS NO MODELO FÍSICO

Parâmetro	Escala	Valor Numérico
Comprimento	$l_L = l_m/l_p = l$	1:70
Área	$l_A = (l_m/l_p)^2 = l^2$	1:4.900
Volume	$l_V = (l_m/l_p)^3 = l^3$	1:340.000
Velocidade	$l_v = (l_m/l_p)^{1/2} = l^{1/2}$	1:8,37
Tempo ($\lambda_g = 1$)	$l_t = l^{1/2}/l_g = l^{1/2}$	1:8,37
Vazão	$l_Q = l^3/l_t = l^{5/2}$	1:40.966,34
Pressão ($\lambda_\gamma = 1$)	$l_p = l l_\gamma = l$	1:70

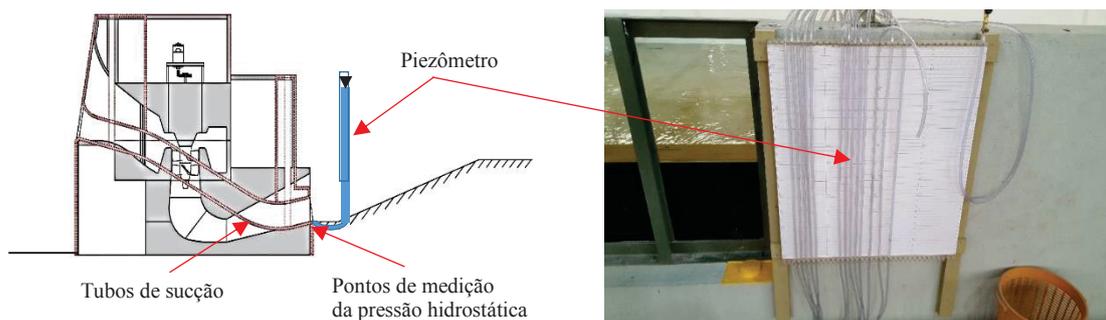
O processo de calibração do modelo físico foi constituído de duas partes: a calibração dos níveis de água no canal, e a calibração de vazões e carga na casa de força. Por meio da comporta basculante a jusante do canal, regularam-se os níveis em função das vazões para reproduzir a curva-chave. Simultaneamente, mediram-se níveis de água a jusante, no lugar de instalação da comporta basculante, com a finalidade de obter uma curva de elevação da comporta/nível de água em função da vazão.

A calibração da vazão turbinada foi realizada por meio de um sistema composto por duas hélices independentes, tal como se mostra na Figura 4.3. A hélice superior mede a vazão turbinada através de uma relação linear da vazão pela rotação na hélice. A Hélice inferior trabalha acoplada a um micromotor DC. A função deste motor é poder modificar a resistência ao giro desta hélice proporcionando o controle da vazão turbinada para o desnível desejado. O controle da resistência do motor foi realizado por um circuito eletrônico (TERABE *et al.* 2012).

4.2 INSTRUMENTAÇÃO DO MODELO FÍSICO

Para a medição das pressões na saída dos tubos de sucção, o modelo foi instrumentado por meio de 10 piezômetros instalados na base das saídas dos tubos, os quais foram fixados a um painel nas vizinhanças do canal principal (ver Figura 4.6).

FIGURA 4.6 – ESQUEMA DA POSIÇÃO DOS PONTOS DE MEDIÇÃO DA PRESSÃO HIDROSTÁTICA E PANEL DE PIEZÔMETROS



A medição das velocidades foi realizada usando um velocímetro acústico Doppler *Nortek Vectrino 3D* (ADV – *Acoustic Doppler Velocimeter*) como se mostra na Figura 4.7. Algumas características do velocímetro usado apresentam-se na Tabela 4.2 a seguir.

TABELA 4.2 – CARACTERÍSTICAS DO VELOCÍMETRO NORTEK VECTRINO 3D

Parâmetro	Características
Alcance	$\pm 0,01, 0,1, 0,3, 1,2, 4$ m/s
Precisão	$\pm 1\%$ do valor medido ± 1 mm/s
Taxa de amostragem (saída)	1-25 Hz (<i>firmware</i> padrão usado) 1–200 Hz (<i>firmware</i> adicional)
Distância do volume de amostragem da sonda	0,05 m
Diâmetro do volume de amostragem	6 mm
Altura do volume de amostragem	3 – 15 mm
Frequência acústica do eco	10 MHz
Resolução	Escala linear

FONTE: NORTEK (2017)

Para cada configuração da UHE estudada foram medidas velocidades de escoamento em diferentes pontos de uma configuração padrão no canal de fuga (ver Figura 4.8). Em cada ponto, se efetuaram as medições a 20% e 80% da profundidade de escoamento tomados a partir da superfície.

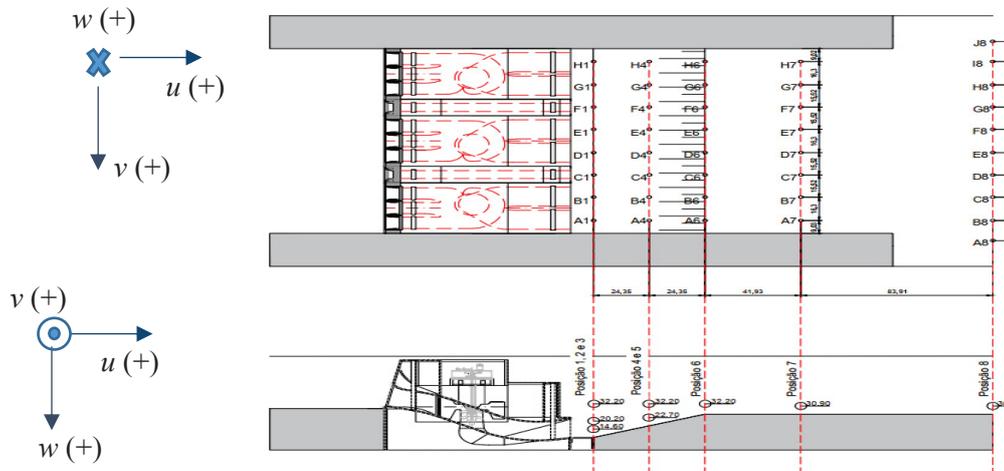
FIGURA 4.7 – MEDIÇÃO DAS VELOCIDADES DE ESCOAMENTO DURANTE OS TESTES NO MODELO FÍSICO



FONTE: AUTOR (2018)

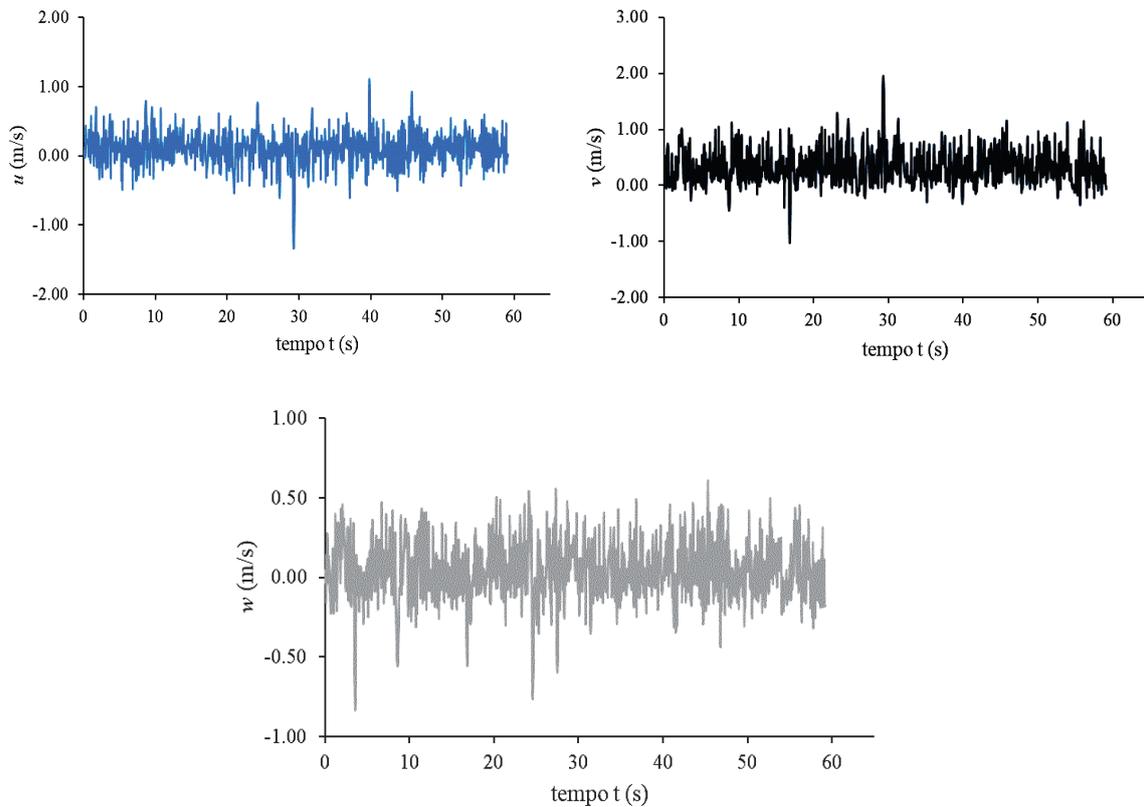
A duração de cada medição foi de aproximadamente 1,0 minuto com uma frequência de 25 Hz, contando-se com cerca de 1.500 leituras por cada ponto de medição nas direções x (direção longitudinal do canal, sentido positivo para jusante), y (direção transversal do canal, sentido positivo para a direita) e z (direção transversal do canal, sentido positivo para baixo) (ver figuras 4.8 e 4.9).

FIGURA 4.8 – EXEMPLO DE ESQUEMA DE PONTOS DE MEDIÇÃO DAS VELOCIDADES DE ESCOAMENTO DURANTE OS TESTES NO MODELO FÍSICO, ALTERNATIVA 11



FONTE: adaptado de NORILLER (2018)

FIGURA 4.9 – EXEMPLO DE VELOCIDADES DE ESCOAMENTO MEDIDAS EM UM PONTO DURANTE UM TESTE NO MODELO FÍSICO, $t = 1,0$ min, FREQUENCIA = 25 Hz.



CAPÍTULO 5 – RESULTADOS E DESENVOLVIMENTO DE MODELOS TEÓRICOS

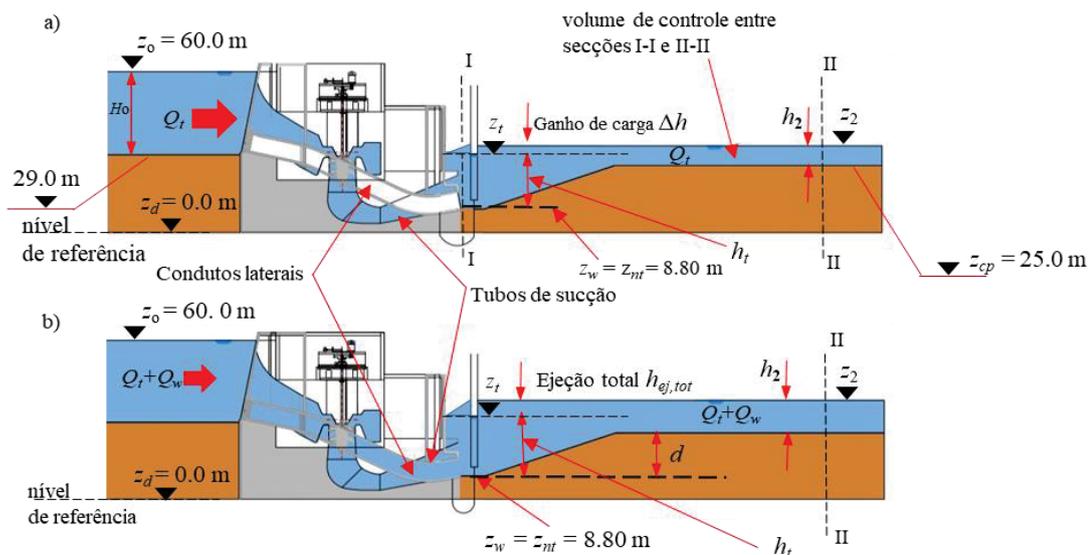
Esta parte do presente trabalho de pesquisa teve como objetivo avaliar o efeito ejetor para uma configuração inicial da usina de baixa queda e dez variantes geométricas em condições submersas a jusante da casa de força (Regime D da Figura 2.5). Os resultados obtidos dos modelos físicos foram comparados com equações teóricas da literatura científica e novas equações foram propostas para avaliar o efeito ejetor efetivo $h_{ej,ef}$.

Em cada ensaio, mediu-se a pressão na parte inferior dos tubos de sucção das turbinas por meio dos piezômetros mostrados na Figura 4.6 para avaliar o efeito ejetor total ou efeito na carga da ejeção $h_{ej,tot}$ (eq. (3.5)) para o ganho das turbinas $\Delta h = 0$ (estrutura hidrocombinada; $Q_w > 0$), onde (ver figuras 3.5b e 3.5c)

$$h_{ej,tot} = z_2 - z_t . \quad (5.1)$$

Para a estrutura hidrocombinada (ver Figura 5.1b) foram realizados 73 testes para as onze alternativas estudadas. A avaliação experimental do ganho das turbinas Δh foi feita por meio de 49 ensaios para as denominadas estruturas convencionais (ver Figura 5.1a), onde se considera as vazões nos descarregadores de fundo como 0 ($Q_w = 0$).

FIGURA 5.1 – ESQUEMA DE ESTRUTURAS a) CONVENCIONAL ($Q_w = 0$) E b) HIDROCOMBINADA ($Q_w > 0$)



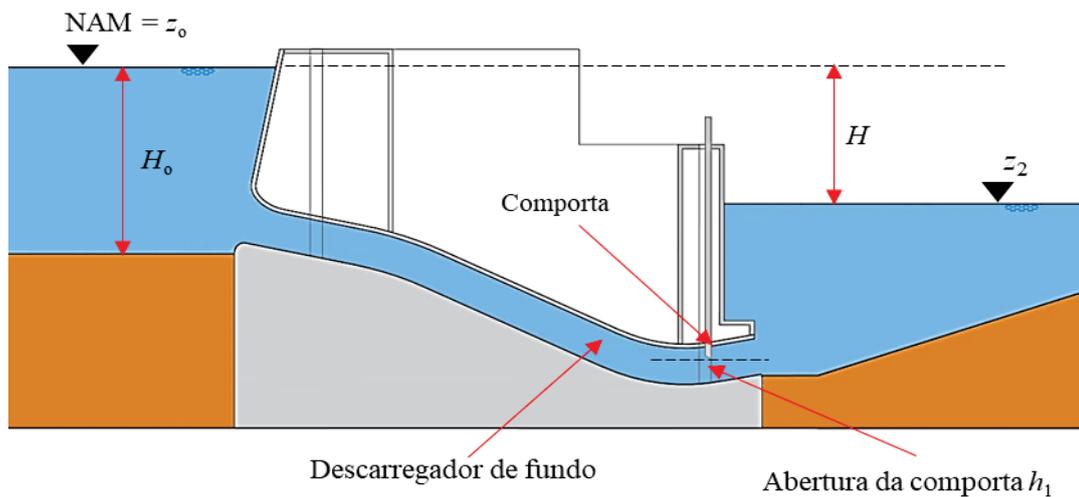
FONTE: adaptado de ROMERO *et al.* (2019)

Para a aplicação dos modelos, nos testes com as estruturas hidrocombinadas foram calibradas as aberturas de comporta h_1 (ver Figuras 5.2 e 5.3) e os coeficientes de descarga C_d dos descarregadores laterais (ver Apêndice 1) por meio das vazões Q_w conhecidas e admitindo-se a equação do orifício como

$$Q_w = C_d A_w \sqrt{2gH}, \quad (5.2)$$

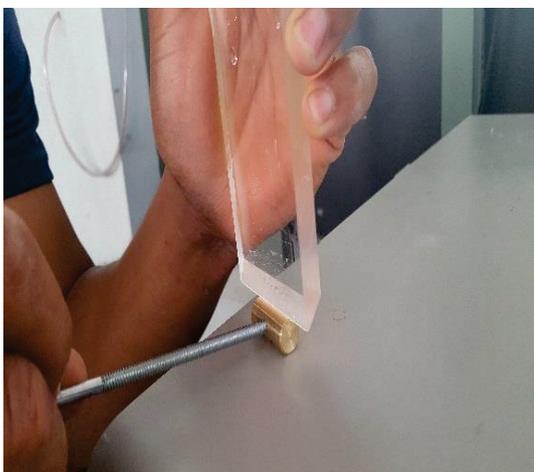
onde A_w é a área total de saída dos descarregadores de fundo = $h_1 b_w$, sendo b_w a largura total dos descarregadores e H é a diferença entre os níveis de água do reservatório (NAM) e do escoamento a jusante da casa de força z_2 (secção II-II)

FIGURA 5.2 – VARIÁVEIS DE CÁLCULO PARA O COEFICIENTE DE DESCARGA C_d



FONTE: adaptado de LATEC – CEHPAR (2019)

FIGURA 5.3 – CALIBRAÇÃO EXPERIMENTAL DE C_d E h_1 NO MODELO FÍSICO



O ganho de carga teórico pelas turbinas Δh proposto por SLISSKII (1953), que mede a diferença da energia cinética do escoamento nas secções transversais I-I e II-II (ver Figura 5.1) expressa-se como:

$$\Delta h = \eta_c \frac{Q_t^2}{2g} \left[\frac{1}{A_t^2} - \frac{1}{(Bh_2)^2} \right], \quad (5.3)$$

onde η_c é um coeficiente de correção variando entre 0,5 e 0,9, adotando um valor médio de 0,7, Q_t é a vazão turbinada total, A_t é a área transversal total dos tubos de sucção das turbinas, B é a largura total do canal de fuga a jusante da casa de força (secção II-II na Figura 5.1), h_2 é a profundidade do escoamento na secção II-II e g é a aceleração da gravidade.

Nesta pesquisa, o valor do coeficiente de correção η_c de SLISSKII (1953) foi novamente calibrado para cada alternativa estudada, usando-se os dados experimentais dos ensaios realizados para as estruturas convencionais ($Q_w = 0$, ver Figura 5.1a).

Para uma série de valores de η_c , avaliaram-se o valor médio do Erro Relativo ER (%) e o Coeficiente de Nash e Sutcliffe NSE (ver equações (5.4) e (5.5)), entre os valores do ganho de carga Δh de SLISSKII teóricos, para um valor dado de η_c , e os valores de Δh medidos no modelo físico (fazendo $\Delta h = h_{ej,tot}$ na equação (5.1) para uma estrutura Convencional).

$$ER = \frac{|X_{obs} - X_{calc}|}{X_{obs}} \times 100 \%, \quad (5.4)$$

$$NSE = 1 - \frac{\sum (X_{obs} - X_{calc})^2}{\sum (X_{obs} - \overline{X_{obs}})^2}, \quad (5.5)$$

onde X_{obs} é o valor do ganho de carga Δh no modelo físico, X_{calc} é o valor do ganho de carga Δh estimado por SLISSKII (1953) e $\overline{X_{obs}}$ é o valor médio de Δh no modelo físico.

Em cada Alternativa, o valor adotado para η_c correspondeu ao menor valor obtido para ER , o que deveria se corresponder ao melhor valor de NSE .

Como uma alternativa interessante, o modelo de KREI (1920); *apud* SLISSKII (1953), também permite uma avaliação do efeito ejetor h_{ej} (seja esse total ou efetivo, ver Figura 5.5) por meio de descarregadores laterais (ver Figura 5.4).

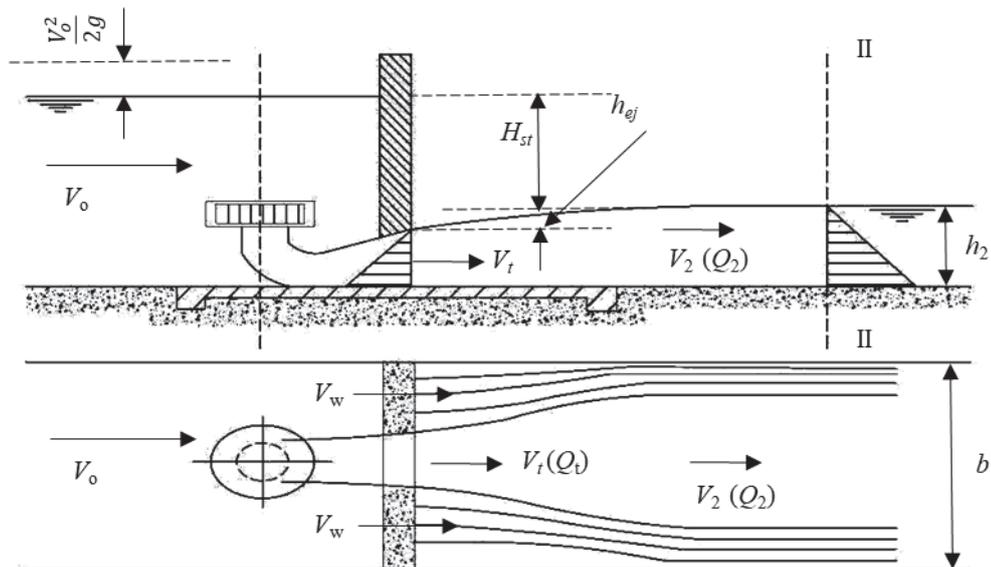
O modelo de KREI (1920) apresenta as seguintes equações a serem solucionadas, onde as variáveis envolvidas são mostradas na Figura 5.4. O valor do coeficiente de velocidade C_v é 0,996 (SLISSKII, 1953, p. 33).

$$h_{ej} = \frac{h_{ej}^2}{2h_2} + \frac{V_2}{g} \left[V_w \left(1 - \frac{Q_t}{Q_2} \right) - V_2 + \frac{Q_t}{Q_2} V_t \right], \quad (5.6)$$

$$V_w = C_v \sqrt{2g \left(H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_{ej} \right)}, \quad (5.7)$$

onde V_2 é a velocidade média a jusante do canal de fuga, V_t é a velocidade média logo a jusante do tubo de sucção, V_w é a velocidade média na saída nos descarregadores de fundo, Q_2 é a vazão total a jusante das estruturas hidráulicas, H_{st} é a diferença entre os níveis de água do reservatório (NAM) e do escoamento a jusante da casa de força z_2 (secção II-II), g é a aceleração da gravidade e s é um subíndice = 1 ou 2 (primeira ou segunda etapa, ver esquema mostrado na Figura 5.5).

FIGURA 5.4 – ESQUEMA DO MODELO DE KREI (1920) PARA DESCARREGADORES DE FUNDO LATERAIS EM CONDIÇÃO NÃO AFOGADA



FONTE: adaptado de SLISSKII (1953)

As soluções dos modelos de SLISSKII (1953); equações (2.20), (2.21) e (2.22) para o caso afogado, e de KREI (1920) consideram o desconto do ganho de carga Δh das turbinas; eq. (5.3).

O procedimento de cálculo consiste em duas etapas, a primeira assume $H_{1t} = H$ (ver Figura 5.2) para a estimativa de V_w e Q_w e o cálculo de um efeito ejetor inicial total $h_{ej,tot}$. Para

a segunda etapa, com o valor de Δh da primeira iteração (eq. (5.3)), H_{2t} calcula-se como (SLISSKII, 1953):

$$H_{2t} = H_{1t} + h_{ej,tot} - \Delta h. \quad (5.8)$$

Portanto, novos valores para V_w e Q_w são obtidos e o efeito ejetor efetivo $h_{ej,ef}$ pode ser avaliado por ambos modelos.

Para a comparação dos valores de $h_{ej,ef}$ obtidos dos testes hidrocombinados ($Q_w > 0$) com os correspondentes dos modelos teóricos, ajustaram-se primeiramente os valores experimentalmente do ganho de carga das turbinas Δh_{mf} nos modelos físicos (testes convencionais; $Q_w = 0$) e os correspondentes ao modelo de SLISSKII (1953) Δh (equação (5.3)) de forma que $\Delta h_{mf}^* = f(\Delta h)$, onde Δh_{mf}^* é um valor ajustado de Δh_{mf} .

O objetivo deste ajuste estatístico é conseguir avaliar Δh_{mf} de forma consistente, seguindo um padrão estabelecido de variação, entendendo-se que os valores experimentais do modelo podem ter erros por efeitos de escala ou dos equipamentos de medição (piezômetros e regras limnimétricas).

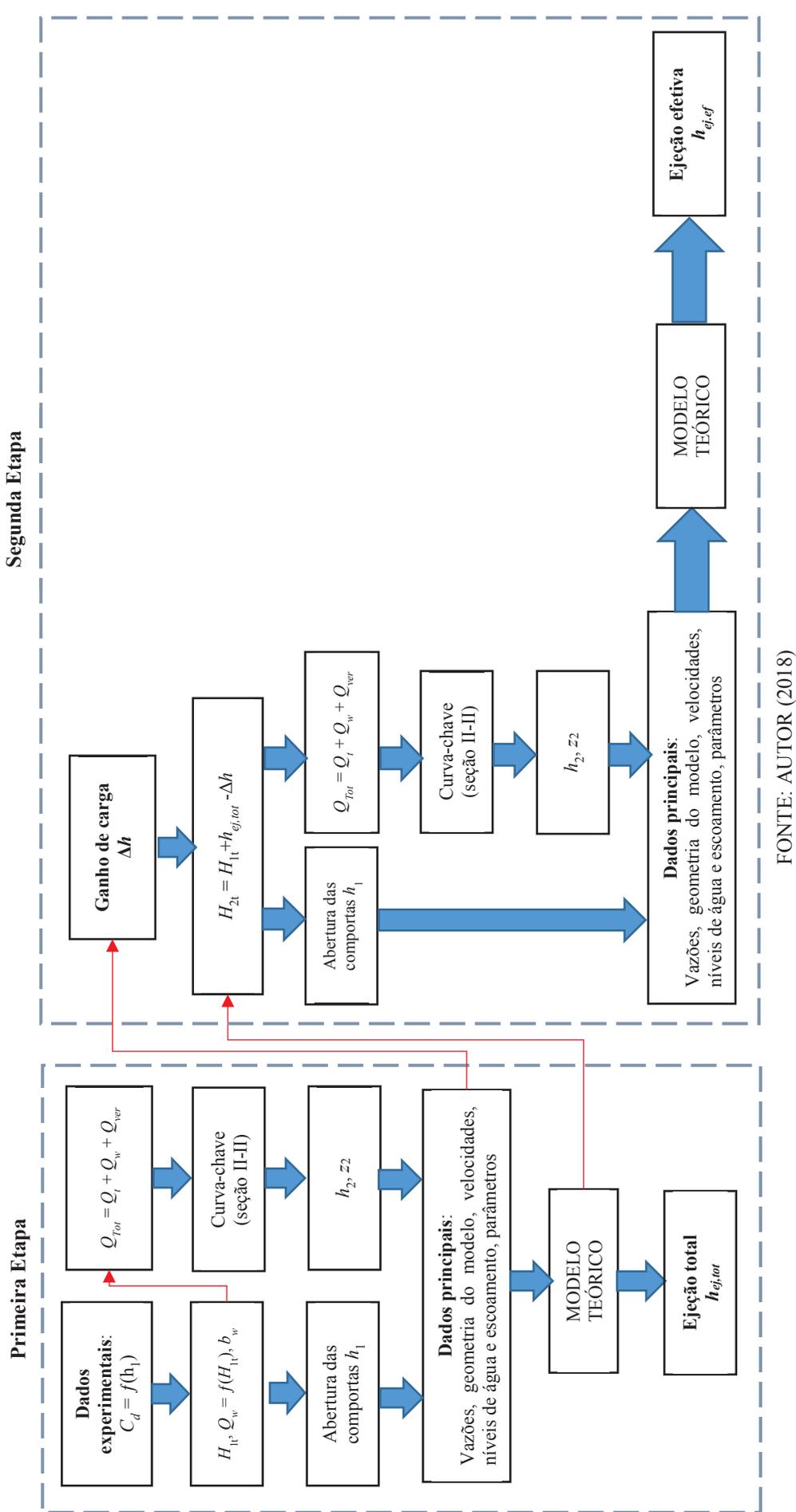
Para estimar a precisão dos modelos de teóricos na estimativa de valores da ejeção efetiva $h_{ej,ef}$, com relação aos observados no modelo físico, empregaram-se novamente as fórmulas do Erro Relativo ER (%) e do Coeficiente de Nash e Sutcliffe NSE (equações (5.4) e (5.5)), onde X_{obs} é o valor da altura da ejeção $(h_{ej,ef})_{mf}$ efetiva no modelo físico, X_{calc} é o valor da altura da ejeção $(h_{ej,ef})_{mt}$ efetiva estimada por um modelo teórico e $\overline{X_{obs}}$ é o valor médio de $(h_{ej,ef})_{mf}$ no modelo físico.

Como ilustração, a Figura 5.5 apresenta um esquema do procedimento de estimativa do efeito do ejetor; consistente em duas etapas, através do uso de modelos teóricos baseados na equação da quantidade de movimento linear e da conservação da energia para os descarregadores de fundo.

5.1 APLICAÇÃO DOS MODELOS DE SLISSKII (1953) E KREI (1920) PARA O PROJETO ORIGINAL DA UHE – ALTERNATIVA 01

Os modelos de SLISSKII (1953) para condição afogada na saída da casa de força e o de KREI (1920) foram implementados para o projeto original da UHE (ver figuras 4.1 a 4.5). Para o modelo de SLISSKII (1953) aplicaram-se as equações (2.20) a (2.22), (5.2), (5.3), (5.6) e (5.7).

FIGURA 5.5 – ESQUEMA DO PROCEDIMENTO CONCEITUAL DO USO DE MODELOS TEÓRICOS PARA A AVALIAÇÃO DO EFEITO EJETOR

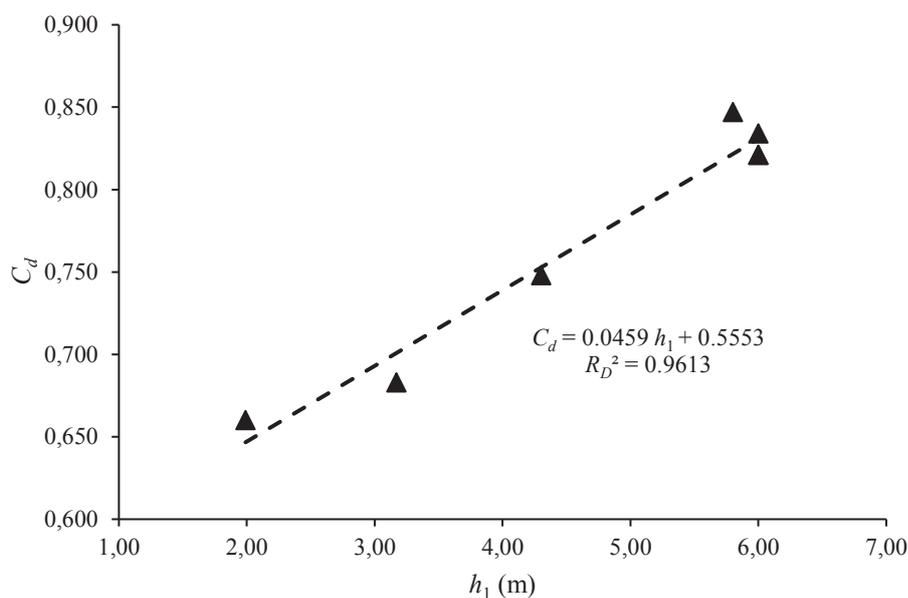


FONTE: AUTOR (2018)

Para a avaliação do ganho de carga Δh_{mf} foram implementados 9 testes para uma estrutura convencional ($Q_w = 0$). As vazões turbinadas Q_t variaram de 1.920 a 1.975 m³/s. Consideraram-se vazões de 0 a 3.200 m³/s para Q_{ver} (ver Figura 4.5) e níveis a jusante z_2 entre 35,27 e 40,73 m.

Determinou-se experimentalmente a relação do coeficiente de descarga C_d em função da abertura h_1 ($C_d = f(h_1)$) como mostrado na Figura 5.6 a seguir.

FIGURA 5.6 – DIAGRAMA C_d vs. h_1 , ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA



O coeficiente de correção η_c do SLISSKII (1953), da equação (5.3), foi calibrado usando-se os valores de faixa fornecidos pelo autor (0,5 - 0,9), para os dados experimentais coletados de nove testes para a estrutura convencional. Como ilustração, a Tabela 5.1 e as figuras 5.7 e 5.8 apresentam os resultados obtidos

TABELA 5.1 – VALORES OBTIDOS DE ER (%) E NSE DA CALIBRAÇÃO DO COEFICIENTE DE CORREÇÃO η_c DE SLISSKII (1953) PARA O GANHO TEÓRICO DE CARGA Δh DAS TURBINAS, ALTERNATIVA 01

<i>Coeficiente η_c</i>	<i>NSE</i>	<i>ER (%)</i>
0,5	-2,724	41,21
0,6	-1,637	30,89
0,7	-0,842	27,60
0,8	-0,329	28,67
0,9	-0,108	30,90

FIGURA 5.7 – DIAGRAMA Δh_{mf} vs. Δh DE SLISSKII (1953) PARA VALORES DO η_c , ESTRUTURA CONVENCIONAL, ALTERNATIVA 01

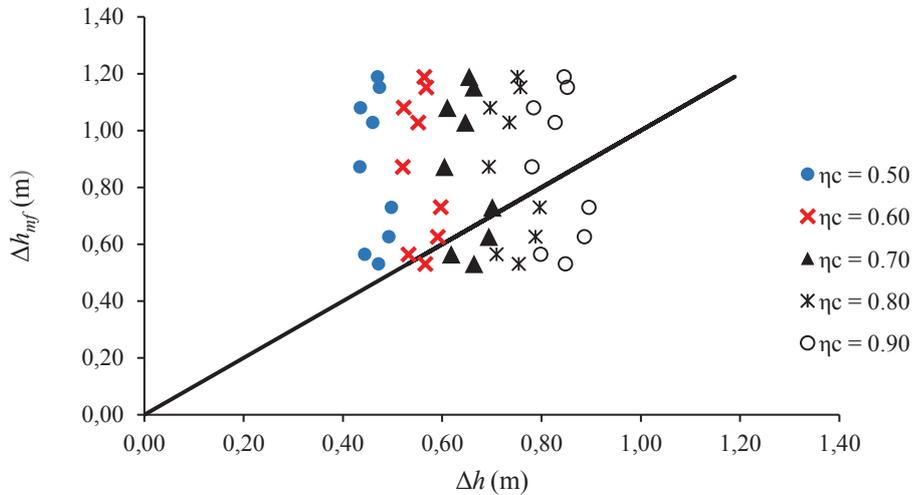
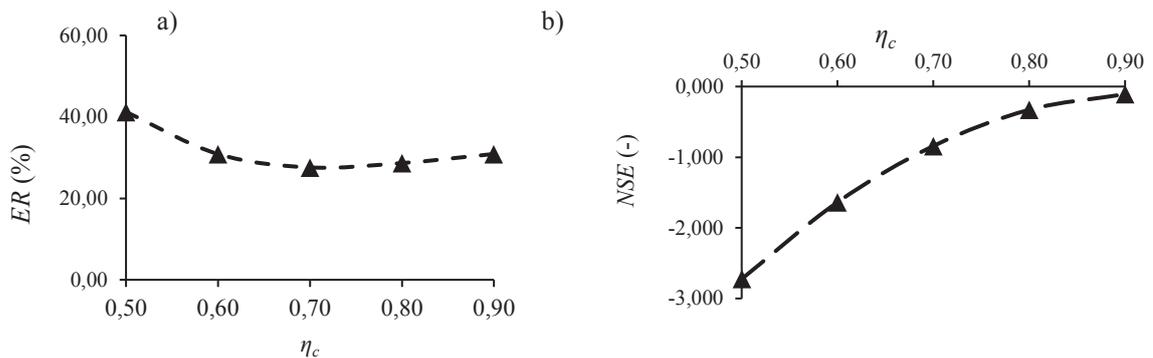


FIGURA 5.8 – DIAGRAMAS a) ER (%) vs. η_c b) NSE vs. η_c , ESTRUTURA CONVENCIONAL, ALTERNATIVA 01



Da Figura 5.8a e a Tabela 5.1, observa-se que o valor mínimo de $ER = 27,60\%$ corresponde a um valor de $\eta_c = 0,70$ e de $NSE = -0,842$.

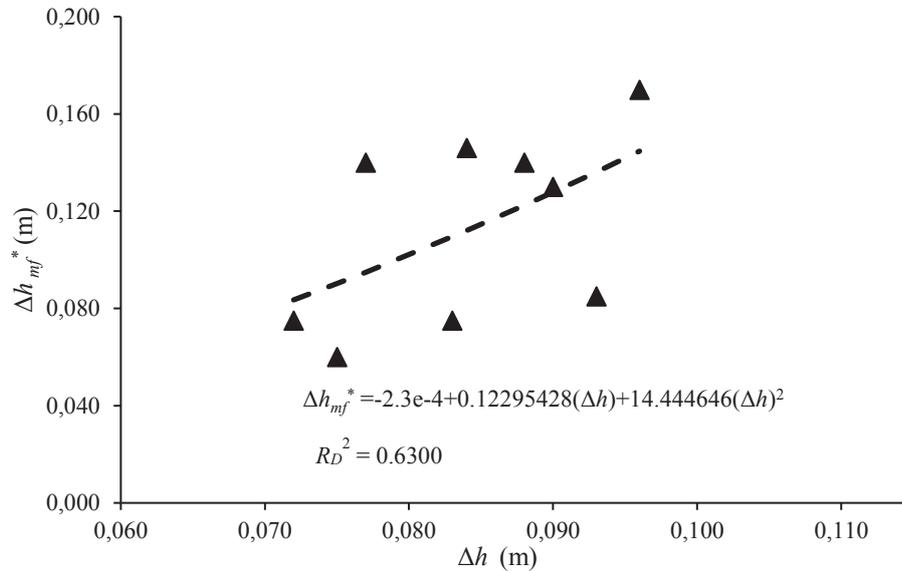
Por conseguinte, foi adotado um valor de $\eta_c = 0,70$ para a avaliação do ganho de carga Δh (eq. 5.3). Como ilustração, a Figura 5.9 apresenta o diagrama de dispersão dos valores do ganho de carga Δh_{mf} no modelo físico e os correspondentes para a fórmula de SLISSKII (1953) Δh . O subscrito “mf” denota “modelo físico”.

Na sequência, foram estimados valores dos efeitos ejetores efetivos no modelo físico $(h_{ej,ef})_{mf}$ e os produzidos pelo modelo de SLISSKII (1953) $(h_{ej,ef})_{Slisskii}$ para 8 ensaios com a estrutura hidrocombinada, tal como mostra a Figura 5.9. Nesses testes: $1.920 \text{ m}^3/\text{s} < Q_t < 1.994 \text{ m}^3/\text{s}$, $0 < Q_w < 1.820 \text{ m}^3/\text{s}$ e $0 < Q_{ver} < 1.430 \text{ m}^3/\text{s}$.

Para a estimativa de $(h_{ej,ef})_{mf}$ foram usados os valores de Δh_{mf}^* corrigidos da equação de regressão mostrada na Figura 5.9 em função ao Δh calibrado para $\eta_c = 0,70$.

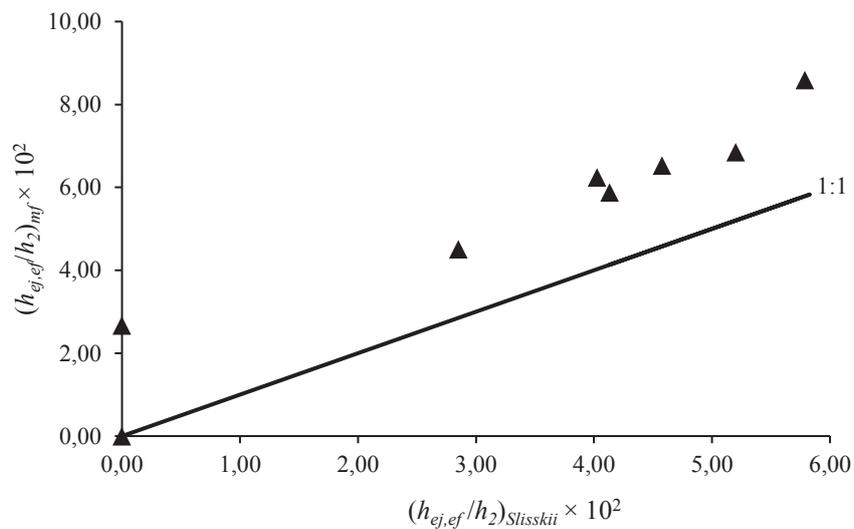
Os valores da profundidade do escoamento no canal de fuga h_2 foram calculados como a diferença entre os níveis do escoamento a jusante da casa de força z_2 e o nível do fundo do canal $z_{cp} = 25,0$ m, o qual foi mantido constante para todas as alternativas estudadas.

FIGURA 5.9 – DIAGRAMA Δh_{mf}^* vs. Δh , ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA CONVENCIONAL



Os resultados obtidos do modelo de SLISSKII (1953) indicam uma subestimação de $h_{ej,ef}$, com valores médios de $ER = 41,2\%$ e $NSE = 0,423$ (ver Figura 5.10).

FIGURA 5.10 – DIAGRAMA $(h_{ej,ef})_{mf}$ vs. $(h_{ej,ef})_{Slisskii}$, ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $z_{cp} = 25,0$ m



SLISSKII (1953) indica que as relações propostas para a estimativa de h_{ej} (total ou efetiva), descrevem, em geral, o fenômeno estudado razoavelmente bem para condições não

afogadas. Para escoamentos com profundidades consideráveis (condições afogadas), os valores experimentais de h_{ej} foram muito menores que os preditos pelos modelos teóricos.

Estas conclusões, apresentadas pelo SLISSKII (1953), estão baseadas em dados obtidos de dois modelos físicos; o primeiro com uma escala geométrica de 1:60 sem turbinas, dois descarregadores de fundo com elevações das saídas abaixo da caixa espiral e, o segundo, um modelo de escala 1:50 com uma turbina e dois descarregadores acima da caixa espiral.

No presente caso, os resultados mostram uma situação totalmente inversa. Observa-se também que os valores obtidos por SLISSKII (1953) para Δh são menores que os medidos no modelo físico (ver Figura 5.10), sendo o valor médio de $ER = 27,6\%$ e $NSE = -0,842$.

O modelo de KREI (1920), foi aplicado para a Alternativa 01 devido a uma maior proximidade deste modelo às condições geométricas presentes na pesquisa. Neste modelo, também foi considerado o ganho de carga Δh das turbinas a ser descontado do efeito ejetor total $h_{ej,tot}$, sendo, também, o procedimento aplicado em duas etapas (ver Figura 5.5) para o cálculo de $h_{ej,ef}$.

A combinação das equações (5.5) e (5.6) produz uma equação de quarto grau para $h_{ej,tot}$ (primeira etapa) ou $h_{ej,ef}$ (segunda etapa), de forma que, para uma ejeção h_{ej} em geral:

$$a_1 h_{ej}^4 + a_2 h_{ej}^3 + a_3 h_{ej}^2 + a_4 h_{ej} + a_5 = 0. \quad (5.9)$$

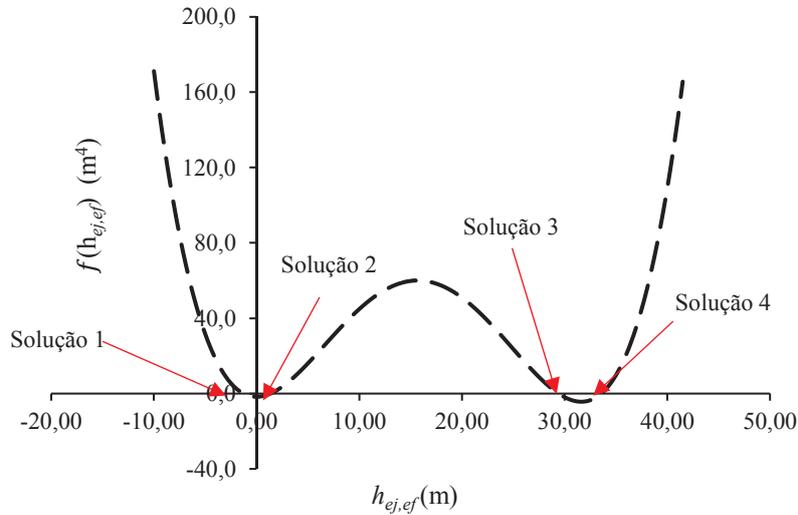
Segundo a Regra dos Sinais de Descartes, para equações polinomiais (HALL; KNIGHT, 1980; GRABINER, 1999; CANTORAL; FERRARI, 2009), na qual, uma função $f(h_{ej})$ não pode ter mais raízes positivas que o número de mudanças de sinais possíveis em $f(h_{ej})$, nem mais raízes negativas que o número de mudanças de sinais em $f(-h_{ej})$, onde a função $f(h_{ej})$ para o modelo de KREI (1920) é

$$f(h_{ej}) = a_1 h_{ej}^4 + a_2 h_{ej}^3 + a_3 h_{ej}^2 + a_4 h_{ej} + a_5, \quad (5.10)$$

(a_i são coeficientes para $i = 1$ a 5), se verifica que, para todos os ensaios para a estrutura combinada, a equação (5.10) têm três soluções reais para h_{ej} (seja esta total ou efetiva) e uma solução negativa.

Como ilustração a Figura 5.11 apresenta um exemplo da forma da função $f(h_{ej,ef})$ e as soluções obtidas para os dados que se indicam.

FIGURA 5.11 – DIAGRAMA $f(h_{ej,ef})$ vs. $(h_{ej,ef})$, ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $NAM = 60,2$ m, $z_{cp} = 25,0$ m, $h_2 = 15,77$ m, $Q_t = 1.994$ m³/s, $Q_w = 1.778$ m³/s, $Q_{ver} = 1.430$ m³/s, $Q_2 = 3.772$ m³/s, $V_2 = 1,35$ m/s e $V_t = 1,81$ m/s



XAMBÓ DESCAMPS, DELGADO e FUENTES (1993, p. 1–2) e PARRA MACHÍO (2000, p. 1 – 32) apresentam as metodologias de Ferrari e Euler para a resolução da equação (5.9), onde a mesma é reduzida a uma equação de quarto grau incompleta por meio da transformação $a_1 = 1$, $a'_2 = a_2/a_1$, $a'_3 = a_3/a_1$, $a'_4 = a_4/a_1$, $a'_5 = a_5/a_1$ e $h_{ej} = x - a'_2/4$, onde x é uma variável auxiliar.

Da Figura 5.11 observa-se que as soluções 1, 3 e 4 não têm sentido físico para $h_{ej,tot}$ (primeira etapa) ou $h_{ej,ef}$ (segunda etapa), já que para a Solução 1, a ejeção é negativa, e para as soluções 3 e 4, os valores obtidos para a ejeção são tão grandes que, em última instância, são irrealis (da ordem das dezenas), sendo, portanto, a solução 2 a única aceitável.

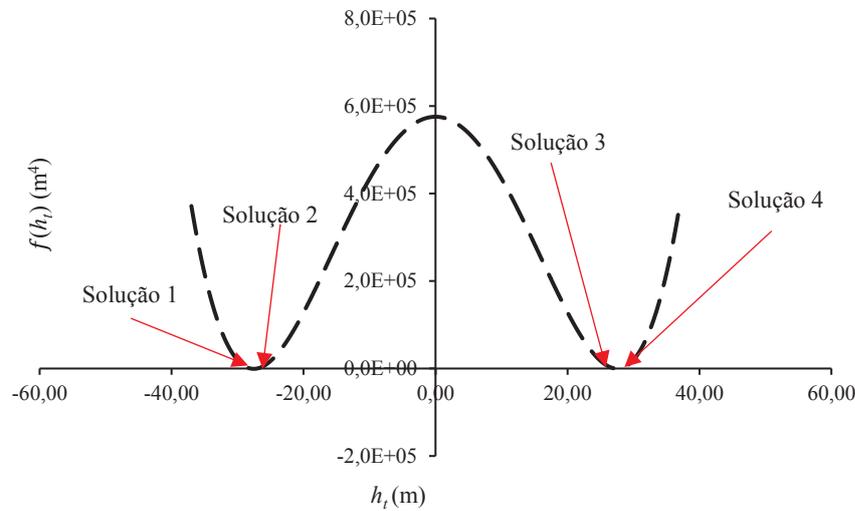
Como uma alternativa mais fácil de resolver a equação (5.9), combinaram-se as equações (5.6) e (5.7) para resolver $h_{ej,tot}$ ou $h_{ej,ef}$ iterativamente como

$$h_{ej(i+1)} = \frac{h_{ej(i)}^2}{2h_2} + \frac{V_2}{g} \left[C_v \sqrt{2g \left(H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_{ej(i)} \right) \left(1 - \frac{Q_t}{Q_2} \right)} - V_2 + \frac{Q_t}{Q_2} V_t \right]. \quad (5.11)$$

Os resultados fornecidos pela equação (5.11), foram verificados para os sete ensaios da Alternativa 01 para a estrutura combinada, com o *solver online WolframAlpha* (WOLFRAMALPHA, 2020), com resultados satisfatórios.

Os valores obtidos de ER médio e NSE são de 58.0% e -0.260 respectivamente, com uma superestimativa notável dos valores de $h_{ej,ef}$ por parte do modelo teórico (ver o resumo apresentado na Figura 5.17).

FIGURA 5.15 – DIAGRAMA $f(h_t)$ vs. (h_t) , ALTERNATIVA 01, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $NAM = 60,0$ m, $z_{cp} = 25,0$ m, $h_2 = 11,36$ m, $e = 0$, $d = 16,20$ m, $Q_t = 1.961$ m³/s, $Q_w = 510,7$ m³/s, $Q_{ver} = 0$ m³/s, $Q_2 = 2.471,7$ m³/s, $V_2 = 1,24$ m/s e $V_t = 1,78$ m/s



O valor de h_t pode ser obtido de uma forma muito rápida por médio da equação iterativa (5.14), a qual verifica a Solução 3 produzida pelos métodos de Euler e Ferrari (XAMBÓ DESCAMPS; DELGADO; FUENTES, 1993, PARRA MACHÍO, 2000).

$$h_{t(i+1)} = \left(x - y \sqrt{z - h_{t(i)}} \right)^{0,5}, \quad (5.14)$$

onde as variáveis auxiliares x , y e z apresentam-se no Apêndice 2.

Os resultados obtidos para o modelo teórico, denominado de Variante 02, foram de ER médio = 19,0% e de $NSE = 0,762$. Portanto, observa-se uma melhora considerável em relação a Variante 01 (ver resumo na Figura 5.17).

Posteriormente, foi incluído um fator de correção φ_c para esta última variante estudada (Variante 03). Considerou-se, inicialmente, um valor constante de φ_c apresentado na Tabela 2 ($\varphi_c = X/Y$), obtendo-se um valor médio de 1,2424, que produziu valores de ER médio = 6,2% e $NSE = 0,979$.

Finalmente, encontrou-se uma relação $\varphi_c = f(Q_t/Q_{Tot})$ (ver Tabela 5.3) como se mostra na Figura 5.16, onde Q_t é a vazão turbinada total e Q_{Tot} é a vazão total no sistema = $Q_w + Q_t + Q_{ver}$. Com esta função aplicada para a correção de $h_{ej,ef}$, os valores de ER médio e NSE foram 2,3% e 0,992.

Da Figura 5.16 observa-se que φ_c é máximo e igual a 1,3390 para $Q_t/Q_{Tot} = 0,54$, ou, em outras palavras, o efeito ejetor efetivo observado no modelo físico é como máximo 34%

maior que o correspondente simulado iterativamente para a Variante 02 do modelo de KREI (1920), quando a relação das vazões turbinada e total no sistema é 0,54.

TABELA 5.2 – VALORES OBSERVADOS E ESTIMADOS DE $(h_{ej,ef}/h_2) \times 10^2$ PARA OS DIFERENTES MODELOS E VARIANTES CONSIDERADAS, ALTERNATIVA 01, SUBÍNDICE mf = MODELO FÍSICO; mt = MODELO TEÓRICO

Krei Variante 02		Fator de correção	Krei Variante 02 $\times \varphi_c$ = Variante 03	
Observado	Estimado		Observado	Estimado
$X = (h_{ej,ef}/h_2)_{mf} \times 10^2$	$Y = (h_{ej,ef}/h_2)_{mt} \times 10^2$	$X/Y = \varphi_c$	$X = (h_{ej,ef}/h_2)_{mf} \times 10^2$	$Y = (h_{ej,ef}/h_2)_{mt} \times 10^2$
2,665	2,553	1,0440	2,665	3,172
4,508	3,688	1,2222	4,508	4,582
6,229	4,728	1,3175	6,229	5,874
8,584	6,226	1,3787	8,584	7,735
6,842	5,694	1,2018	6,842	7,074
6,523	5,117	1,2747	6,523	6,356
5,881	4,675	1,2581	5,881	5,808
ER médio (%) =	19,0		ER médio (%) =	6,2
NSE (-) =	0,762		NSE (-) =	0,979
	φ_c médio =	1,2424		

Os resultados obtidos para esta Variante 03 são considerados satisfatórios, portanto, este modelo corrigido por $\varphi_c = f(Q_t/Q_{Tot})$ foi adotado como válido para a simulação de cenários hipotéticos de escoamento, com a finalidade de avaliar padrões na variação do efeito ejetor $h_{ej,ef}$ vs. z_2 para valores diferentes da relação Q_t/Q_w , tomando em conta variações do nível de escoamento a jusante da casa de força.

Levaram-se a cabo 120 simulações de escoamento para valores de $Q_t/Q_w = 1,08; 1,11; 1,28, 1,45$ e $1,61$ para uma vazão turbinada máxima e constante $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$ (no protótipo) e um nível de água constante a montante da casa de força $z_0 = 60,00 \text{ m}$ (ver Figura 5.2). Para cada valor de Q_t/Q_w , consideraram-se oito vazões para Q_{ver} , variando de 0 até $3.700 \text{ m}^3/\text{s}$.

TABELA 5.3 – VALORES DO NOVO φ_c E $Y = \varphi_c(h_{ej,ef}/h_2)_{mt} \times 10^2$, VARIANTE 03, ALTERNATIVA 01, ER médio = 2,3 %, $NSE = 0,992$

Q_t/Q_{Tot}	$X/Y = \varphi_c$	$Y = (h_{ej,ef}/h_2)_{mt} \times 10^2$	Novo φ_c estimado	Novo $Y = \varphi_c(h_{ej,ef}/h_2)_{mt} \times 10^2$
0,79	1,0440	2,55	1,0386	2,651
0,70	1,2222	3,69	1,2251	4,519
0,62	1,3175	4,73	1,3148	6,217
0,51	1,3787	6,23	1,3335	8,302
0,45	1,2018	5,69	1,2994	7,398
0,42	1,2747	5,12	1,2673	6,485
0,39	1,2581	4,67	1,2191	5,699

FIGURA 5.16 – DIAGRAMA φ_c vs. Q_i/Q_{Tot} (VARIANTE 03), ALTERNATIVA 01, DESCARREGADORES DE FUNDO EM CONDIÇÃO AFOGADA

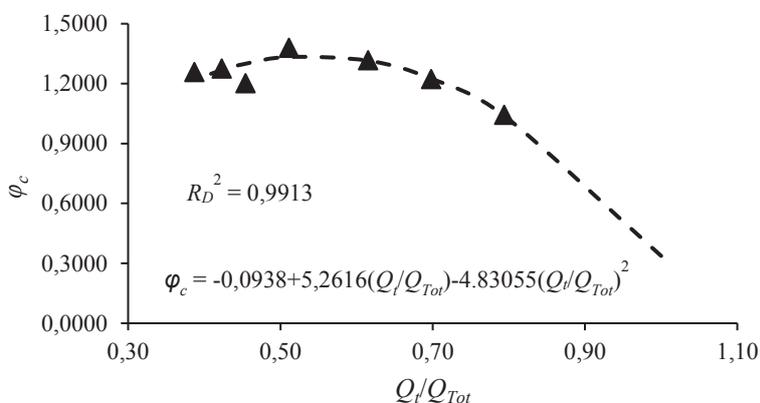
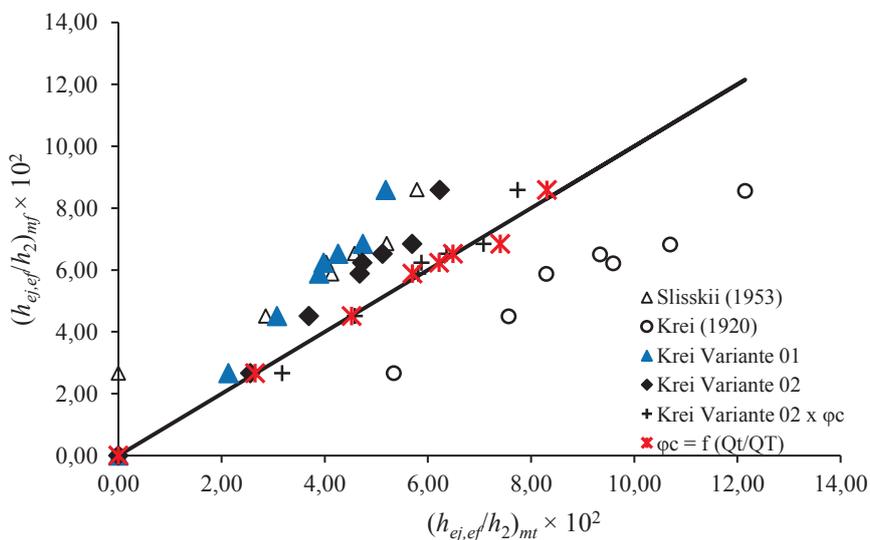


FIGURA 5.17 – DIAGRAMA $(h_{ej,ef}/h_2)_{mf}$ vs. $(h_{ej,ef}/h_2)_{mt}$ PARA OS DIFERENTES MODELOS E VARIANTES CONSIDERADAS, ALTERNATIVA 01, SUBÍNDICE mf = MODELO FÍSICO, mt = MODELO TEÓRICO



As Figuras 5.18 e 5.19 mostram os resultados obtidos para os diagramas de $\Delta h/h_2$ vs. $h_{ej,ef}/h_2$ e $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2$ respectivamente, onde o nível de referência $z_d = 0,0$ m se apresenta na Figura 5.13. Na Figura 5.18 observa-se que o ganho de carga pelas turbinas Δh varia proporcionalmente ao incremento da ejeção efetiva de forma consistente para cada valor de $Q^* = Q_i/Q_w$.

Das simulações, foi observado que a relação entre o ganho de carga e a ejeção total $h_{ej,tot}$, $\Delta h/h_{ej,tot}$, é pouco sensível às variações de Q_i/Q_w , com uma faixa de variação de 7,2 até 16,8% e um valor médio de 10,09%.

A Figura 5.18 mostra que quanto menor é o valor de Q_i/Q_w ($= Q^*$) maior será o efeito ejetor efetivo $h_{ej,ef}$ para qualquer valor da variável Z^* e vice-versa. Nessa figura, também se apresenta a curva $Z^* = f(h_{max}^*)$, a qual permite avaliar o efeito ejetor máximo para qualquer

valor de Q^* , onde esta variável é também uma função de h^*_{max} ($Q^* = f(h^*_{max})$). Os valores de h^*_{max} , Z^* e Q^* são ilustradas na Tabela 5.4.

As relações empíricas para $Z^* = f(h^*_{max})$ e $Q^* = f(h^*_{max})$ apresentam-se a seguir, com valores do coeficiente de determinação R_D^2 de 1 e 0,9983 respetivamente.

$$Z^* = 0,5276 (h^*_{max})^{0,0954} \tag{5.15}$$

$$Q^* = 22,6466 (h^*_{max})^{-1,4398} \tag{5.16}$$

FIGURA 5.18 – DIAGRAMA $\Delta h/h_2$ vs. $h_{ej,ef}/h_2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE Q_t/Q_w , ALTERNATIVA 01, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$

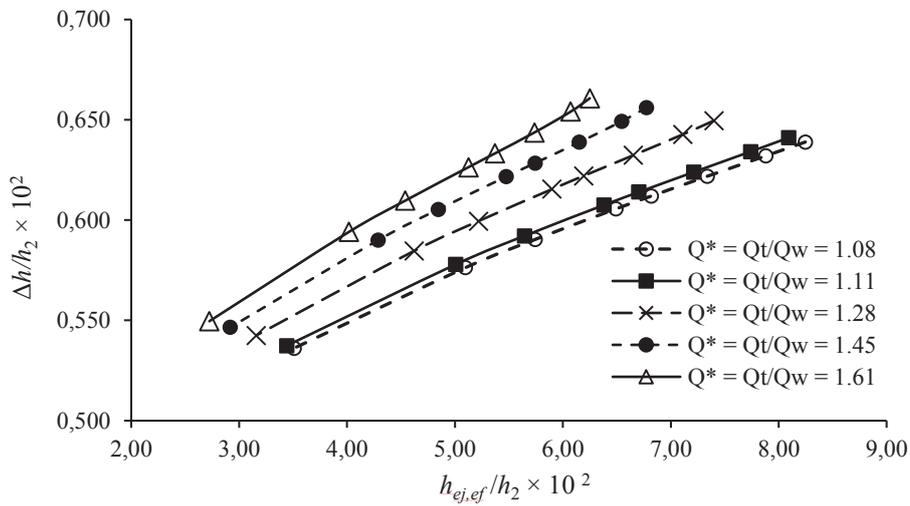


FIGURA 5.19 – CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE Q_t/Q_w , ALTERNATIVA 01, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$

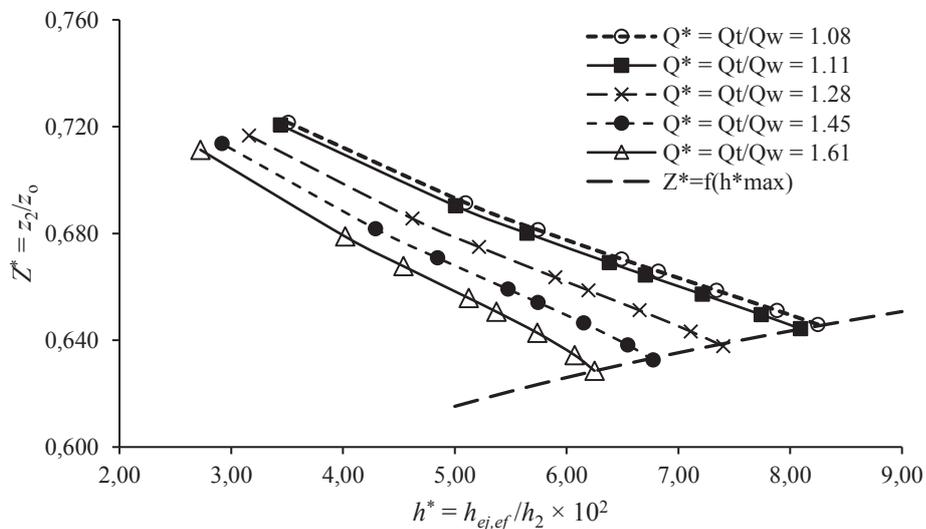


TABELA 5.4 – VALORES DE h^*_{\max} , Z^* E Q^* , ALTERNATIVA 01

$h^*_{\max} = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$	$Z^* = z_2/z_0$	$Q^* = Q_t/Q_w$
6,249	0,629	1,61
6,774	0,633	1,45
7,399	0,638	1,28
8,092	0,644	1,11
8,246	0,646	1,08

5.2 DESCRIÇÃO QUALITATIVA DO ESCOAMENTO – ALTERNATIVA 01

Nos testes, a aproximação do fluxo à casa de força foi considerada satisfatória, onde o escoamento dirigido à tomada de água dos descarregadores de fundo, não interferiu no escoamento de aproximação da casa de força para as condições pesquisadas no modelo reduzido.

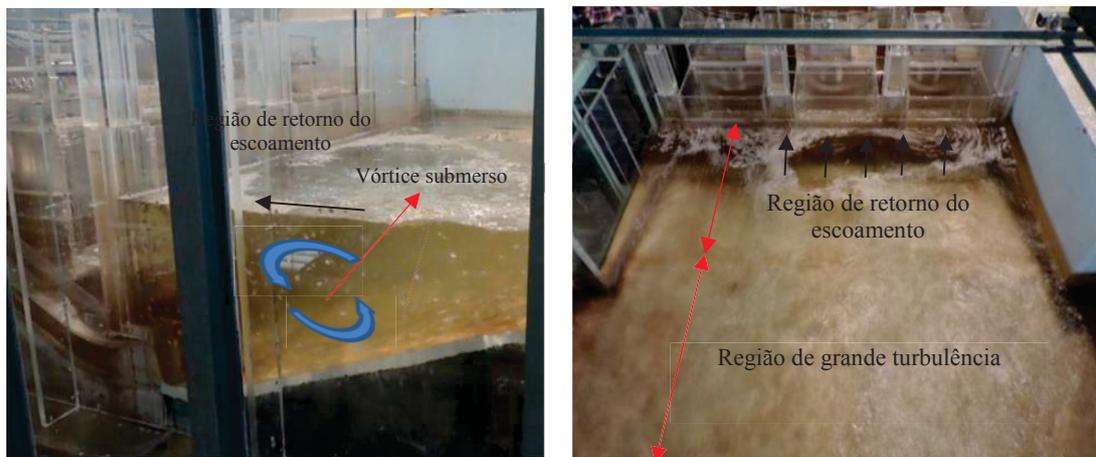
Durante os testes, observou-se a formação de um vórtice de fundo cobrindo um comprimento considerável na saída da casa de força e da rampa inclinada, tal como acontece no Regime D, o de escoamento superficial com ressalto hidráulico submerso (ver Figura 5.20).

LACTEC-CEHPAR (2019, p. 68) indica que, durante os testes, ocorreram flutuações do nível de água nas vizinhanças da UHE, as quais poderiam ser importantes no funcionamento das turbinas no protótipo e, por conseguinte, no ganho de energia adicional. Nesse sentido, SLISSKII (1953, p. 76) indica que, quando a turbina está em operação, quase não há flutuações de pressão à saída do tubo de sucção, mesmo que instabilidades estejam presentes.

A Figura 5.20 também mostra que a jusante da casa de força, foram identificadas duas regiões com características hidrodinâmicas bem definidas:

- 1) uma região com uma turbulência muito marcada, como produto das misturas dos jatos de alta velocidade dos descarregadores de fundo e o escoamento produzido pelas turbinas, e;
- 2) uma região de retorno do escoamento devido à vórtice submerso acima da rampa inclinada.

FIGURA 5.20 – VISTA LATERAL DO VÓRTICE SUBMERSO ACIMA DA RAMPA INCLINADA E REGIÕES DO ESCOAMENTO A JUSANTE DA CASA DE FORÇA, ALTERNATIVA 01



5.3 IMPLEMENTAÇÃO DE OUTRAS ALTERNATIVAS PARA OS DESCARREGADORES DE FUNDO

Dos ensaios efetuados no modelo físico reduzido para a Alternativa 01, em todos os testes observa-se a presença de um vórtice submerso de grande tamanho na saída da UHE e por cima da rampa inclinada, o que origina uma dissipação da energia cinética do escoamento dos jatos de alta velocidade dos descarregadores de fundo, além de um retorno do escoamento à casa de força, o qual vai em detrimento do ganho de carga através da ejeção efetiva $h_{ej,ef}$ (SLISSKII, 1953).

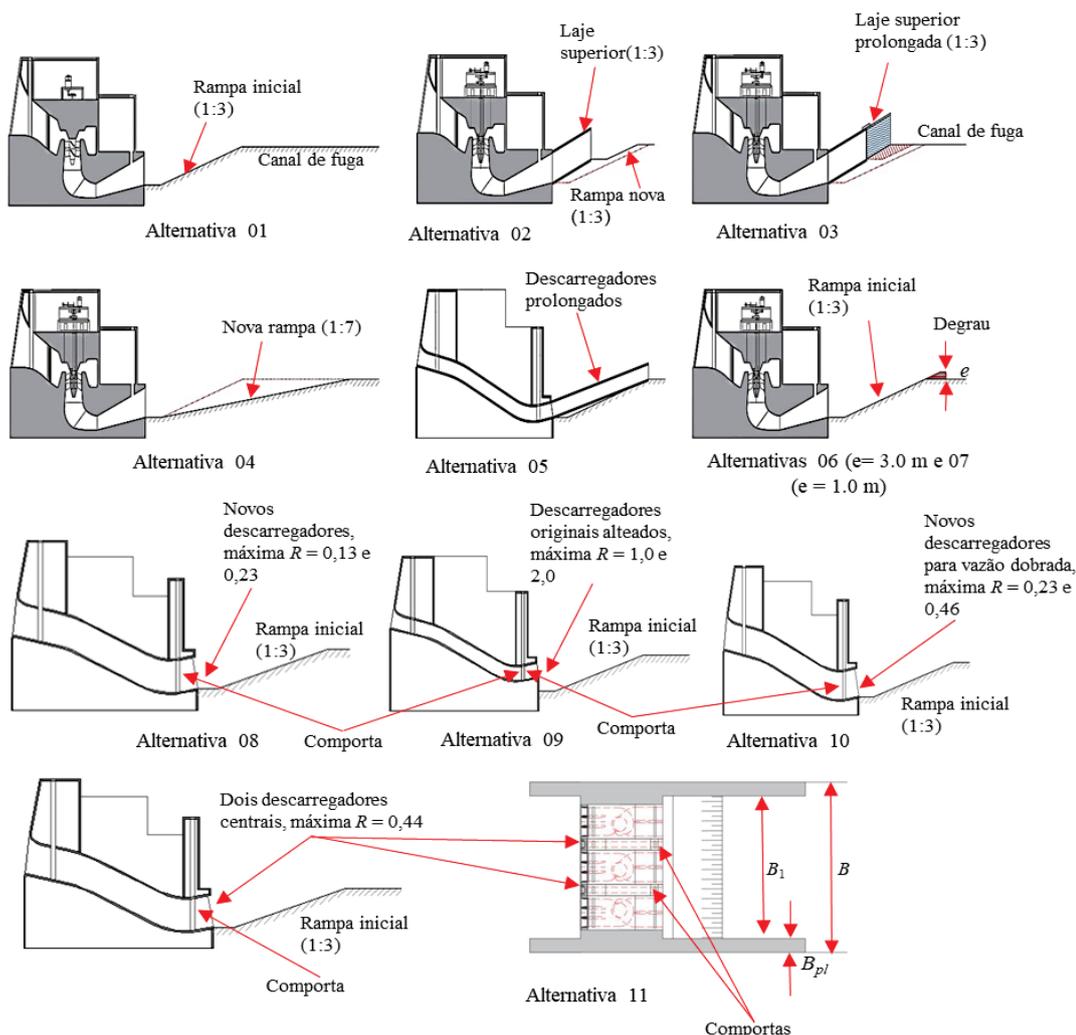
Com a finalidade de eliminar o vórtice hidráulico e o retorno do escoamento à UHE, além de melhorar as condições do escoamento da mistura ao canal de fuga, foram implementadas dez novas alternativas de configuração geométrica para os descarregadores de fundo (Alternativa 02 a Alternativa 11).

Para cada alternativa, a metodologia do estudo do problema foi exatamente a mesma (ver Figura 5.5) e os resultados obtidos em cada uma foram expressadas da mesma forma que nas Figuras 5.18 e 5.19.

Como ilustração, a Figura 5.21 apresenta os esquemas das alternativas estudadas no modelo físico.

Na Alternativa 02 prolongou-se a laje a jusante das estruturas hidráulicas até a elevação 31,39 m. Este nível corresponde ao nível de água para a operação isolada de uma turbina com uma vazão de 650 m³/s.

FIGURA 5.21 – VISTAS LATERAIS DAS ALTERNATIVAS ESTUDADAS MOSTRANDO AS VARIAÇÕES EM RELAÇÃO À ALTERNATIVA 01



FONTE: adaptado de ROMERO *et al.* (2019)

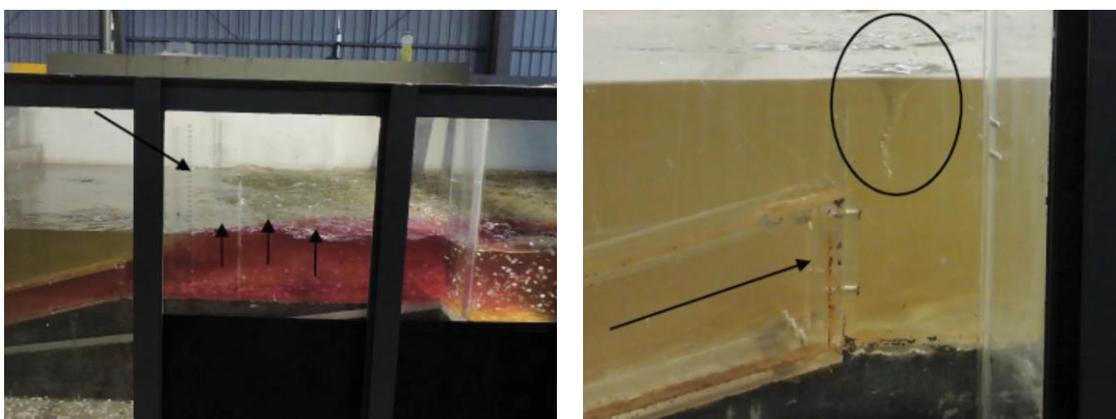
Os testes realizados com a Alternativa 02 mostraram uma redução considerável do vórtice submerso mostrado na Figura 5.20. Com a finalidade de melhorar ainda mais os resultados, implementou-se a Alternativa 03, a qual consistiu no prolongamento das lajes estendidas dos tubos de sucção e dos descarregadores de fundo até a elevação 36,89 m. Esta elevação do nível de água corresponde às três turbinas Kaplan operando e $Q_w = 3.700 \text{ m}^3/\text{s}$.

A Alternativa 04 foi implementada com base na Alternativa 01, considerando-se unicamente uma inclinação da rampa diferente do canal de fuga de 7H:1V em relação à inclinação original de 3H:1V. O objetivo destes ensaios foi avaliar a melhora do efeito ejetor quando a inclinação da rampa no canal a jusante da casa de força tende à horizontal, segundo as verificações experimentais de SLISSKII (1953).

Os testes realizados mostraram a formação de um vórtice submerso por cima da nova rampa com uma recirculação transversal muito mais intensa que as observadas nos casos anteriormente estudados.

Na Alternativa 05, os descarregadores de fundo foram prolongados até o final da rampa do canal de fuga com a finalidade de eliminar o vórtice submerso presente nas Alternativas 01 a 04. Os testes mostraram uma grande turbulência do escoamento a jusante da saída dos descarregadores (ver Figura 5.22), devido à menor profundidade do escoamento com presença de vórtices intermitentes e o arrasto de ar.

FIGURA 5.22 – OSCILAÇÕES DE NIVEL E VÓRTICE A JUSANTE DOS DESCARREGADORES DE FUNDO, ALTERNATIVA 05



FONTE: LACTEC-CEHPAR (2019)

Com o objetivo de incrementar a gradiente de pressão do escoamento de retorno (aumento da altura d mostrada na Figura 5.13) em direção à UHE acrescentando o momento linear (EAD; RAJARATNAM, 2002; DEY *et al.* 2017), implementaram-se as Alternativas 06 e 07, nas quais considerou-se a rampa inclinada com um degrau com alturas e de 3,0 e 1,0 m respectivamente.

Para a Alternativa 08, foram implementados descarregadores de fundo com duas seções de escoamento diferentes: dois descarregadores com seção $1,6 \text{ m} \times 12,4 \text{ m}$ (L [=largura] $\times h_1$, $2,29 \text{ cm} \times 17,71 \text{ cm}$ no modelo físico, máxima $R = 0,13$) instalados nas extremidades do canal e dois descarregadores de fundo centrais com seção $2,9 \text{ m} \times 12,4 \text{ m}$ ($L \times h_1$, $4,14 \text{ cm} \times 17,71 \text{ cm}$ no modelo físico, máxima $R = 0,23$). A alteração na seção hidráulica dos descarregadores teve como objetivo principal aumentar a zona de interação do fluxo dos mesmos com o fluxo saindo da casa de força.

A Alternativa 09, teve como objetivo principal avaliar a influência do alteamento dos descarregadores de fundo iniciais (Alternativa 01) no efeito ejetor, onde, segundo SLISSKII (1953), uma melhora deveria ser observada se os jatos de saída dos descarregadores de fundo atingissem o canal de fuga após a rampa inclinada.

Nessa alternativa, a geratriz superior do descarregador coincidiu com a geratriz superior do tubo de sucção da turbina com a finalidade de melhorar a interação entre os fluxos de saída dos descarregadores e dos tubos de sucção.

A vazão de descarga Q_w dos descarregadores de fundo foi dobrada para a Alternativa 10 por meio de dois descarregadores de 2,9 m × 12,4 m ($L \times h_1$, 4.14 cm × 17.71 cm no modelo, máxima $R = 0,23$) nas extremidades do canal de fuga e dois descarregadores centrais de 5,5 m × 12,4 m ($L \times h_1$, 7.86 cm × 17.14 cm no modelo, máxima $R = 0,46$).

Finalmente, a Alternativa 11 foi implementada para avaliar o efeito ejetor produzido por somente dois descarregadores centrais de seção 5,5 m × 12,4 m (7.86 cm × 17.71 cm no modelo, máxima $R = 0,44$). Essa alternativa teve como objetivo baixar os custos de construção da UHE por meio da supressão dos descarregadores nas extremidades do canal, além de reduzir-se a largura do canal de fuga, imediatamente a jusante da casa de força (ver Figura 5.21).

Para cada alternativa, aplicou-se a equação de conservação da quantidade de movimento linear para um volume de controle adotado (ver Figura 5.13) e da equação de conservação da energia (eq. de Bernoulli integrada para uma linha de corrente) para os descarregadores de fundo, num procedimento similar ao implementado para a Alternativa 01 (ver esquema conceitual da Figura 5.5).

As equações necessárias para a profundidade do escoamento h_t à saída da UHE em cada alternativa estudada apresentam-se no Apêndice 2. Essas equações estão baseadas nas características geométricas dos descarregadores de fundo implementados ou em outras modificações de tipo estrutural na usina.

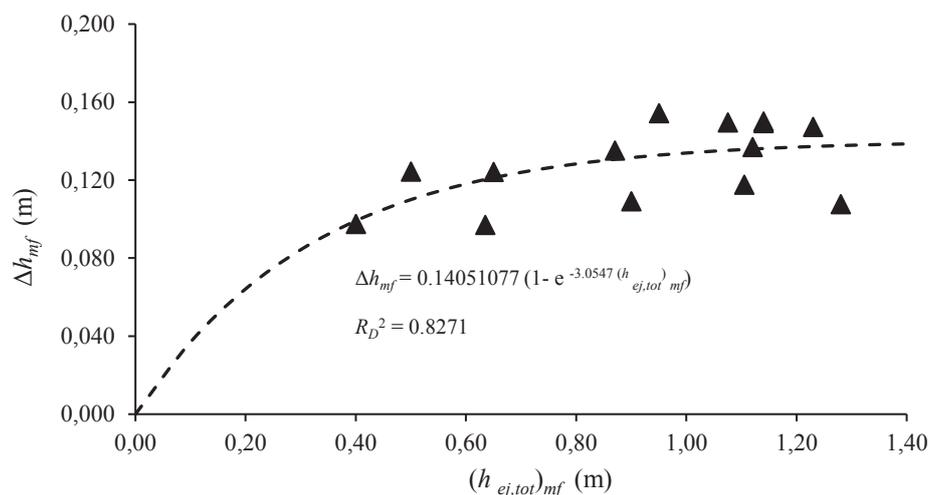
Nas Alternativas 01, 02, 04, 06, 07, 08 e 11 contou-se com dados experimentais das estruturas convencional e hidrocombinada, portanto, a análise efetuada para o ganho de carga das turbinas Δh_{mf} foi possível, tal como mostrado para a Alternativa 01 (ver Figura 5.9).

Para as Alternativas 03, 05, 09 e 10 não se dispõe de dados para a estrutura convencional, portanto, os valores de Δh_{mf} do modelo físico tiveram de ser avaliados por outros métodos.

Por exemplo, para a Alternativa 03, foi obtida uma relação entre os efeitos ejetores totais medidos no modelo físico $(h_{ej,tot})_{mf}$ e os valores do ganho de carga medidos no modelo Δh_{mf} para as Alternativas 01 e 02, como mostra a Figura 5.23. Este método parece razoável

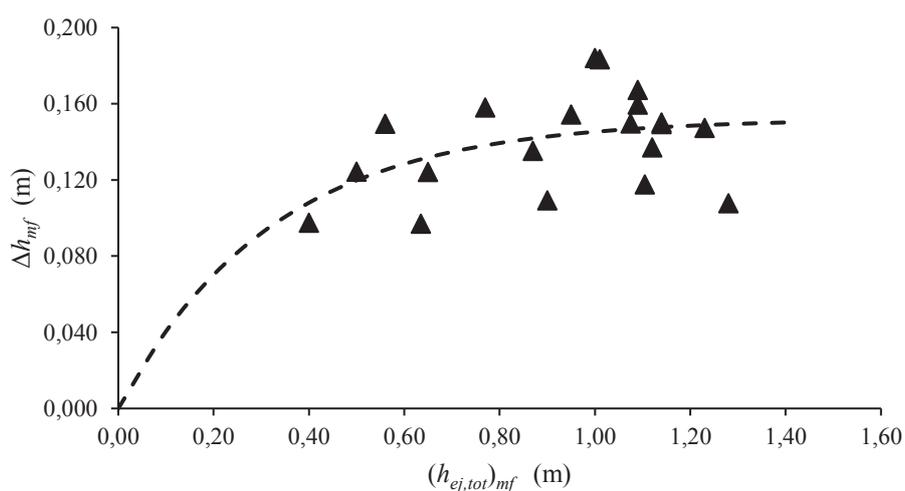
desde que os valores médios de $(\Delta h_{mf})/(h_{ej,tot})_{mf} \times 10^2$ para as Alternativas 01 e 02 foram 13,9% e 16,3% respectivamente (mesma ordem de grandeza). Uma avaliação do valor médio deste parâmetro, usando a equação mostrada na Figura 5.23, deu como resultado 15,06%.

FIGURA 5.23 – DIAGRAMA Δh_{mf} vs. $(h_{ej,tot})_{mf}$ PARA A ALTERNATIVA 03, ESTRUTURA CONVENCIONAL, DADOS DAS ALTERNATIVAS 01 E 02



O mesmo método foi aplicado para a Alternativa 05 com os dados das Alternativas 01, 02 e 04 (ver Figura 5.24), onde o valor médio do parâmetro $(\Delta h_{mf})/(h_{ej,tot})_{mf} \times 10^2$ é 16,26%.

FIGURA 5.24 – DIAGRAMA Δh_{mf} vs. $(h_{ej,tot})_{mf}$ PARA A ALTERNATIVA 05, ESTRUTURA CONVENCIONAL, DADOS DAS ALTERNATIVAS 01, 02 E 04



Para a Alternativa 09, foi assumida a equação para Δh_{mf}^* da Alternativa 01 mostrada na Figura 5.9, devido a que a única diferença entre ambas alternativas é o alteamento dos descarregadores de fundo.

Finalmente, valores para Δh_{mf} na Alternativa 10, foram obtidos baseados nos testes para a estrutura convencional da Alternativa 11. Em ambas alternativas, os descarregadores centrais têm as mesmas dimensões (5,5 m × 12,4 m).

Como exemplo de ilustração, as Figura 5.25 e 5.26 apresentam os esquemas conceituais das variáveis e distribuições das pressões consideradas para a Alternativa 02.

FIGURA 5.25 – ESQUEMA LONGITUDINAL DAS VARIÁVEIS CONSIDERADAS E DISTRIBUIÇÃO DAS PRESSÕES PARA A ALTERNATIVA 02

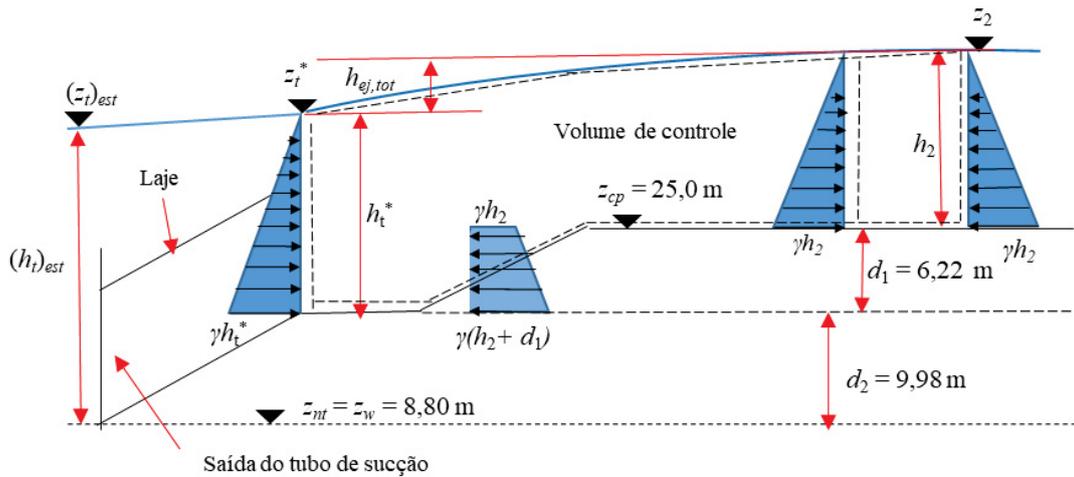
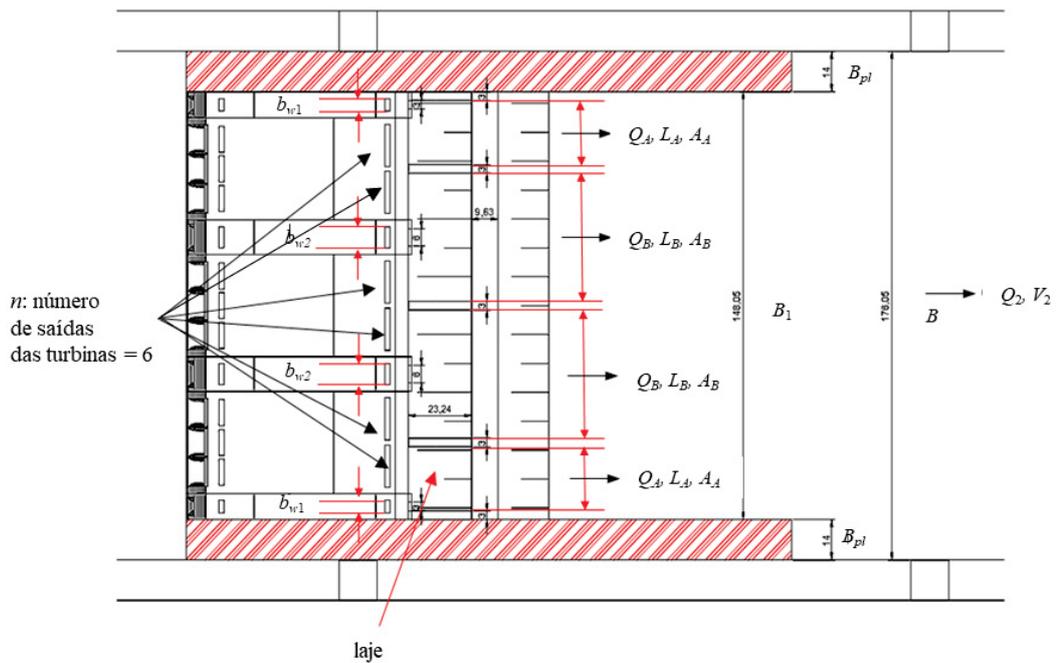


FIGURA 5.26 – ESQUEMA EM PLANTA DAS VARIÁVEIS CONSIDERADAS E DISTRIBUIÇÃO DAS PRESSÕES PARA A ALTERNATIVA 02



Como ilustração, o Apêndice 2 apresenta um resumo das equações usadas, para a avaliação de h_t , para as alternativas estudadas.

A Tabela 5.5, mostra os números de testes realizados no modelo físico para as estruturas convencional e hidrocombinada, assim como o número de simulações matemáticas para os valores de Q_t/Q_w , considerado em cada Alternativa, enquanto que a Tabela 5.6 apresenta os valores máximos e mínimos de Q_t , Q_w e z_2 para os testes realizados no modelo físico para a estrutura hidro combinada.

TABELA 5.5 – NÚMERO DE TESTES E SIMULAÇÕES PARA CADA ALTERNATIVA

Estrutura	Número de testes, Alternativa											Total
	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	
Convencional	9	9	0	6	0	6	6	7	0	0	6	49
Hidrocombinada	8	8	5	6	7	6	6	7	7	6	7	73
Simulações	120	40	40	40	40	40	40	40	40	57	40	537

TABELA 5.6 – VALORES MÁXIMOS E MÍNIMOS DE Q_t , Q_w e z_2 DOS TESTES NO MODELO FÍSICO, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $z_0 = 60,0$ m

Alternativa 01			Alternativa 02			Alternativa 03			
	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)
Min =	1.920	0	35,22	1.930	1.930	35,27	1.924	611	36,55
Max =	1.994	1.812	40,73	1.988	1.988	40,75	1.967	1.732	40,75
Alternativa 04			Alternativa 05			Alternativa 06			
	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)
Min =	1.911	0	36,92	1.920	0	35,24	1.931	0	36,94
Max =	1.994	1.789	40,73	1.980	1.737	40,70	1.979	1.771	40,75
Alternativa 07			Alternativa 08			Alternativa 09			
	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)
Min =	1.935	0	36,92	1.920	522	36,36	1.900	516	36,36
Max =	1.974	1.765	40,73	1.948	1.783	40,74	1.956	1.800	40,73
Alternativa 10			Alternativa 11						
	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)	Q_t (m ³ /s)	Q_w (m ³ /s)	z_2 (m)			
Min =	1.921	603	36,53	1.928	535	36,37			
Max =	1.971	3.560	41,29	1.977	1.768	40,74			

O coeficiente de correção η_c de SLISSKII (1953), para o ganho de carga da turbina Δh , foi calibrado para cada alternativa, usando-se os dados experimentais dos ensaios para as estruturas convencionais, seguindo o mesmo procedimento utilizado para a Alternativa 01.

Os resultados obtidos são apresentados nas figuras 5.27 e a Tabela 5.7. Observa-se que os valores de do Erro Relativo médio ER apresentam um valor mínimo para um valor de η_c em cada alternativa estudada, com uma faixa de 3,18% a 27,60%.

O coeficiente de Nash e Sutcliffe NSE também tende a um valor mínimo em função a η_c , da mesma forma que ER , mas não apresenta um resultado ótimo em nenhum dos casos, com a única exceção observada na Alternativa 03 ($NSE = 0,7242$).

A faixa de variação obtida para η_c (0,70 – 1,57) difere consideravelmente daquela proposta experimentalmente por SLISSKII (1953) ($0,50 < \eta_c < 0,90$), com um valor médio de $\eta_c = 0,70$. Na presente pesquisa, somente as Alternativas 01 e 09 apresentaram valores mínimos de ER para $\eta_c = 0,70$.

FIGURA 5.27 – DIAGRAMA a) ER vs, η_c E b) NSE vs η_c PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, ESTRUTURA CONVENCIONAL

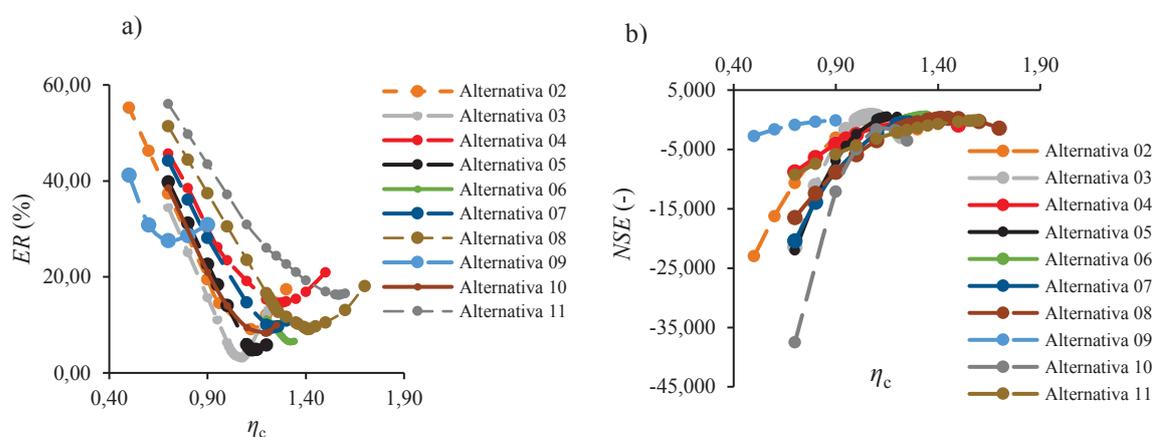


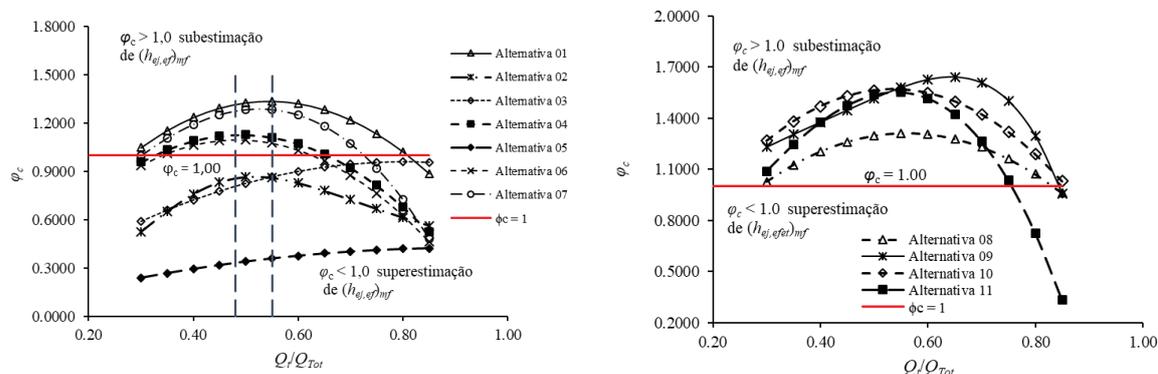
TABELA 5.7 – VALORES CALIBRADOS DE η_c E VALORES RESULTANTES DE ER MÉDIO E NSE PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, ESTRUTURA CONVENCIONAL

Alternativa	η_c	NSE (-)	ER médio (%)
02	1,12	0,0615	9,13
03	1,08	0,7242	3,18
04	1,26	-0,2396	14,43
05	1,12	0,3036	4,85
06	1,32	0,2522	6,53
07	1,23	-0,5919	9,47
08	1,41	0,2032	9,11
09	0,70	-0,8420	27,60
10	1,20	-1,9514	8,34
11	1,57	-0,1351	16,24
Valor mínimo	0,70	-1,951	3,18
Valor máximo	1,57	0,724	27,60

A Figura 5.28 ilustra as funções do fator de correção $\varphi_c = f(Q_t/Q_{Tot})$ para todas as alternativas estudadas. Observa-se que os pontos acima da linha vermelha ($\varphi_c = 1,00$) indicam uma subestimação dos valores da ejeção efetiva do modelo físico $(h_{ej,ef})_{mf}$ por parte dos modelos

teóricos implementados ($\varphi_c > 1,00$). Modelos que superestimam $(h_{ej,ef})_{mf}$ estão representados pela região onde $\varphi_c < 1,00$.

FIGURA 5.28 – DIAGRAMA φ_c vs. Q_l/Q_{Tot} PARA TODAS AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, DESCARREGADORES DE FUNDO EM CONDIÇÃO AFOGADA



Da Figura 5.28 observa-se que as funções obtidas apresentam valores máximos de φ_c para uma faixa de valores de Q_l/Q_{Tot} de 0,48 até 0,55 para as Alternativas 01, 02, 04, 06 e 07, com um valor médio para Q_l/Q_{Tot} de 0,51.

As funções de $\varphi_c = f(Q_l/Q_{Tot})$ para as Alternativas 03 e 05 mostram um padrão de variação similar entre elas, mas marcadamente diferente das Alternativas restantes, ambas se encontram na região onde $\varphi_c < 1,00$, com valores máximos de Q_l/Q_{Tot} de 0,80 e 0,92 respectivamente.

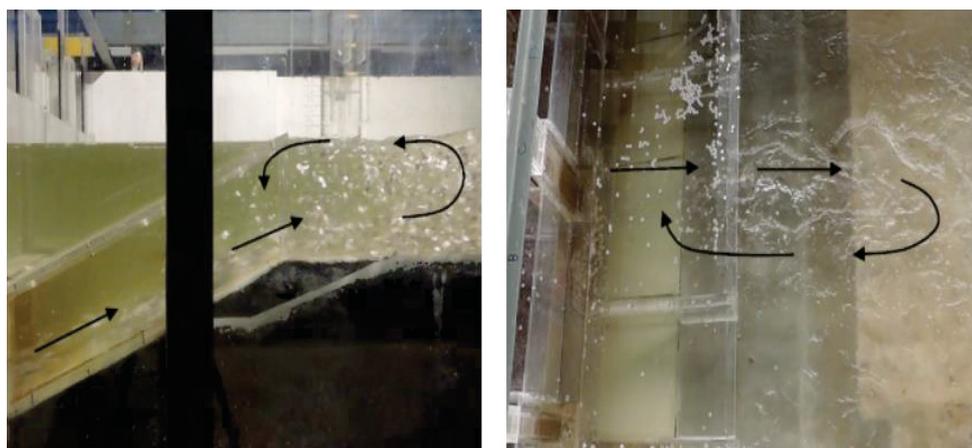
Uma possível causa desta situação, poderia ser que ambas alternativas apresentaram um caso de escoamento dos descarregadores de fundo diretamente no canal principal, sem interação entre o escoamento e a rampa inclinada, como acontece com o resto das alternativas (ver Figura 5.21).

Nos testes no modelo físico para ambas alternativas forma observados grandes oscilações do fluxo, menores profundidades e grande turbulência do escoamento na saída dos descarregadores (ver Figura 5.22), recirculação transversal para o interior da laje na Alternativa 03 (ver Figura 5.29), e a presença de um vórtice submerso em ambos casos, o qual ainda não foi eliminado.

Além disso, os ganhos de carga Δh_{mf} no modelo físico foram determinados para ambas alternativas, não por uma comparação direta entre os Δh teóricos de SLISSKII (1953) e os ganhos de carga medidos no modelo físico nas estruturas convencionais, mas sim pelos diagramas mostrados nas Figuras 5.23 e 5.24.

Para as Alternativas 08 a 11 a faixa de valores de Q_t/Q_{Tot} encontra-se entre 0,54 e 0,67 com um valor médio de 0,61, onde, em geral, todos os modelos teóricos nesse grupo subestimam o efeito ejetor efetivo observado no modelo físico $(h_{ej,ef})_{mf}$.

FIGURA 5.29 – VÓRTICE HIDRÁULICO SUBMERSO E RECIRCULAÇÃO VERTICAL DO ESCOAMENTO, ALTERNATIVA 03

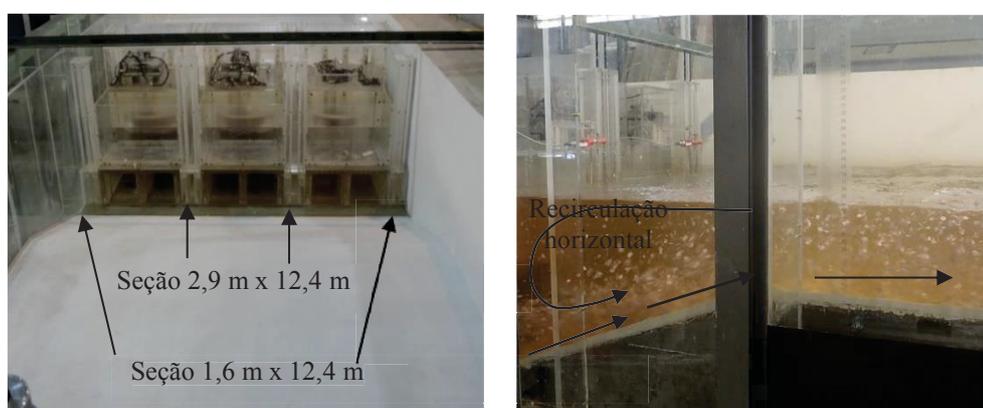


FONTE: LACTEC-CEHPAR (2019)

Para este último grupo de alternativas tem-se algumas características comuns observadas durante os testes no modelo físico como: a presença de vórtices intermitentes sem inclusão de ar, recirculação longitudinal do escoamento na saída da UHE acima da rampa inclinada e oscilações do nível de água de diversa intensidade.

Como ilustração, as figuras 5.30 a 5.32 apresentam algumas destas características mencionadas anteriormente e vistas frontais da UHE.

FIGURA 5.30 – VISTA FRONTAL DA UHE E RECIRCULAÇÃO HORIZONTAL DO ESCOAMENTO, ALTERNATIVA 08



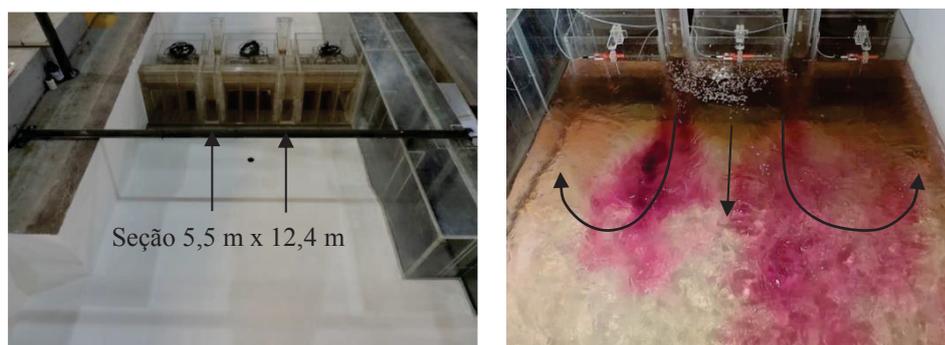
FONTE: LACTEC-CEHPAR (2019)

FIGURA 5.31 – VISTA FRONTAL DA UHE E RECIRCULAÇÃO HORIZONTAL DO ESCOAMENTO, ALTERNATIVA 09



FONTE: LACTEC-CEHPAR (2019)

FIGURA 5.32 – VISTA FRONTAL DA UHE E PADRÕES DE ESCOAMENTO DE RETORNO À UHE, ALTERNATIVA 11



FONTE: LACTEC-CEHPAR (2019)

Para as Alternativas 04, 06 e 07 a 11 foi utilizada a equação (5.13), baseada nas figuras 5.13 e 5.14, para o cálculo de h_t e posteriormente a ejeção efetiva $h_{ej,ef}$.

Como na Alternativa 01, foi verificado através de vários testes com o *solver online WolframAlpha* para todas as alternativas, que a equação simplificada (5.14) satisfazia a Solução 3 (ver Figura 5.15) obtida pelos métodos de Euler e Ferrari (XAMBÓ DESCAMPS; DELGADO; FUENTES, 1993, PARRA MACHÍO, 2000).

As figuras 5.34 e 5.35, apresentam os resultados obtidos para os diagramas $\Delta h/h_2$ vs. $h_{ej,ef}/h_2$ e as figuras 5.36 e 5.37 mostram as Curvas de Ejeção Características $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$, para as alternativas estudadas, baseados nas funções de correção mostradas na Figura 5.29 e 5.37 simulações realizadas.

FIGURA 5.33 – DIAGRAMA $\Delta h/h_2$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE Q_t/Q_w , ALTERNATIVAS a) 02 b) 03 c) 04 d) 05 e) 06, f) 07 g) 08 h) 09, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$

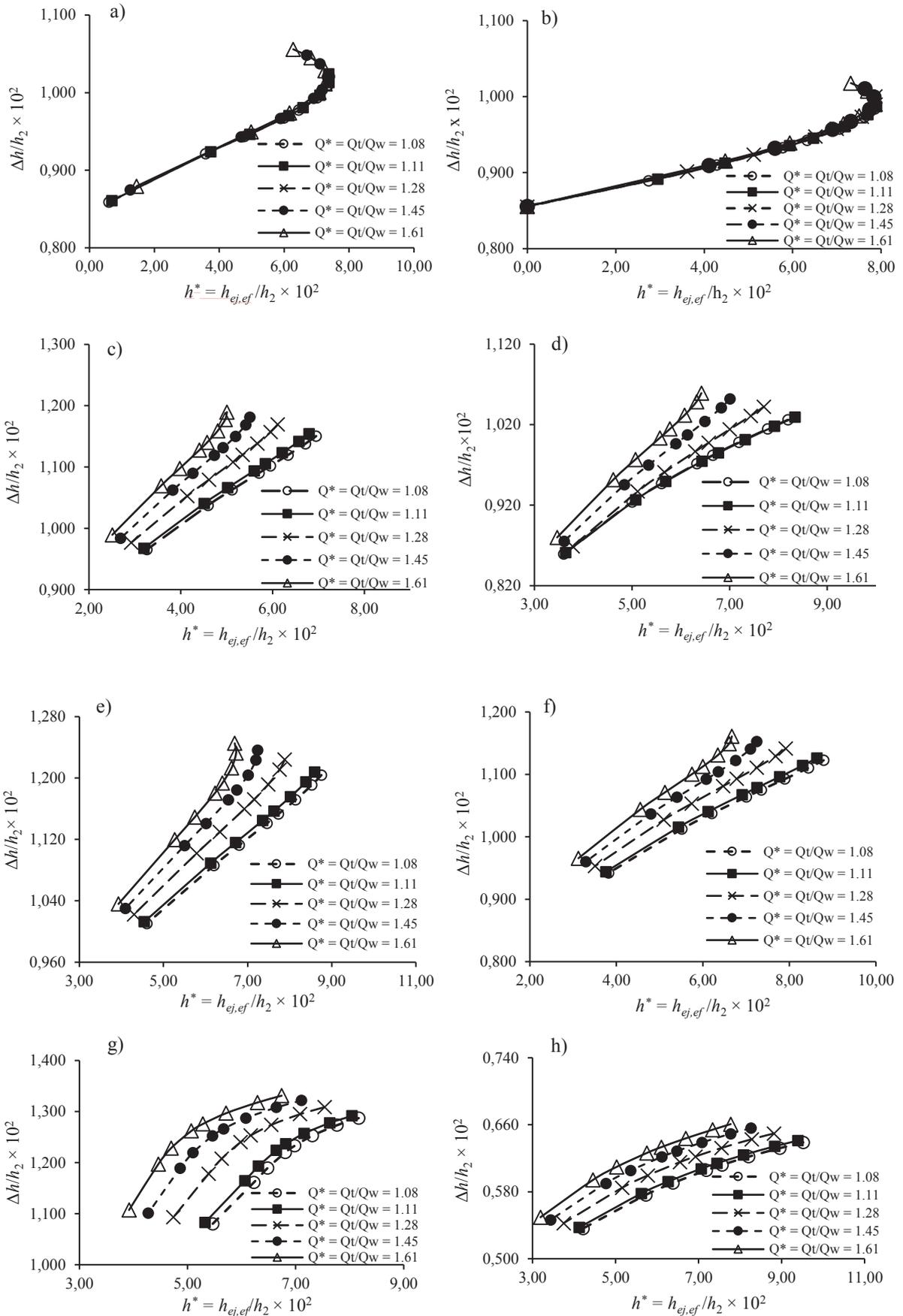


FIGURA 5.34 – DIAGRAMA $\Delta h/h_2$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE Q_t/Q_w , ALTERNATIVAS a) 10 b) 11, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$

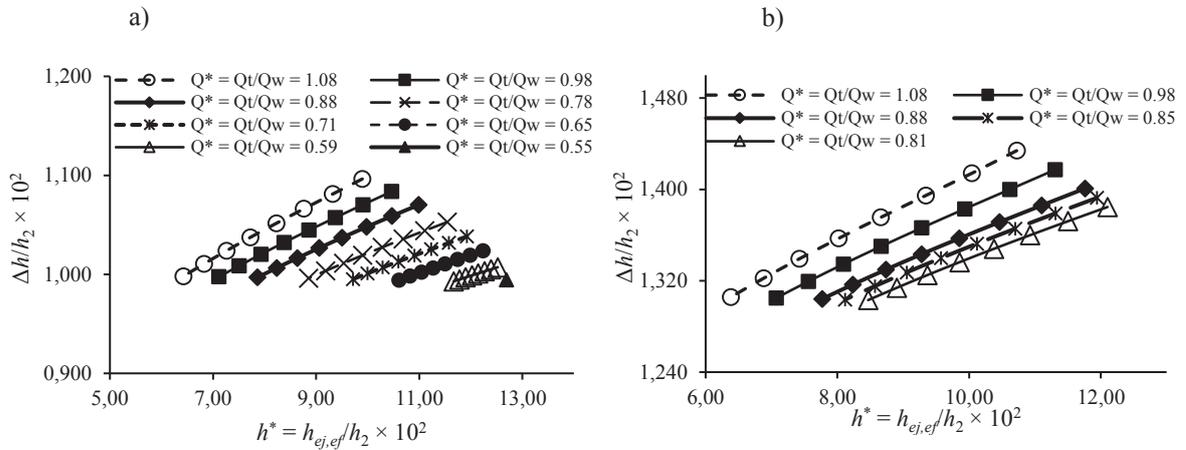


FIGURA 5.35 – CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE $Q^* = Q_t/Q_w$, ALTERNATIVAS a) 02 b) 03 c) 04 d) 05, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$

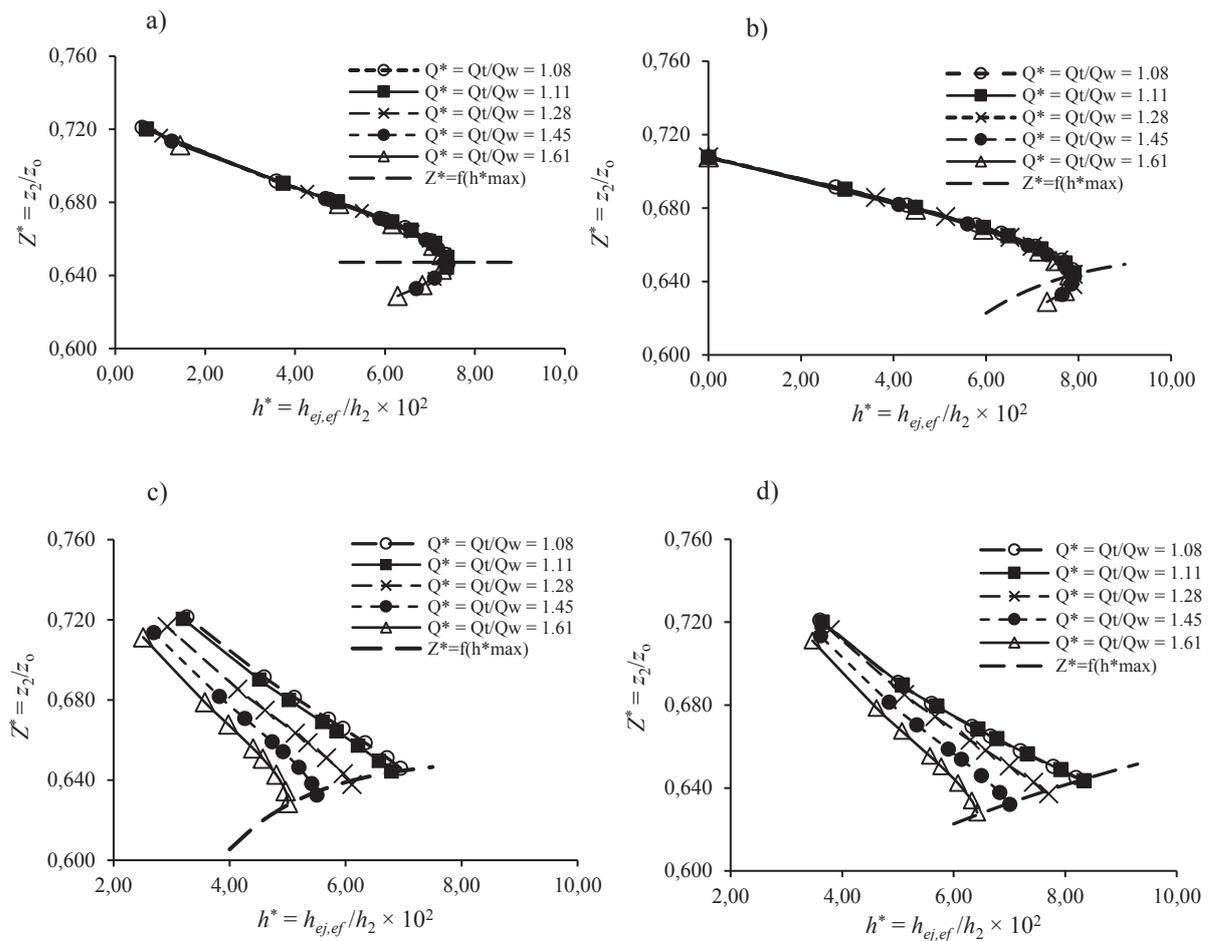
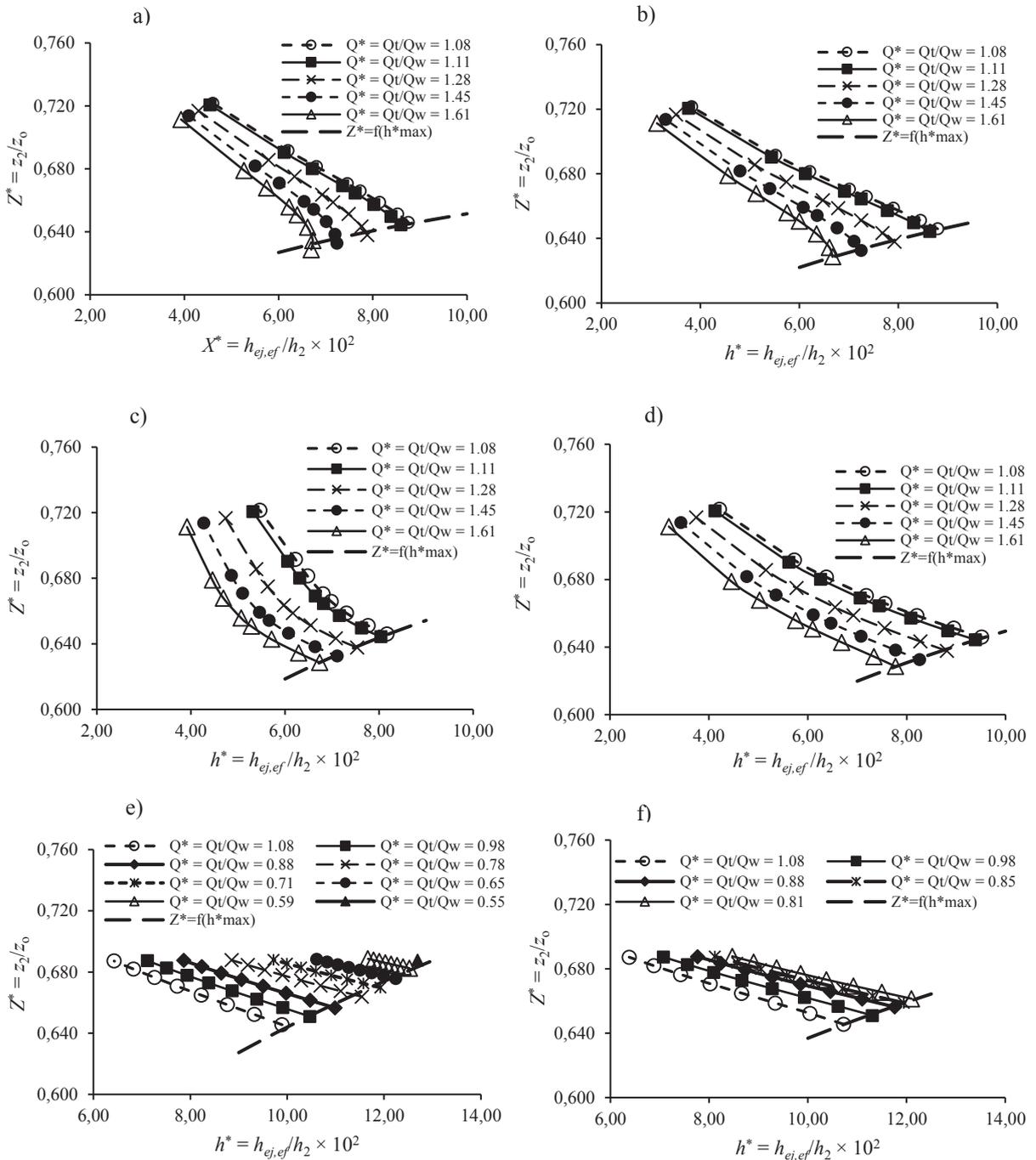


FIGURA 5.36 – CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ PARA DIFERENTES RELAÇÕES DE $Q^* = Q_t/Q_w$, ALTERNATIVAS a) 06 b) 07 c) 08 d) 09 e) 10 f) 11, $Q_t = 1.950$ m³/s



Como na Alternativa 01 (ver equações (5.15) e (5.16)), tem-se funções $Z^* = f(h^*_{max})$ e $Q^* = f(h^*_{max})$ para todas as alternativas estudadas, o qual permite a avaliação do efeito ejetor efetivo máximo $(h_{ej,ef})_{max}$ para qualquer nível de água a jusante da casa de força z_2 e relação de vazões Q_t/Q_w . (ver Tabelas 5.8 e 5.9).

TABELA 5.8 – FUNÇÕES $Z^* = f(h_{\max}^*)$ PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$

Alternativa	$Z^* = f(h_{\max}^*)$	R_D^2
01	$Z^* = 0,5276 (h_{\max}^*)^{0,0954}$	1
02	$Z^* = 0,6472(1 - e^{-2,3920 h_{\max}^*})$	0,9999
03	$Z^* = 0,6573(1 - e^{-0,4911 h_{\max}^*})$	0,9999
04	$Z^* = 0,6510(1 - e^{-0,6649 h_{\max}^*})$	1
05	$Z^* = 0,5173 (h_{\max}^*)^{0,1034}$	0,9985
06	$Z^* = 0,5478 (h_{\max}^*)^{0,0753}$	0,8494
07	$Z^* = 0,5240 (h_{\max}^*)^{0,0958}$	0,9914
08	$Z^* = 0,4828 (h_{\max}^*)^{0,1383}$	0,9971
09	$Z^* = 0,4806 (h_{\max}^*)^{0,1307}$	0,9916
10	$Z^* = 0,3631 (h_{\max}^*)^{0,2489}$	0,9592
11	$Z^* = 0,4116 (h_{\max}^*)^{0,2489}$	0,9888

TABELA 5.9 – FUNÇÕES $Q^* = f(h_{\max}^*)$ PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$

Alternativa	$Q^* = f(h_{\max}^*)$	R_D^2
01	$Q^* = 22,6466 (h_{\max}^*)^{-1,4348}$	0,9983
02	$Q^* = 31,1386 - 4,0646h_{\max}^*$	0,8668
03	$Q^* = 1/(2,8952 - 21,9668h_{\max}^*)$	0,7585
04	$Q^* = 11,5181 (h_{\max}^*)^{-1,2184}$	0,9984
05	$Q^* = 26,4480(h_{\max}^*)^{-1,4988}$	0,9756
06	$Q^* = 29,0048(h_{\max}^*)^{-1,5150}$	0,9991
07	$Q^* = 5,836 * 10^{-6} (h_{\max}^*)^{-0,1313}$	0,9971
08	$Q^* = 88,3983 (h_{\max}^*)^{-2,0978}$	0,9996
09	$Q^* = 91,9908 (h_{\max}^*)^{-1,9692}$	0,9972
10	$Q^* = 375,4292 (h_{\max}^*)^{-2,5399}$	0,9790
11	$Q^* = 271,7381 (h_{\max}^*)^{-2,3266}$	0,9888

A Figura 5.37 apresenta um resumo das funções $Z^* = f(h_{\max}^*)$ para todas as alternativas estudadas. Observa-se que o efeito ejetor máximo é mais sensível às variações geométricas da

UHE para condições de submersão mais rasa da estrutura ($0,567 < Z^* < 0,643$) para as Alternativas 01 a 07. Tais diferenças entre cenários são de alguma forma reduzidas para submersões mais profundas ($0,645 < Z^* < 0,651$). Nesta última faixa de Z^* para h^*_{\max} , o efeito ejetor efetivo máximo é praticamente o mesmo.

A Alternativa 08, apresenta uma mudança na curva $Z^* = f(h^*_{\max})$ em relação às Alternativas 01 a 07, devido à mudança na seção transversal dos descarregadores de fundo (ver figuras 5.21 e 5.30). No entanto, o fato de altear as saídas dos descarregadores originais de suas posições iniciais, como foi feito na Alternativa 09 (ver figuras 5.21 e 5.31), melhora a ejeção efetiva máxima h^*_{\max} , desde que o jato de saída atinja o canal principal após a rampa inclinada (SLISSKII, 1953) e a região do vórtice esteja acima da mesma (ver Figura 5.38).

FIGURA 5.37 – CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICA MÁXIMA $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^*_{\max} = (h_{ej,ef}/h_2)_{\max} \times 10^2$, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$

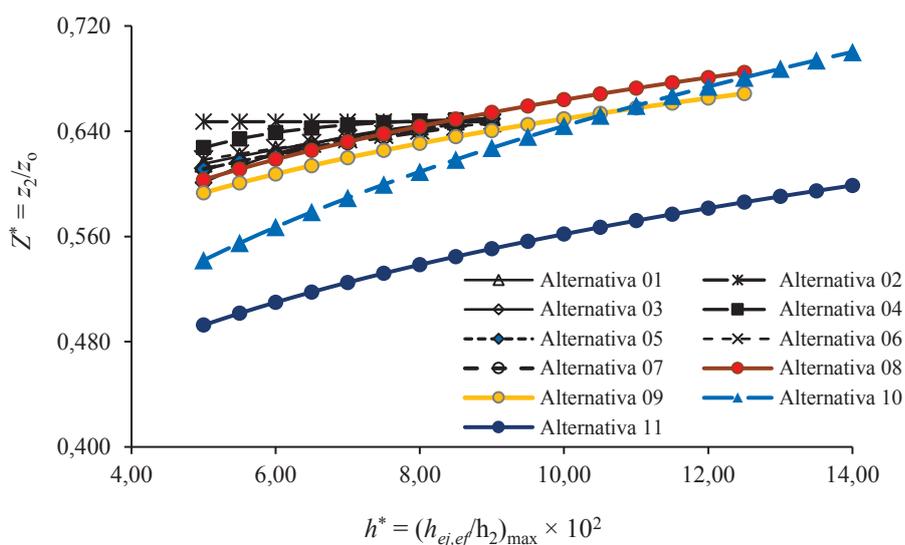
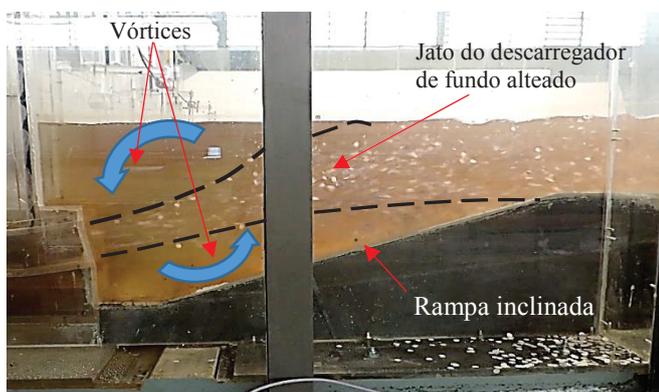


FIGURA 5.38– JATO DE SAÍDA DOS DESCARREGADORES ALTEADOS E DUAS REGIÕES DE VÓRTICES, ALTERNATIVA 09

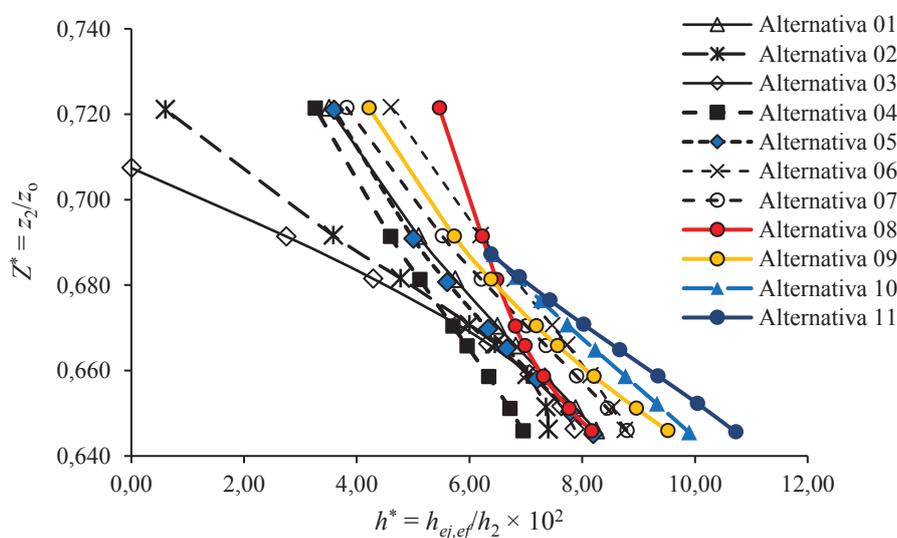


Uma variação significativa dos padrões anteriormente vistos se observa para as Alternativas 10 e 11, onde, para as dimensões geométricas dos descarregadores de fundo, notavelmente diferentes das alternativas anteriores (excetuando a Alternativa 08), a Alternativa 11 é a melhor de todas as alternativas estudadas.

Nessa alternativa, as dimensões geométricas dos descarregadores de fundo favorecem uma melhor interação e mistura dos jatos de parede saindo dos descarregadores e dos tubos de sucção, favorecendo um intercâmbio de energia cinética e momento linear mais eficiente entre os jatos de maior e menor velocidade (SCHIFFER *et al.*, 2015) e uma maior entrada de fluido no jato mais rápido (CRASKE, 2006). O fato de ter um canal mais curto à saída da UHE nesta alternativa ($B_1 = 129,05$ m), tem uma influência nas velocidades médias no canal de fuga em comparação às outras alternativas estudadas (ver figuras 5.21 e 5.32).

A seguir, a Figura 5.39 apresenta um resumo das curvas de ejeção característica máximas para um valor de $Q^* = 1,08$, onde se observa que a Alternativa 11 é a que gera o maior efeito ejetor efetivo $h_{ej,ef}$ em relação às demais alternativas estudadas.

FIGURA 5.39 – CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ PARA $Q^* = Q_t/Q_w = 1,08$, $Q_t = 1.950$ m³/s

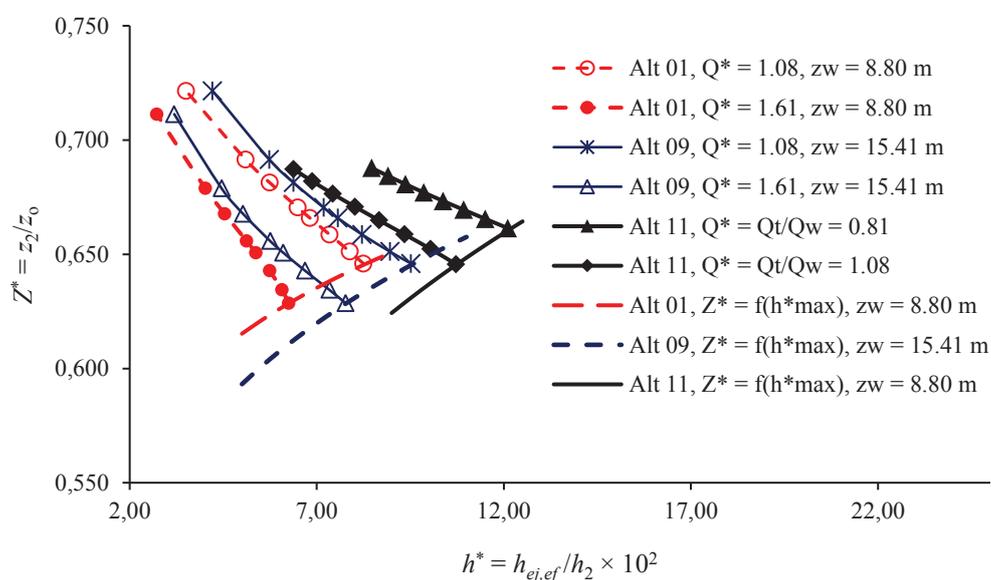


Contudo, o fator mais importante para uma maior geração de ejeção além da submersão (SLISSKII, 1953; SCHIFFER, *et al.*, 2015) é a relação de vazões Q^* , onde, por exemplo, para um valor de $Q^* = 0,55$ na Alternativa 10 (ver Figura 5.36e), se tem uma ejeção efetiva no protótipo $h_{ej,ef} = 2,06$ m, a qual é consideravelmente maior que todos os valores obtidos experimentalmente de $h_{ej,ef}$ para valores de $Q^* > 1,00$, ou seja, sendo a vazão turbinada Q_t maior que a vazão pelos descarregadores de fundo Q_w .

A Figura 5.39 mostra que as três melhores alternativas para conseguir as maiores ejeções efetivas são as Alternativas 09, 10 e 11, sendo esta última a melhor de todas.

As curvas de ejeção características $Z^* = f(h^*)$ e $Z^* = f(h^*_{\max})$ das Alternativas 01, 09 e 11 são apresentadas na Figura 5.40, onde se observa que, a curva de ejeção característica máxima da Alternativa 11, fornece os maiores valores da ejeção efetiva, em relação às demais alternativas consideradas, com uma faixa de variação de Q^* ($0,81 < Q^* < 1,08$) consideravelmente maior que as correspondentes às Alternativas 01 e 09 ($1,08 < Q^* < 1,61$).

FIGURA 5.40 – CURVAS DE EJEÇÃO CARACTERÍSTICAS $Z^* = z_2/z_0$ vs. $h^* = h_{ej,ef}/h_2 \times 10^2$ E $Z^* = f(h^*_{\max})$, ALTERNATIVAS 01, 09 E 11, $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$. z_w É A COTA DO NÍVEL INFERIOR DAS SAÍDAS DOS DESCARREGADORES DE FUNDO



A Tabela 5.10, mostra um resumo dos aspectos favoráveis e desfavoráveis da implementação das diversas Alternativas estudadas, considerando-se as observações feitas diretamente nos ensaios e, aspectos como a possibilidade de erosão do canal principal ou da rampa, e outros.

TABELA 5.10 – RESUMO DE ASPECTOS FAVORÁVEIS E DESFAVORÁVEIS DA IMPLEMENTAÇÃO DAS ALTERNATIVAS 01 A 11

Aspectos favoráveis	Alternativas	Aspectos desfavoráveis	Alternativas
1. Redução considerável do vórtice submerso acima dos jatos de saída	02, 03, 04	1. Vórtice submerso acima dos jatos de saída, ressalto hidráulico submerso (Regime D)	01 a 11
2. Aumento da velocidade do escoamento no final da rampa inclinada	06, 07, 11	2. Regiões de retorno do escoamento (possibilidade de oscilação do ressalto submerso)	01 a 11
3. Interação maior entre os jatos das turbinas e descarregadores de fundo (maior intercâmbio de momento linear e energia cinética)	08 a 11	3. Interação importante do escoamento na saída casa de força e a rampa inclinada	01, 04, 06 a 11
4. Notório aumento do efeito de ejeção em relação à Alternativa 01 (Figura 5.38)	08 a 11	4. Interação menor entre os jatos das turbinas e descarregadores de fundo	01 a 07
5. Maior capacidade de descarga dos descarregadores de fundo em relação à Alternativa 01	10, 11	5. O aumento do efeito de ejeção em relação à Alternativa 01 não é consideravelmente maior (Figura 5.38)	02 a 07
6. Menor erosão do leito do canal, especialmente na rampa, em relação à Alternativa 01	02 a 05, 09	6. Maior probabilidade de erosão do leito do canal, especialmente na rampa, em relação à Alternativa 01, para grandes vazões nos descarregadores de fundo	10, 11
7. Jatos de saída dos descarregadores de fundo atingem o canal principal após a rampa inclinada	09	7. Maior probabilidade de erosão do leito do canal, especialmente no canal principal após da rampa, em relação à Alternativa 01	03, 05, 06, 07, 11
8. Operação da usina simplificada	11	8. Perdas de carga adicionais por tensões de cisalhamento entre os jatos e as paredes internas (tubos de sucção e laje superior) ao interior das estruturas	02, 03, 05
9. Variante estrutural com custos mais baixos	11	9. Estabilidade do degrau, interferência com o escoamento saindo da UHE para vazões menores durante a estação seca	06, 07
10. Não existe intrusão de ar	01 a 11	10. Variante estrutural com custos mais altos	02, 03, 05

CAPÍTULO 6 – ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DA TURBULÊNCIA NA EJEÇÃO EFETIVA

Neste ponto da pesquisa, busca-se quantificar a influência de variáveis que descrevem características do escoamento turbulento a jusante da UHE em relação à ejeção efetiva $h_{ej,ef}$, com a finalidade de avaliar quais dessas variáveis poderiam ser úteis na descrição ou quantificação do efeito ejetor.

A análise tem como objetivo encontrar uma expressão empírica de relacionamento da ejeção efetiva em função de todas as variáveis consideradas, as quais serão estimadas a partir de dados experimentais de testes para várias alternativas, com medições de velocidades de escoamento em pontos predeterminados no canal de fuga a jusante da UHE.

O modelo empírico é posteriormente validado com dados de ejeção efetiva de alternativas que não foram incluídas no processo da sua obtenção, assim como, com dados de ejeções efetivas simuladas por meio dos modelos teóricos para alternativas escolhidas de antemão. Na parte final, uma análise da isotropia das Tensões de Reynolds é desenvolvida.

6.1 QUANTIFICAÇÃO DAS VARIÁVEIS TURBULENTAS

Para a medição das velocidades de escoamento a jusante da UHE; em cada teste e para cada Alternativa escolhida, foram selecionados pontos a diversas profundidades de escoamento num padrão de malha ortogonal (ver figuras 4.8 e 6.1).

Para cada velocidade medida u , v e w no modelo; segundo o sistema de referência mostrado na Figura 4.8, as velocidades primeiramente foram filtradas dos picos de interferência de velocidades usando-se o método *Phase Space Threshold Despiking Method (PST Technique)* como apresentado em WAHL (2000), GORING e NIKORA (2002), WAHL (2003), MORI, SUKUKI e KATUNO (2007), PARSHEH, SOTIROPOULOS e PORTÉ-AGEL (2010), e HUANG *et al.* (2018). O software utilizado foi o *WinADV*, desenvolvido por WAHL em 1996 para o Laboratório de Pesquisa em Recursos Hídricos do U.S. BUREAU OF RECLAMATION (1996) dos Estados Unidos.

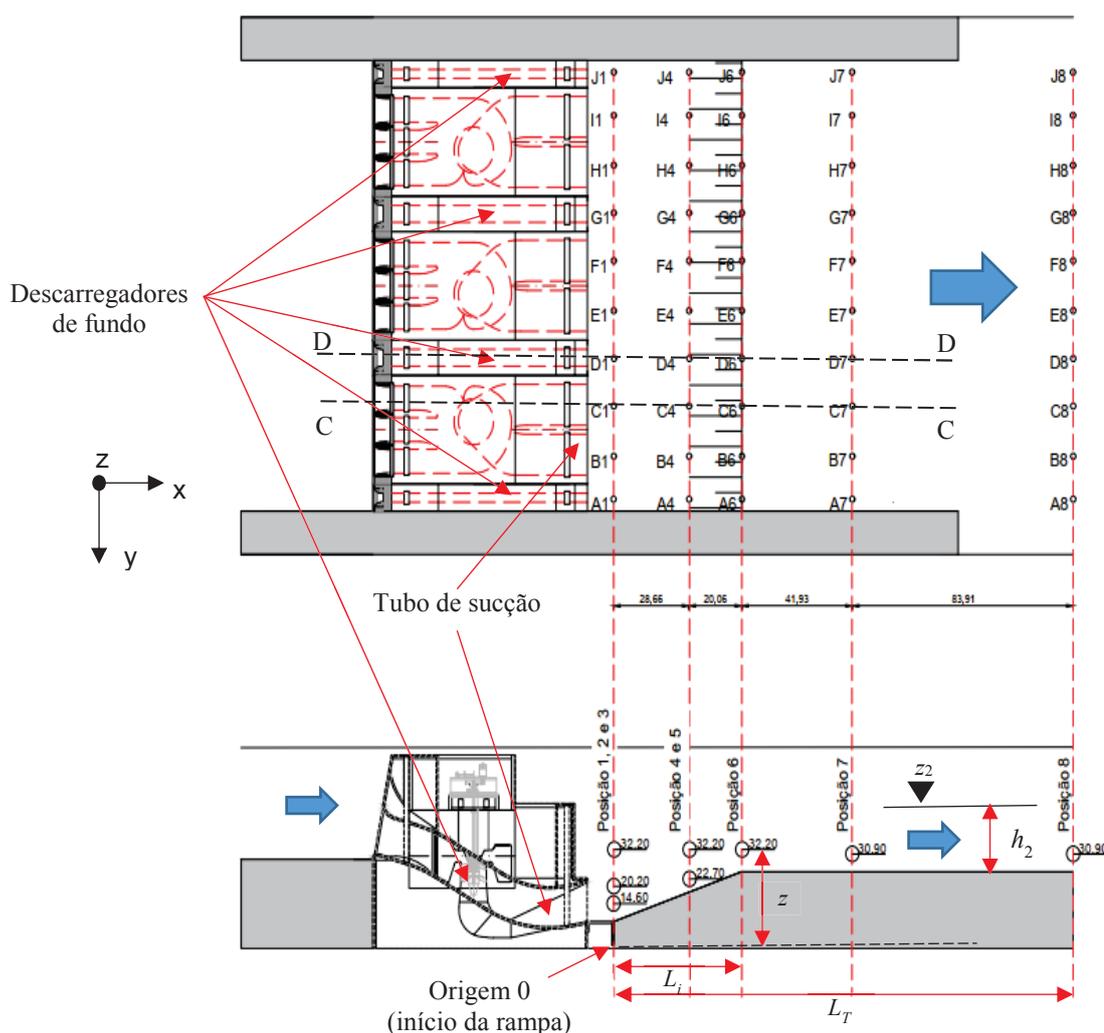
Posteriormente, foram obtidos os parâmetros de turbulência para o modelo e o protótipo como sendo $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$, k_t , I_t , o Tensor de Reynolds anisotrópico b_{ij} e as invariantes $-I_2$ e I_3 .

Para a avaliação das funções de densidade espectral no sentido do escoamento, S_{uu} , F_{uu} (ver Figura 3.8 e equação (3.12)), o número de onda K_w e a taxa de dissipação da energia cinética

turbulenta ε (ver Figura 3.9 e equação (3.9)), assim como as escalas de Kolmogorov $\eta(z)$ e Taylor $\lambda(z)$, completaram-se os registros faltantes das séries de velocidades por meio de interpolação linear.

Esse método é apresentado por RAZAZ e KAWANISI (2011), juntamente com outros mais sofisticados. O método linear foi selecionado por ser o mais simples. WAHL (2003) indica que nenhum método tem vantagem sobre outro, e que, para a obtenção dos parâmetros já mencionados, qualquer interpolação é melhor que nenhuma para a análise espectral.

FIGURA 6.1 – EXEMPLO DE LOCALIZAÇÃO DE PONTOS DE MEDIÇÃO DE VELOCIDADES DE ESCOAMENTO, ALTERNATIVA 10



Na sequência, a Tabela 6.1 apresenta as alternativas selecionadas para a análise e o número de pontos de medição de velocidades de escoamento.

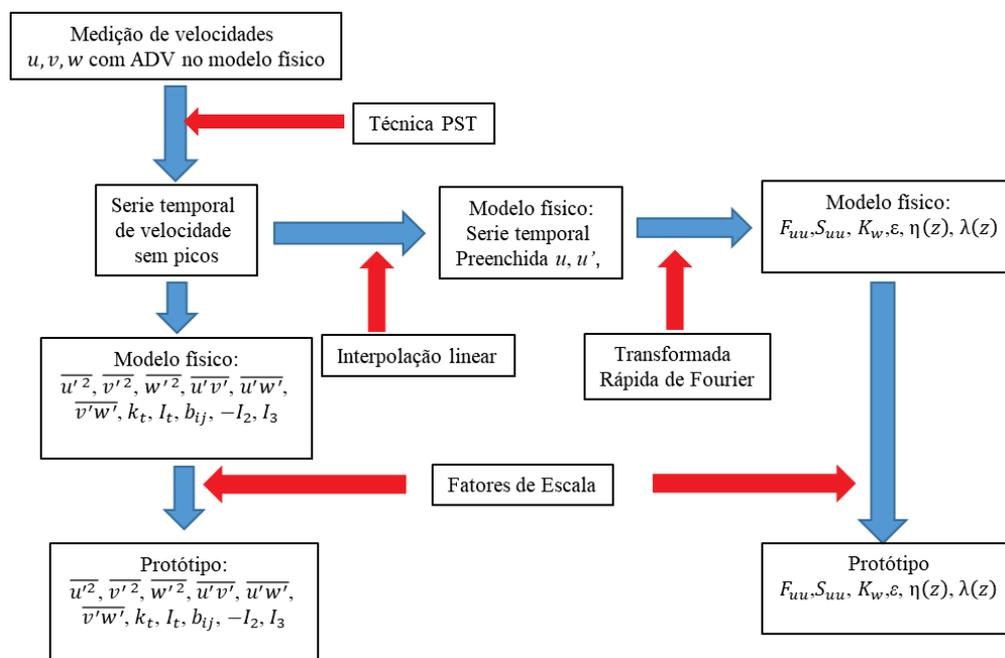
TABELA 6.1 – ALTERNATIVAS SELECIONADAS PARA A ANÁLISE DE PARÂMETROS DE TURBULÊNCIA, NÚMERO DE TESTES E REGISTROS DE VELOCIDADE

Alternativa	No de testes	No de registros de velocidade
01	7	140
04	6	36
06	3	18
07	3	18
08	3	18
09	3	36
10	3	80
Total =	28	346

Para a determinação da função espectral das velocidades turbulentas no sentido principal do escoamento F_{uu} para u' ; para cada registro de velocidade com registros interpolados linearmente, se realizou uma Transformada Rápida de Fourier (TRF) como se ilustra em DEY *et al.* (2017) e DEY *et al.* (2019) (ver Figura 3.8).

Na sequência, a Figura 6.2 apresenta um esquema do procedimento efetuado para os 346 pontos de velocidade estudados.

FIGURA 6.2 – ESQUEMA DO PROCEDIMENTO PARA A OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS DE TURBULÊNCIA DO ESCOAMENTO A JUSANTE DA UHE



Como exemplo, as figuras 6.3 a 6,6 apresentam mapas das variações espaciais de ϵ , I_t , k_t , $\eta(z)$ e $\lambda(z)$ para o teste denominado TH7 da Alternativa 10, onde se tem no protótipo $Q_t = 1,945 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_{ver} = 0$, $Q_w = 3,560 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_t/Q_w = 0,55$, $z_t = 39,75 \text{ m}$, $z_2 = 41,20 \text{ m}$ e $h_2 = 16,29 \text{ m}$.

FIGURA 6.3 – MAPA DA VARIAÇÃO ESPACIAL NO PROTÓTIPO DE ε , I_t , k_t , $\eta(z)$ e $\lambda(z)$, ALTERNATIVA 10, TESTE TH7, VISTA EM PLANTA ACIMA DA RAMPA INCLINADA, DADOS DE UM PLANO PARALELO À RAMPA A UMA DISTÂNCIA DE 6,70 m

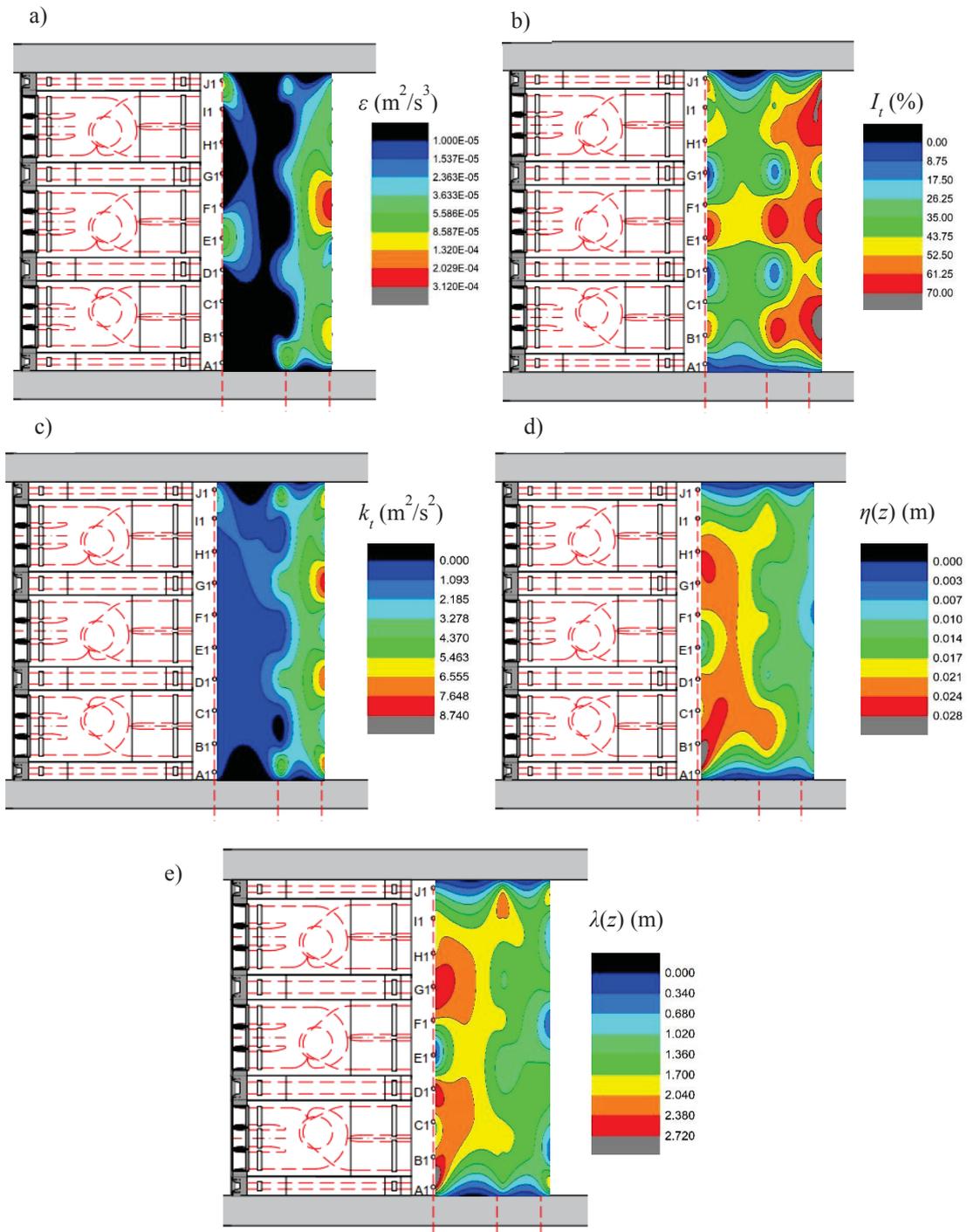


FIGURA 6.4 – MAPA DA VARIAÇÃO ESPACIAL NO PROTÓTIPO DE ε , I_t , k_t , $\eta(z)$ e $\lambda(z)$, ALTERNATIVA 10, TESTE TH7, CORTE LONGITUDINAL D – D (FIGURA 6.1), SAÍDA DO DESCARREGADOR DE FUNDO

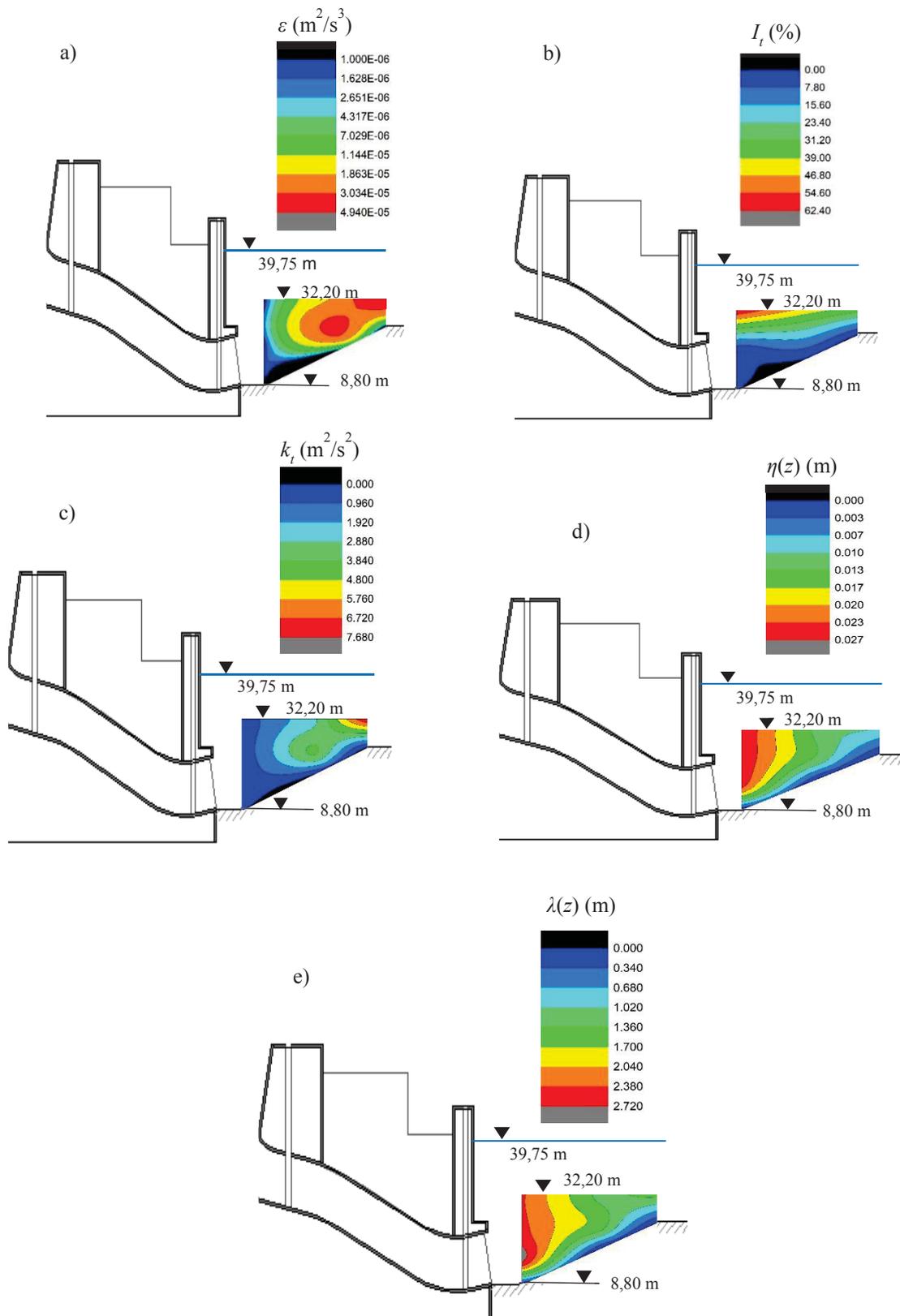


FIGURA 6.5 – MAPA DA VARIAÇÃO ESPACIAL NO PROTÓTIPO DE ε , I_t , k_t , $\eta(z)$ e $\lambda(z)$, ALTERNATIVA 10, TESTE TH7, CORTE LONGITUDINAL C – C (FIGURA 6.1), SAÍDA DO TUBO DE SUÇÃO

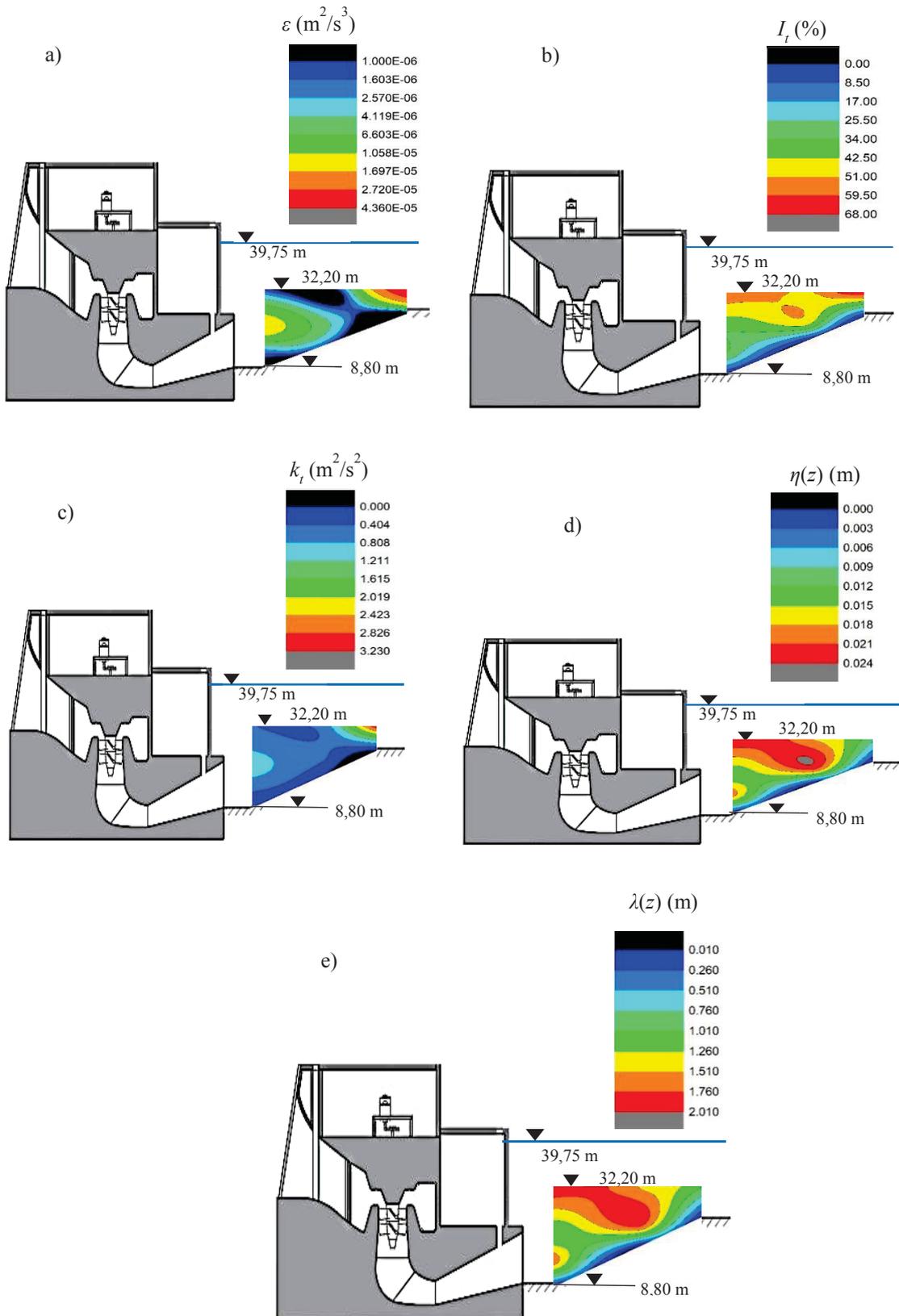
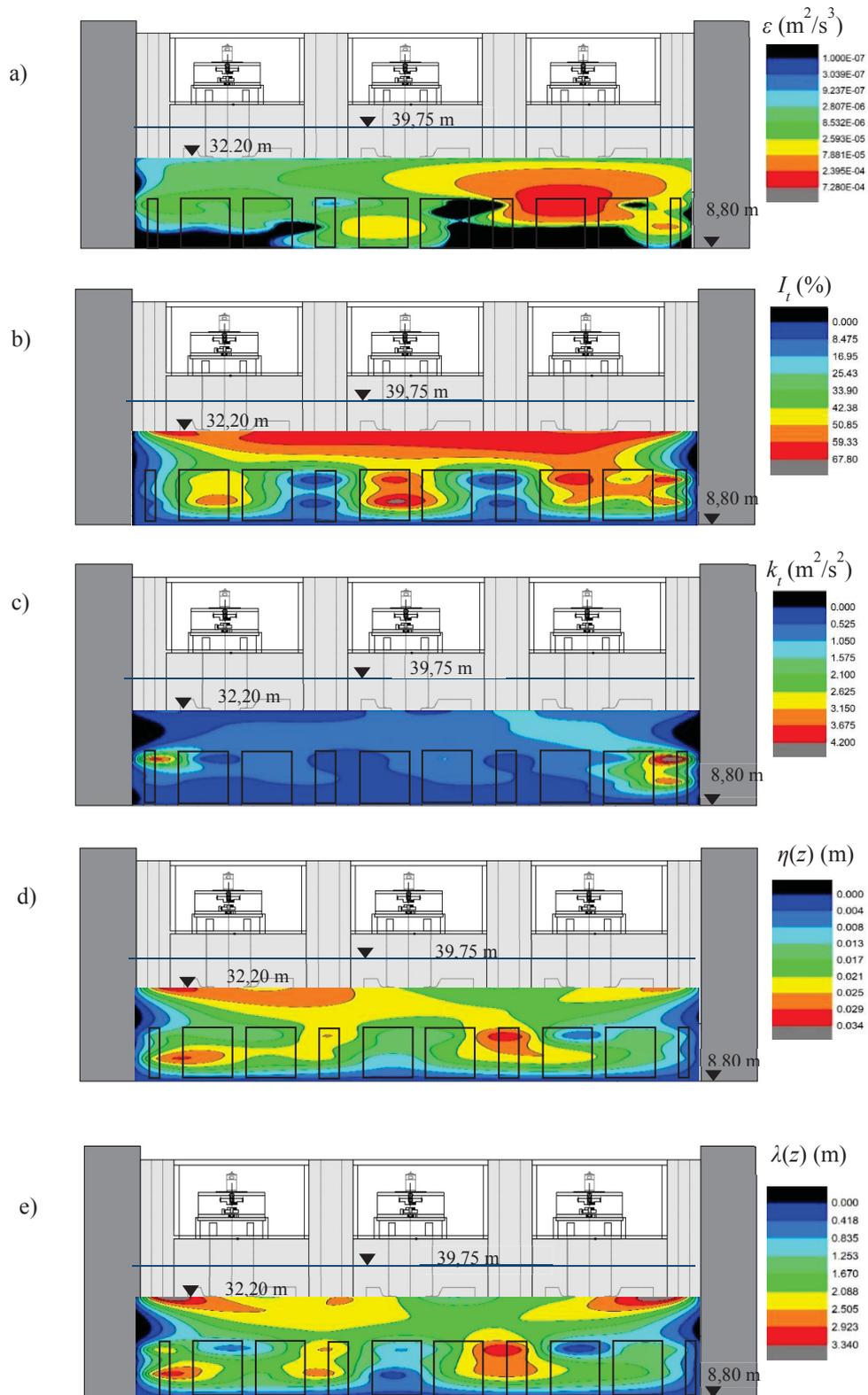


FIGURA 6.6 – MAPA DA VARIAÇÃO ESPACIAL NO PROTÓTIPO DE ε , I_t , k_t , $\eta(z)$ e $\lambda(z)$, ALTERNATIVA 10, TESTE TH7, VISTA FRONTAL A MONTANTE, PLANO xz NA ORIGEM O (FIGURA 6.1)



Para a taxa de dissipação da energia cinética ε observa-se os maiores valores à saída da rampa na região dos jatos dos descarregadores de fundo e tubos de sucção (figuras 6.3a, 6.4a e 6.5a), perto da saída dos tubos de sucção (Figura 6.5a) e descendo de acima para abaixo dos pontos de medição das velocidades, num padrão não simétrico (Figura 6.6a).

A intensidade da turbulência I_t apresenta seus maiores valores à saída da rampa para os jatos das turbinas (Figura 6.3b) e nos pontos mais elevados de medição das velocidades do escoamento (Figura 6.6b), com um padrão quase-simétrico. Os menores valores estão próximos à rampa inclinada (figuras 6.4b e 6.5b) e nas regiões dos jatos dos descarregadores de fundo (Figura 6.6b).

As regiões com os maiores valores da energia cinética turbulenta k_t são as correspondentes aos jatos dos descarregadores de fundo pertos à saída da rampa (Figura 6.3c), onde k_t se incrementa na direção do escoamento pela rampa desde a saída dos condutos (figuras 6.4c e 6.5c). A Figura 6.6c mostra que regiões com valores importantes de k_t se localizam nos descarregadores com menor seção transversal nas extremidades do canal.

Os padrões de variação das escalas de Kolmogorov $\eta(z)$ e Taylor $\lambda(z)$ apresentam características muito similares. Os maiores valores para ambas escalas se localizam nas regiões da interação dos jatos centrais das turbinas e dos descarregadores de fundo (ver figuras 6.3e, 6.3d, 6.6e, 6.6d).

Os menores valores de $\eta(z)$ e $\lambda(z)$ se encontram em regiões próximas aos descarregadores nas extremidades do canal e na base da rampa inclinada. As duas escalas diminuem de acima para abaixo e no sentido do escoamento na direção à saída da rampa (ver figuras 6.4e, 6.4d, 6.5e, 6.5d), onde se tem um incremento na taxa de dissipação de energia ε , em concordância com as equações (3.7) e (3.8).

6.2 MODELOS EMPÍRICOS OBTIDOS PARA A EJEÇÃO EFETIVA

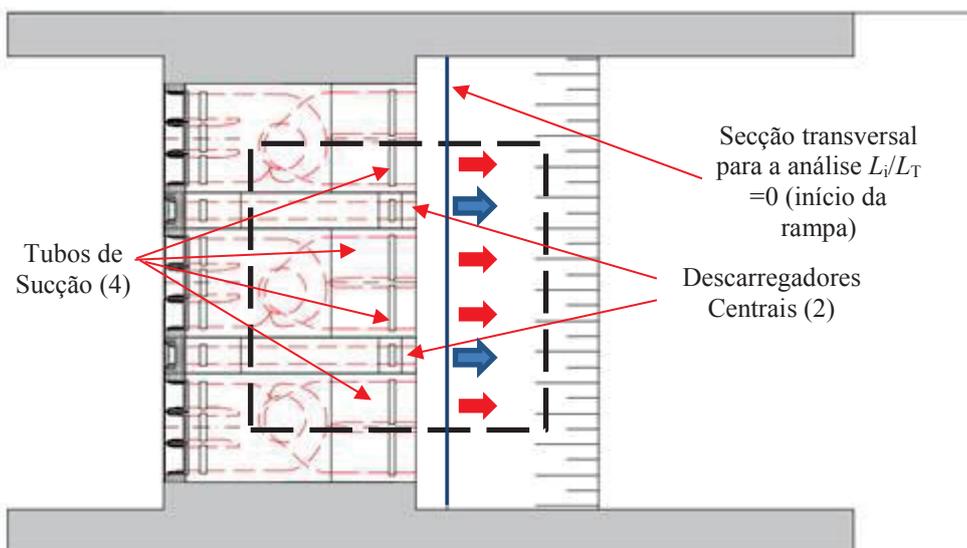
Para a obtenção de modelos empíricos relacionando a ejeção efetiva $h_{ej,ef}$ em função de variáveis hidrodinâmicas e parâmetros de turbulência, foram selecionadas as alternativas com os maiores números de dados de medições de velocidades de escoamento.

Foram selecionadas as Alternativas 01, 04, 06, 07, 08, 09 e 10 para a obtenção das expressões empíricas, deixando as Alternativas 02, 03, 05 e 11 para a validação dos modelos obtidos.

Para evitar a influência dos pilares laterais na interação dos jatos de saída dos descarregadores mais próximo a eles e os jatos dos tubos de sucção (ver figuras 6.3 e 6.6), se

selecionaram os pontos de medição correspondentes aos dois descarregadores centrais e às saídas dos tubos de sucção laterais a eles para a análise, tal como mostra a Figura 6.7.

FIGURA 6.7 – DESCARREGADORES E TUBOS DE SUCÇÃO SELECIONADOS PARA A ANÁLISE, ALTERNATIVA 11



Devido à existência de dois jatos diferentes na saída da UHE, decidiu-se analisar termos adimensionais relacionando variáveis hidrodinâmicas e parâmetros de turbulência dos mesmos. Somente foram considerados dados com escoamento a jusante (*streamwise flow*), sendo descartados dados provenientes de escoamento a montante (*reverse flow*), normalmente nas regiões próximas à superfície em um escoamento afogado e com vórtices horizontais, como no presente caso (DEY *et al.*, 2019).

As tabelas 6.2 e 6.3 apresentam os 28 grupos de dados das alternativas selecionadas para a seção transversal no início da rampa no canal de fuga (ver figuras 6.6 e 6.7). Os valores dos parâmetros de turbulência dos jatos dos descarregadores de fundo (2) e dos tubos de sucção (4) foram calculados como uma média aritmética dos dados correspondentes, de maneira semelhante à de FUJISAWA, NAKAMURA e SRINIVAS (2004), ao estudar a interação de dois jatos paralelos com velocidades diferentes.

Na Tabela 6.2, \overline{U}_t é a velocidade média do fluxo à saída do tubo de sucção na direção principal do escoamento (x), \overline{U}_w é a velocidade média de saída do fluxo, para uma abertura h_1 das comportas dos descarregadores de fundo, e $h_2^* = (z_2 - z)/h_1$, onde z é o nível do ponto da medição da velocidade e $z_2 - z = z_2^*$. O parâmetro h_2^* introduzido expressa uma submersão relativa do ponto z em relação ao nível do escoamento z_2 a jusante da UHE em relação a h_1 .

Na Tabela 6.3, F_o é o número de Froude à saída dos descarregadores de fundo, sendo esse, um parâmetro importante considerado em pesquisas envolvendo jatos como em EAD e RAJARATNAM (2002), DEY e SAKAR (2012) e DEY *et al.* (2017, 2019).

TABELA 6.2 – VARIÁVEIS HIDRODINÂMICAS E DE TURBULÊNCIA CONSIDERADAS PARA A ANÁLISE DA EJEÇÃO EFETIVA, PARTE 01

Alternativa	Teste	$h^* = \frac{h_{ej,ef}}{h_2}$	$Q^* = \frac{Q_t}{Q_w}$	$U^* = \frac{\bar{U}_t}{\bar{U}_w}$	$h_2^* = \frac{z_2^*}{h_1}$	$\lambda^* = \frac{\lambda(z)_t}{\lambda(z)_w}$
01	TH2	0,0265	3,85	0,127	10,719	2,33
	TH3	0,0452	2,31	0,117	7,180	2,76
	TH4	0,0622	1,60	0,104	5,773	3,11
	TH5	0,0830	1,05	0,101	4,044	2,38
	TH6	0,0740	1,05	0,103	4,138	1,09
	TH7	0,0649	1,12	0,109	4,273	1,19
	TH8	0,0570	1,16	0,112	4,384	1,08
	04	TH3	0,0331	2,37	0,105	8,206
TH4		0,0501	1,61	0,107	5,687	1,95
TH5		0,0695	1,07	0,103	4,051	1,87
TH6		0,0631	1,08	0,106	4,138	0,83
TH7		0,0565	1,15	0,111	4,273	0,81
TH8		0,0498	1,16	0,112	4,384	0,85
06		TH3	0,0458	2,47	0,109	8,244
	TH5	0,0867	1,09	0,105	4,071	1,71
	TH8	0,0665	1,14	0,111	4,377	1,18
07	TH3	0,0450	2,40	0,108	8,107	2,76
	TH5	0,0870	1,10	0,105	4,078	1,23
	TH8	0,0609	1,13	0,111	4,364	0,97
08	TH3	0,0504	2,40	0,123	3,545	1,94
	TH5	0,0812	1,08	0,106	1,998	0,69
	TH8	0,0626	1,11	0,112	2,108	0,97
09	TH3	0,0561	2,46	0,126	5,328	3,38
	TH5	0,0952	1,06	0,103	3,077	1,00
	TH8	0,0630	1,11	0,109	3,733	1,57
10	TH2	0,0375	3,23	0,110	9,790	2,50
	TH4	0,0965	1,10	0,124	3,253	1,11
	TH7	0,1267	0,55	0,103	1,927	0,55

A Figura 6.8, mostra que, isoladamente, algumas variáveis hidrodinâmicas e parâmetros de turbulência têm um certo padrão de variação em relação a h^* . Entre essas tem-se Q^* (Figura 6.8a), h_2^* (Figura 6.8c), I_t^* (Figura 6.8d), F_o (Figura 6.8e) e ε^* (Figura 6.8g).

Não parece existir um padrão de variação entre os parâmetros η^* e λ^* e h^* (ver figuras 6.8f e 6.8h).

TABELA 6.3 – VARIÁVEIS HIDRODINÂMICAS E DE TURBULÊNCIA CONSIDERADAS PARA A ANÁLISE DA EJEÇÃO EFETIVA, PARTE 02

Alternativa	Teste	$h^* = \frac{h_{ej,ef}}{h_2}$	$I_t^* = \frac{(I_t)_t}{(I_t)_w}$	$F_o = \frac{\bar{U}_w}{\sqrt{gh_1}}$	$\varepsilon^* = \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_w}$	$\eta^* = \frac{\eta(z)_t}{\eta(z)_w}$
01	TH2	0,0265	0,64	3,24	0,049	2,13
	TH3	0,0452	1,17	2,79	0,014	2,91
	TH4	0,0622	1,40	2,79	0,004	4,12
	TH5	0,0830	1,86	2,30	0,006	3,53
	TH6	0,0740	4,21	2,27	0,109	1,74
	TH7	0,0649	6,52	2,22	0,122	1,74
	TH8	0,0570	6,37	2,19	0,205	1,55
	04	TH3	0,0331	1,01	3,36	0,013
TH4		0,0501	1,49	2,72	0,017	3,04
TH5		0,0695	3,57	2,28	0,018	2,49
TH6		0,0631	4,28	2,24	0,208	1,45
TH7		0,0565	4,37	2,21	0,515	1,14
TH8		0,0498	3,90	2,17	0,404	1,19
06	TH3	0,0458	0,92	3,28	0,006	3,43
	TH5	0,0867	2,08	2,27	0,010	3,02
	TH8	0,0665	6,52	2,16	0,121	1,64
07	TH3	0,0450	0,91	3,26	0,009	3,17
	TH5	0,0870	3,73	2,27	0,046	1,83
	TH8	0,0609	5,75	2,16	0,287	1,38
08	TH3	0,0504	1,54	1,88	0,006	3,38
	TH5	0,0812	12,84	1,57	2,395	0,80
	TH8	0,0626	9,48	1,47	0,930	1,10
09	TH3	0,0561	0,81	2,63	0,001	6,58
	TH5	0,0952	8,62	2,26	0,496	1,26
	TH8	0,0630	1,13	2,18	0,002	2,10
10	TH2	0,0375	1,00	3,55	0,017	2,71
	TH4	0,0965	3,62	1,75	0,163	1,63
	TH7	0,1267	10,61	1,61	6,564	0,64

Como ilustração, a Tabela 6.4 apresenta a matriz de correlação múltipla entre todas as variáveis e parâmetros considerados.

Os resultados obtidos em relação a h^* mostram os melhores resultados para Q^* ($r = -0,7551$), h_2^* ($r = -0,7624$) e F_o ($r = -0,6885$).

Como primeiro modelo de correlação múltipla, tem-se a equação

$$h^* = a_1(Q^*)^{a_2}(V^*)^{a_3}(h_2^*)^{a_4}(\lambda^*)^{a_5}(I_t^*)^{a_6}(F_o)^{a_7}(\varepsilon^*)^{a_8}(\eta^*)^{a_9}, \quad (6.1)$$

a qual é muito usada em problemas de correlação linear dos logaritmos das variáveis envolvidas.

FIGURA 6.8 – VARIÁVEIS HIDRODINÂMICAS E PARÂMETROS DE TURBULÊNCIA EM FUNÇÃO DA EJEÇÃO EFETIVA

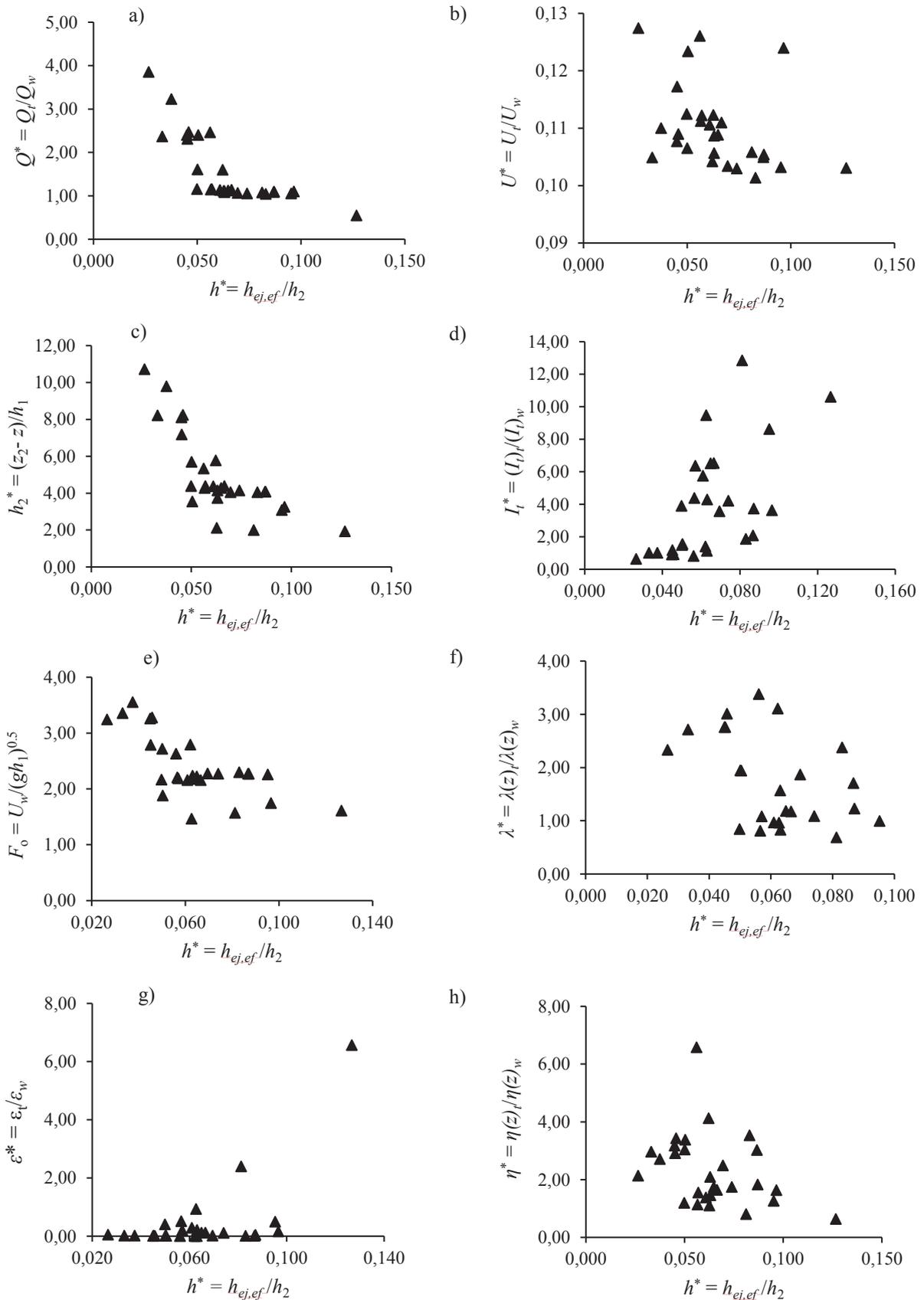


TABELA 6.4 – MATRIZ DE CORRELAÇÃO MÚLTIPLA PARA AS VARIÁVEIS E PARÂMETROS ENVOLVIDOS

	h^*	Q^*	U^*	h_2^*	λ^*	I_t^*	F_o	ε^*	η^*
h^*	1								
Q^*	-0,7551	1							
U^*	-0,3836	0,5440	1						
h_2^*	-0,7624	0,8840	0,2589	1					
λ^*	-0,5445	0,7247	0,2184	0,7133	1				
I_t^*	0,5935	-0,6201	-0,2777	-0,6920	-0,7708	1			
F_o	-0,6885	0,7831	0,0480	0,9513	0,7744	-0,7249	1		
ε^*	0,6073	-0,3410	-0,2179	-0,4074	-0,4221	0,6413	-0,4404	1	
η^*	-0,3581	0,5141	0,2667	0,4207	0,8865	-0,7055	0,5224	-0,4165	1

Como ilustração, a Tabela 6.5 apresenta os valores obtidos para os coeficientes a_i da equação (6.1), assim como o valor-P e os intervalos para um 95% de certeza. Adotou-se um valor de significância de 5% ou 0,05 para rejeitar a hipótese nula $H_0: a_i = 0$ (a variável ou parâmetro não é significativa na regressão) e aceitar a hipótese verdadeira $H_1: a_i \neq 0$ (a variável ou parâmetro é significativa).

Ainda sem considerar o valor-P para avaliar quais variáveis são significantes na estimação de h^* , adotaram-se em sua integridade todas elas. Portanto, o primeiro modelo a ser avaliado é

$$h^* = 2,6293(Q^*)^{-0,733}(U^*)^{1,517}(h_2^*)^{-1,046}(\lambda^*)^{0,168}(I_t^*)^{0,0018}(F_o)^{1,558}(\varepsilon)^{0,045}(\eta^*)^{0,230}. \quad (6.2)$$

A Figura 6.9 apresenta o diagrama de dispersão h_{mf}^* vs. h_{mr}^* , onde o sub-índice “mf” corresponde a “modelo físico” e “mr” a “modelo de regressão”, com um valor médio do $ER = 9,42\%$ e $NSE = 0,8711$.

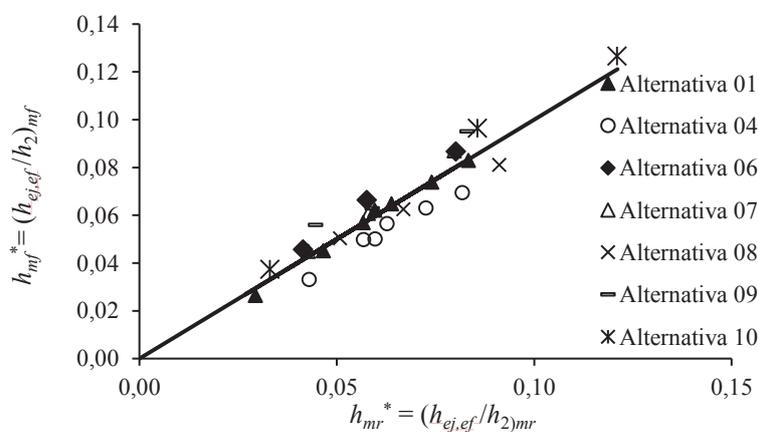
Da análise da Tabela 6.5, observa-se que as variáveis Q^* , h_2^* e F_o apresentam valores de P menores a 0,05, portanto, essas variáveis garantem valores de $a_i \neq 0$ (hipótese H_1 aceita),

sendo, portanto, as únicas relevantes e significantes na estimação de h^* , segundo o modelo de regressão adotado (equação (6.2)).

TABELA 6.5 – VALORES DOS COEFICIENTES a_i DA REGRESSÃO MÚLTIPLA, ALTERNATIVAS ANALISADAS, MODELO 01, R_D^2 ajustado = 0,8268, EQUAÇÃO (6.2)

Variável	Coefficientes	valor	Valor-P	Inferior 95,0 %	Superior 95,0%
a_1	$\log(a_1)$	0,41985	0,6218	-1,3326	2,1723
Q^*	a_2	-0,73330	0,0009	-1,1220	-0,3446
U^*	a_3	1,51660	0,1184	-0,4242	3,4574
h_2^*	a_4	-1,04646	0,0076	-1,7796	-0,3134
λ^*	a_5	0,16841	0,4874	-0,3293	0,6662
I_t^*	a_6	0,00181	0,9868	-0,2232	0,2268
F_0	a_7	1,55780	0,0455	0,0344	3,0812
ε^*	a_8	0,04550	0,4078	-0,0670	0,1580
η^*	a_9	0,23027	0,3641	-0,2880	0,7486

FIGURA 6.9 – DIAGRAMA h_{mf}^* vs. h_{mr}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, MODELO 01



Da análise da Tabela 6.5, observa-se que as variáveis Q^* , h_2^* e F_0 apresentam valores de P menores a 0,05, portanto, essas variáveis garantem valores de $a_i \neq 0$ (hipótese H_1 aceita), sendo, então, as únicas relevantes e significantes na estimação de h^* , segundo o modelo de regressão adotado (equação (6.1)).

Portanto, o segundo modelo leva em consideração, precisamente essas três variáveis para o mesmo modelo de regressão. A Tabela 6.6 apresenta os resultados obtidos para os coeficientes a_i (eq. (6.1)), Valores-P e intervalos de certeza a um 95%, onde a equação obtida é:

$$h^* = 0,1020(Q^*)^{-0,3838}(h_2^*)^{-0,9727}(F_0)^{1,2696}. \quad (6.3)$$

TABELA 6.6 – VALORES DOS COEFICIENTES a_i DA REGRESSÃO MÚLTIPLA, ALTERNATIVAS ANALISADAS, MODELO 02, R_D^2 ajustado = 0,8211, EQUAÇÃO (6.3)

Variável	Coefficientes	valor	Valor-P	Inferior 95,0 %	Superior 95,0%
a_1	$\log(a_1)$	-0,9914	3,16E-14	-1,1203	-0,8624
Q^*	a_2	-0,3838	0,0022	-0,6147	-0,1530
h_2^*	a_4	-0,9727	0,0017	-1,5414	-0,4039
F_0	a_7	1,2696	0,0102	0,3293	2,2098

De forma prática, o parâmetro de submersão relativa h_2^* foi relacionado com a variável Q^* (ver Tabela 6.4) obtendo-se a seguinte equação, com um valor do coeficiente de determinação $R_D^2 = 0,7986$:

$$h_2^* = 17,047(1 - e^{-0,225Q^*}). \quad (6.4)$$

Combinando as equações (6.3) e (6.4), tem-se que

$$h^* = 0,00647(Q^*)^{-0,3838}(1 - e^{-0,225Q^*})^{-0,9727}(F_0)^{1,2696}. \quad (6.5)$$

A Figura 6.10 apresenta o diagrama h_{mf}^* vs. h_{mr}^* , onde se tem o valor médio de $ER = 19,10\%$, $NSE = 0,4986$ e R_D^2 ajustado = 0,8211.

A equação (6.5) mostra uma redução na precisão de estimativa da ejeção relativa, h^* , em relação ao Modelo 01 e, uma maior dispersão dos dados da bissetriz, especialmente para as Alternativas 04 (superestimação de h^*) e 10 (subestimação de h^*).

Finalmente, já sem contar com os parâmetros de turbulência avaliados, os quais; para o modelo de regressão adotado, não demonstraram ter níveis de significância importantes para a estimação ($P < 0,05$), se avaliou um último modelo 03, $h^* = f(Q^*, Z^*, F_0)$, onde a variável Z^* representa o parâmetro de submersão já conhecido z_2/z_0 .

Como ilustração, a Tabela 6.7 apresenta os resultados para a regressão e a Figura 6.11 mostra o diagrama h_{mf}^* vs. h_{mr}^* para as alternativas consideradas. A expressão obtida é mostrada na equação (6.6) como

$$h^* = 0,00897(Q^*)^{-0,9861}(Z^*)^{-5,7728}(F_o)^{-0,3194}. \quad (6.6)$$

Para a equação (6.6), tem-se um valor médio de $ER = 9,39\%$ e $NSE = 0,8950$.

FIGURA 6.10 – DIAGRAMA h_{mf}^* vs. h_{mr}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, MODELO 02

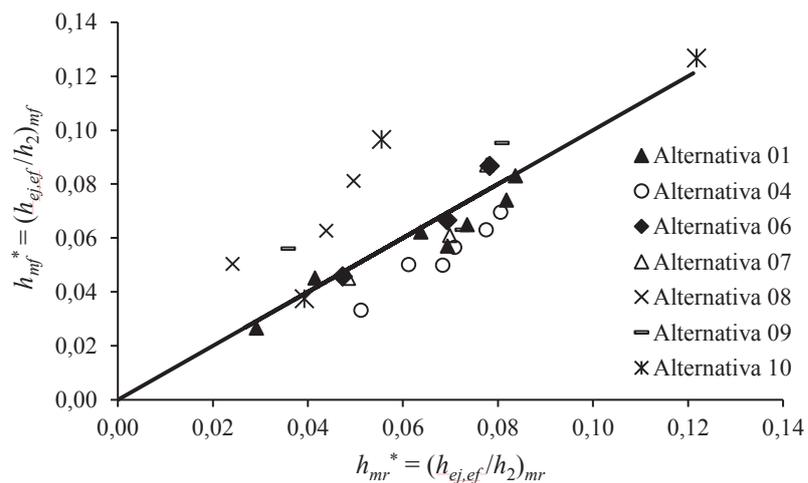
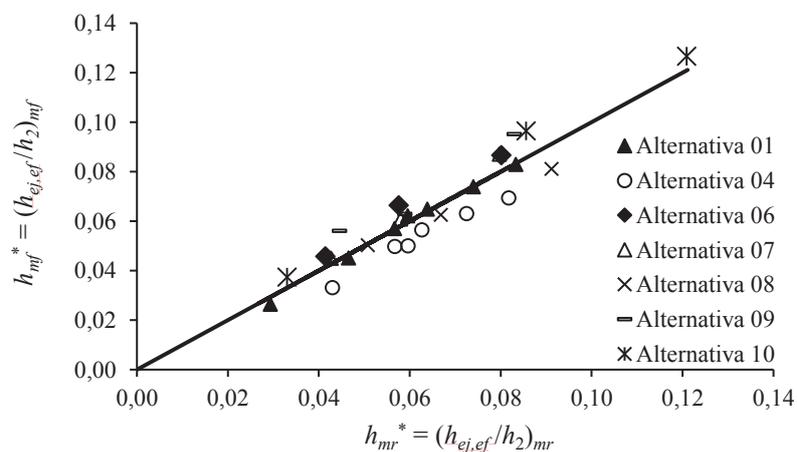


TABELA 6.7 – VALORES DOS COEFICIENTES a_i DA REGRESSÃO MÚLTIPLA, ALTERNATIVAS ANALIZADAS, R_D^2 ajustado = 0,8706, MODELO 03

Variável	Coefficientes	valor	Valor-P	Inferior 95,0 %	Superior 95,0%
a_1	$\log(a_1)$	-2,0471	2,99E-10	-2,4590	-1,6352
Q^*	a_2	-0,9861	6,74E-09	-1,2197	-0,7525
Z^*	a_3	-5,7728	2,94E-05	-8,0922	-3,4534
F_o	a_4	-0,3194	5,88E-02	-0,6517	0,0129

FIGURA 6.11 – DIAGRAMA h_{mf}^* vs. h_{mr}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, MODELO 03



6.3 VALIDAÇÃO DOS MODELOS EMPÍRICOS OBTIDOS

Os modelos empíricos 02 e 03, obtidos através de regressão múltipla, foram testados para avaliar a precisão na estimativa da ejeção efetiva relativa h^* , para alternativas que não foram incluídas nessa fase, além de comparar os resultados fornecidos pelo modelo 03, com valores preditos de h^* , dos modelos teóricos baseados nas equações de conservação do momento linear e da energia para as Alternativas 01, 09 e 10 para faixas comuns de Q^* .

A escolha dessas alternativas foi feita baseada nas diferenças geométricas dos descarregadores de fundo, alteamento dos mesmos (Alternativa 09) e as maiores diferenças dos valores de Q^* em relação às outras (ver Figura 5.40).

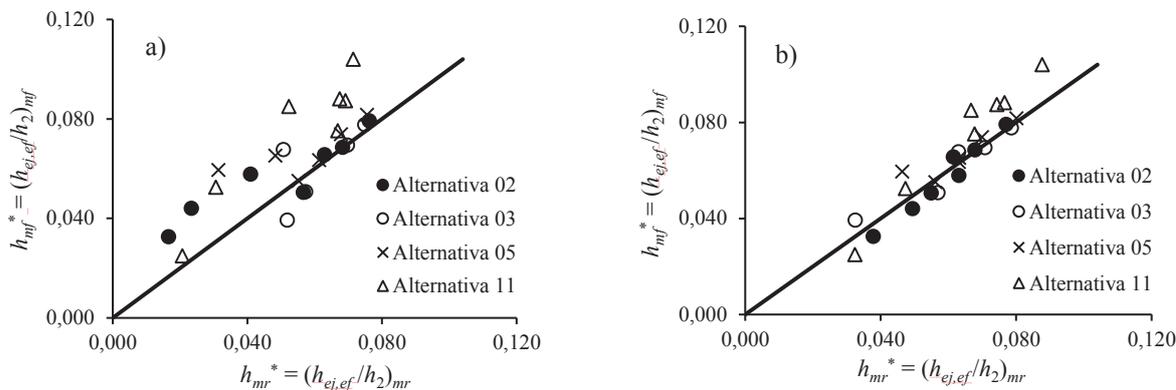
A primeira validação foi efetuada para os modelos 02 e 03 (ver equações (6.5) e (6.6) respectivamente) para as Alternativas 02, 03, 05 e 11 (ver Figura 5.21), as quais apresentam variações importantes nas configurações dos seus descarregadores de fundo.

Como ilustração, a Tabela 6.8 apresenta os valores das variáveis necessárias para a aplicação dos modelos empíricos 02 e 03, e a Figura 6.12 os diagramas h_{mf}^* vs. h_{mr}^* obtidos.

TABELA 6.8 – VARIÁVEIS HIDRODINÂMICAS CONSIDERADAS PARA A VALIDAÇÃO DOS MODELO EMPIRICOS DE REGRESSÃO 02 E 03

Alternativa	Teste	$h^* = \frac{h_{ej,ef}}{h_2}$	$Q^* = \frac{Q_t}{Q_w}$	$Z^* = \frac{z_2}{z_o}$	$F_o = \frac{\bar{U}_w}{\sqrt{gh_1}}$
02	TH2	0,0325	3,29	0,609	2,20
	TH3	0,0440	2,35	0,616	2,19
	TH4	0,0578	1,63	0,628	2,19
	TH5	0,0792	1,14	0,645	2,22
	TH6	0,0685	1,16	0,658	2,17
	TH7	0,0656	1,18	0,668	2,14
	TH8	0,0505	1,21	0,679	2,10
	03	TH2	0,0393	3,19	0,609
TH4		0,0677	1,53	0,630	2,58
TH5		0,0777	1,14	0,645	2,11
TH6		0,0694	1,13	0,658	2,08
TH8		0,0506	1,18	0,679	2,01
05	TH3	0,0595	2,34	0,615	2,74
	TH4	0,0652	1,56	0,628	2,53
	TH5	0,0816	1,13	0,643	2,10
	TH6	0,0738	1,16	0,656	2,06
	TH7	0,0634	1,18	0,667	2,01
	TH8	0,0551	1,21	0,678	1,99
11	TH2	0,0249	3,62	0,606	2,88
	TH3	0,0525	2,41	0,616	2,35
	TH4	0,0850	1,61	0,628	1,92
	TH5	0,1040	1,12	0,644	1,60
	TH6	0,0881	1,15	0,657	1,57
	TH7	0,0873	1,09	0,668	1,52
	TH8	0,0752	1,09	0,679	1,48

FIGURA 6.12 – DIAGRAMA h_{mf}^* vs. h_{mr}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, VALIDAÇÃO DOS a) MODELO 02 E b) MODELO 03



Para o modelo 02 tem-se um valor médio de $ER = 19,79\%$ e $NSE = 0,2678$, onde observa-se que o modelo de regressão subestima os valores de h_{mf}^* para todas as alternativas, e que o modelo 03 estima os mesmos de maneira mais precisa, com um valor médio e $ER = 9,83\%$ e $NSE = 0,8227$.

TABELA 6.9 – VALORES MÉDIOS DE ER E VALORES DE NSE PARA AS ALTERNATIVAS CONSIDERADAS

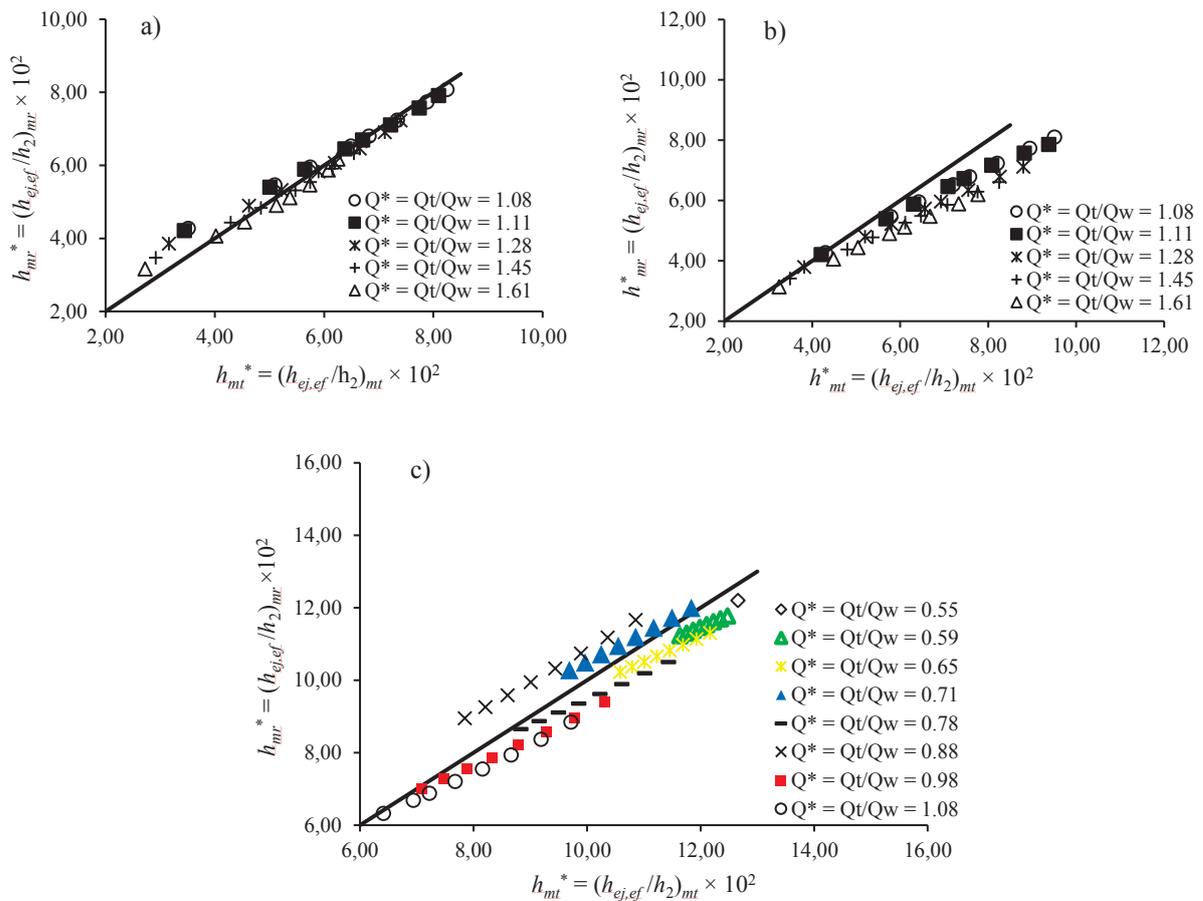
Alternativa	Q^*	ER (%)	NSE
01	1,08	4,90	0,9511
	1,11	5,22	0,9459
	1,28	5,16	0,9492
	1,45	4,75	0,9556
	1,61	4,73	0,9549
09	1,08	9,12	0,7197
	1,11	8,94	0,7129
	1,28	12,08	0,5539
	1,45	13,30	0,5140
	1,61	14,04	0,4891
10	0,55	3,61	-----
	0,59	4,57	-3,2108
	0,65	5,26	-0,4549
	0,71	3,61	0,6739
	0,78	5,34	0,4923
	0,88	10,26	0,1012
	0,98	5,66	0,6966
	1,08	6,18	0,7020

Devido a que, se considera o modelo 03 o mais satisfatório na predição das ejeções efetivas relativas h_{mr}^* , considerou-se a validação/comparação dos resultados fornecidos pela

equação (6.6) com os correspondentes h_{mt}^* dos modelos teóricos desenvolvidos para as Alternativas 01, 09 e 10 (ver equação (5.13)), tal como mostra a Figura 6.13.

Como ilustração, a Tabela 6.9 acima apresenta os valores médios de ER e os valores de NSE para as três alternativas

FIGURA 6.13 – DIAGRAMA h_{mr}^* vs. h_{mt}^* PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS, MODELO 03: a) ALTERNATIVA 01, b) ALTERNATIVA 09, E, c) ALTERNATIVA 10



6.4 ANÁLISE DA ANISOTROPIA DAS TENSÕES DE REYNOLDS

Para a análise da anisotropia das Tensões de Reynolds, considerou-se, para cada ensaio no modelo físico, o tensor da anisotropia b_{ij} para cada ponto de medição da velocidade de escoamento $V(u, v, w)$, sendo u a componente da velocidade no sentido do escoamento a jusante segundo o esquema mostrado na Figura 4.8.

Medições de velocidade na região RPI, muito importantes de acordo com BALL, FELLOUAH e POLLARD (2012), DUPLESSIS, WANG e KAHAWITA (1974) e FELLOUAH e POLLARD (2009), foram usadas.

Se considerou, para todas as alternativas, a origem O no início da rampa inclinada (ver Figura 6.1) e as coordenadas de posição L_i e L_T , onde L_i é a distância do ponto de medição, A_i a J_i , à origem O no eixo ($i=1$ a 8) e L_T é a distância dos pontos A_i a J_i , mais a jusante no canal de fuga. Por exemplo, na Figura 6.1, $T=8$.

Os dados vieram de 28 testes no modelo físico das alternativas 01, 04, 06, 07, 08, 09 e 10, todos eles caindo no plano vertical transversal no início da rampa inclinada (ver Figura 6.7). As invariantes $-I_2$ e I_3 , apresentadas nas equações (3.16) e (3.17), foram calculados para 62 e 113 pontos medidos dos condutos laterais e tubos de sucção, respectivamente.

Como ilustração, a Tabela 6.10 apresenta alguns exemplos de tensores anisotrópicos de Reynolds b_{ij} e valores das invariantes $-I_2$ e I_3 para pontos de medição de velocidades para o teste TH7 da Alternativa 01, onde se tem $Q_t = 1,961 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_{ver} = 0$, $Q_w = 509 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_t/Q_w = 3,85$, $z_{fsv} = 8,80 \text{ m}$, $z_2 = 36,36 \text{ m}$ e $h_2 = 11,36 \text{ m}$.

Os tensores são invariantes com a escala do modelo, o seja, eles são os mesmos tanto para o modelo quanto o protótipo.

TABELA 6.10 – EXEMPLOS DE TENSORES DA ANISOTROPIA DE REYNOLDS b_{ij} E INVARIANTES $-I_2$ E I_3 PARA PONTOS DE MEDIÇÃO DE VELOCIDADES, ALTERNATIVA 01, TESTE TH7

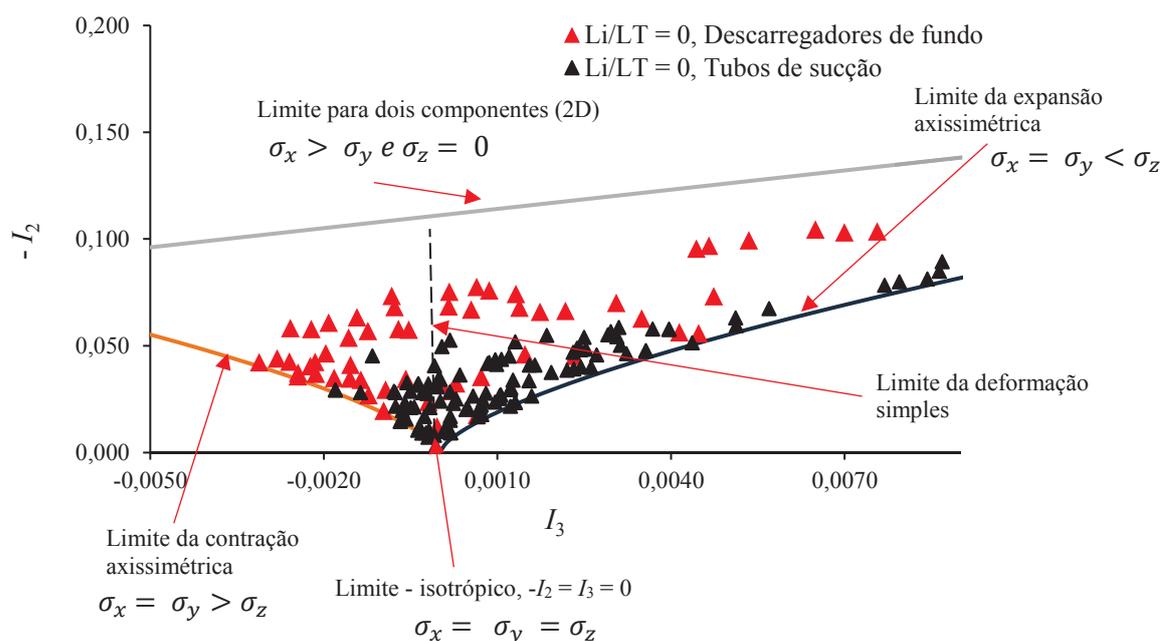
Ponto	Tensor b_{ij}	z (m)	$-I_2$	I_3
A1	$\begin{bmatrix} 0,1939 & -0,0717 & 0,1451 \\ -0,0717 & -0,0599 & -0,0127 \\ 0,1451 & -0,0127 & -0,1340 \end{bmatrix}$	14,60	0,056	0,004
B2	$\begin{bmatrix} 0,0788 & 0,0287 & 0,0947 \\ 0,0287 & 0,0276 & -0,0117 \\ 0,0947 & -0,0117 & -0,1064 \end{bmatrix}$	32,20	0,019	-0,0005
E7	$\begin{bmatrix} 0,0861 & -0,0497 & 0,0466 \\ -0,0497 & 0,0086 & 0,0016 \\ 0,0466 & 0,0016 & -0,0946 \end{bmatrix}$	30,90	0,013	0,0001

Os resultados obtidos foram plotados no Triângulo de Lumley e apresentados na Figura 6.14. Um número significativo de pontos, tanto dos condutos laterais como dos tubos de sucção, cai em torno da região do limite de deformação simples, onde $I_3 = 0$.

Para os condutos laterais, um grande número de pontos parte do limite de deformação simples (Figura 6.14) em direção à linha do limite da expansão axissimétrica (*cigar-shaped turbulence*: $\sigma_x = \sigma_y < \sigma_z$), onde $I_3 = 2(-I_2/3)^{3/2}$, ou até a linha do limite da contração axissimétrica (*pancake-shaped turbulence*: $\sigma_x = \sigma_y > \sigma_z$), em que $I_3 = -2(-I_2/3)^{3/2}$. Nos dois casos, os pontos

avaliados nunca chegam à linha do limite para dois componentes ($\sigma_x > \sigma_y$ e $\sigma_z = 0$) ou uma turbulência em 2D (CHOI; LUMLEY, 2001; SIMONSEN; KROGSTADT, 2005; DEY *et al.* 2019).

FIGURA 6.14 – INVARIANTES $-I_2$ E I_3 NO TRIÂNGULO DE LUMLEY PARA PONTOS DE MEDIÇÃO DE VELOCIDADES, ALTERNATIVAS 01, 04, 06, 07, 08, 09 E 10, $L_i/L_T = 0$ (ORIGEM O, FIGURAS 6.1 E 6.8)



Os resultados acima são um indicador de que, na RPI de ambos tipos de jatos, a turbulência varia de um limite de expansão axissimétrico para um limite da contração axissimétrica, o que gera, de acordo com LAUNDER e RODI (1981), campos de vorticidade perpendiculares ao plano y-z (vorticidade a jusante) e, como no presente caso, ao plano x-z (vorticidade lateral), que podem contribuir para a propagação lateral e a jusante dos escoamentos.

Como a análise realizada até o momento considerou, inicialmente, um estado isotrópico de turbulência, parâmetros como a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta ε^* , Kolmogorov η^* , Taylor λ^* e variáveis hidrodinâmicas como U^* e o número de Froude F_0 foram calculados apenas na direção a jusante x , vale a pena realizar o mesmo exercício no futuro na direção lateral y , e esses resultados serem correlacionados com os valores observados da ejeção efetiva $h_{ej,ef}$.

Essa observação está de acordo, especialmente em relação às micro-escalas de Kolmogorov e Taylor, ao que é apresentado em ELSINGA e MARUSIC (2016), em seu

trabalho que avalia a estrutura anisotrópica da turbulência. Ambos os autores apontam que, uma visão clássica dentro do espectro da energia cinética turbulenta, considera uma cascata gradual de energia, desde as escalas grandes até as menores, com a isotropia presente.

No entanto, como existem interações diretas dessas escalas em toda a faixa de escalas, com uma transferência de energia importante em direção às escalas grandes e pequenas, observa-se anisotropia em escalas menores.

Além disso, DEY e DAS (2012) afirmam que os espectros para as flutuações de u' (na direção a jusante), v' (lateral) e w' (em sentido transversal) (equação (3.12)) são $F_{uu} = F_{vv} > F_{ww}$.

Entretanto, na presente pesquisa, dado o complexo campo de velocidade presente na RPI, devido às condições de contorno e iniciais, ambos influenciando todas as características do escoamento a jusante da UHE, observou-se que $F_{uu} = F_{vv} = F_{ww}$ (ver Figura 3.8), o que sugere um forte padrão de escoamento turbulento em 3D. Portanto, a presente análise também pode se estender na direção transversal z , a fim de avaliar os parâmetros turbulentos e variáveis hidrodinâmicas acima mencionados em relação a $h_{ej,ef}$.

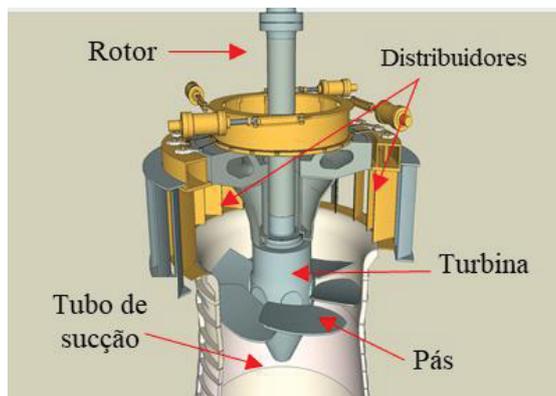
CAPÍTULO 7 – POTÊNCIA E RENDIMENTO DA TURBINA RELACIONADAS À EJEÇÃO EFETIVA

Nesta etapa, o objetivo é obter duas relações empíricas entre a ejeção efetiva $h_{ej,ef}$ e os incrementos da potência P e o rendimento e_f das turbinas Kaplan, para o modelo com a maior faixa da vazão testada Q_t para os condutos laterais, durante a fase inicial da pesquisa, ou seja, a Alternativa 10 (Figura 5.21).

Uma turbina Kaplan é uma turbina de fluxo axial de regulação dupla (Figura 7.1), útil para cargas hidráulicas entre 1 e 60 m, com rendimentos altos em várias condições operacionais (ISAKSSON, 2015, p. 4). Consiste em palhetas diretrizes de distribuição de fluxo, o cubo do rotor anexando as pás móveis e o tubo de sucção (KUMAR; SANGAL; SAINI, 2013).

Muita pesquisa foi desenvolvida em anos recentes, sobre aspectos das turbinas Kaplan, como perdas hidráulicas (BOŽIĆ, 2016; HÖFLER; GALE; BERGANT, 2011; JOŠT, ŠKERLAVAG; LIPEJ, 2014; LIPEJ, 2015), eficiência e potência (GAJIC *et al.*, 2004; KO; KUROSAWA, 2014; KUMAR; SANGAL; SAINI, 2013; MOTYCAK; SKOLAK; OBROVSKY, 2010), por meio de dados experimentais de modelos hidráulicos, combinados com estudos de *CFD*.

FIGURA 7.1 – SEÇÃO TRANSVERSAL DE UMA TURBINA KAPLAN



FONTE: SULLIVANN (2014)

7.1 POTÊNCIA P E RENDIMENTO e_f EM FUNÇÃO DA EJEÇÃO EFETIVA

A potência P e o rendimento e_f de uma turbina estão relacionados como (AGRAWAL, 1997; WILLIAMSON; STARK; BOOKER, 2011):

$$P = e_f \gamma Q_t (H_{st} - \Delta H_t), \quad (7.1)$$

onde γ é o peso específico da água. A diferença entre $H_{st} - \Delta H_t$ é referida como a carga neta ou líquida da turbina H_{sn} (AGRAWAL, 1997).

Portanto, é necessário estimar as perdas hidráulicas totais ΔH_t na turbina. Nesse sentido, AUSTEGARD e SCHUMACHER (2010) e ISAKSSON (2015) apresentam a seguinte expressão para ΔH_t :

$$\Delta H_t = C_p Q_K^2, \quad (7.2)$$

onde C_p é um coeficiente de queda de pressão e Q_K é a vazão em cada turbina Kaplan. Na presente pesquisa $Q_K = Q_t/3$ e $C_p = 4,86 \times 10^{-6} \text{ s}^2/\text{m}^5$.

A Figura 7.2 apresenta as curvas de colina da turbina Kaplan para a potência P e o rendimento e_f , válidas para a presente pesquisa, em função da descarga total da turbina Q_t e da carga neta H_n .

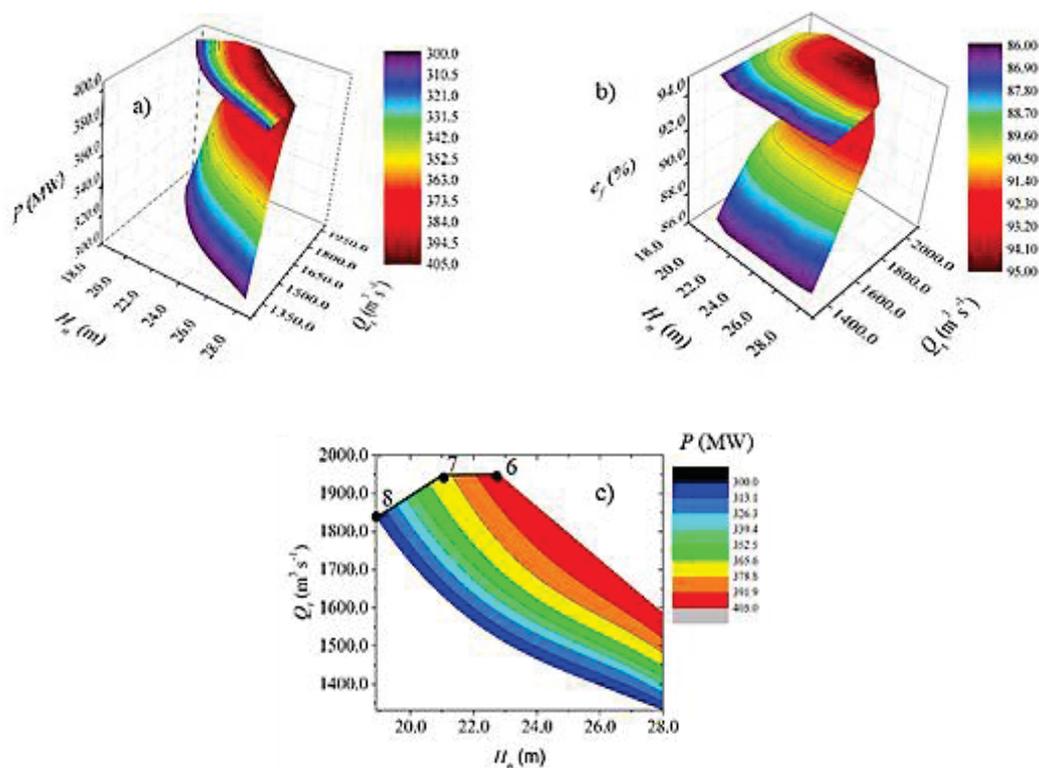
Das duas curvas de colina, foram extraídos 224 pontos (P , Q_t , H_n) e 435 (e_f , Q_t , H_n) e os seguintes modelos de regressão foram calibrados, tal como se mostra em FABIANI (2016), com coeficientes de determinação múltiplos R_D^2 de 0,9974 e 0,9876 para as equações (7.3) e (7.4), respectivamente

$$P = 1.543,298 - 204,595H_n - 2,461Q_t + 0,343H_nQ_t - 3,837 \times 10^{-3}(H_n^2Q_t) - 5,789 \times 10^{-5}(H_nQ_t^2) + 0,067H_n^3 + 1,604 \times 10^{-7}(Q_t^3), \quad (7.3)$$

$$e_f = 33,125 + 1,270H_n + 3,482 \times 10^{-2}(Q_t) + 1,134 \times 10^{-3}(H_nQ_t) - 6,320 \times 10^{-2}(H_n^2) - 1,410 \times 10^{-5}(Q_t^2). \quad (7.4)$$

Na Figura 7.2c, a linha 7-6 indica o limite operacional em função da vazão total máxima turbinada $Q_t = 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$, enquanto a linha 8-7 mostra o limite operacional do distribuidor da turbina (100% aberto), onde $1.843 \text{ m}^3/\text{s} < Q_t < 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$ e $19,0 \text{ m} < H_{sn} < 21,0 \text{ m}$. Nesta linha posterior, espera-se que ocorram aumentos de potência P e rendimento e_f em função da ejeção efetiva $h_{ej,ef}$.

FIGURA 7.2 – CURVAS DE COLINA EM 3D a) DA POTÊNCIA P b) DO RENDIMENTO $e_f E$ c) CURVA DE COLINA DA POTÊNCIA P EM 2D REPRESENTANDO AS CONDIÇÕES DE LIMITE OPERACIONAL DAS TURBINAS



Para avaliar os incrementos de potência $P^* = [(P_2 - P_1)/P_1] \times 100\%$ e rendimento $e_f^* = [(e_{1f} - e_{2f})/e_{1f}] \times 100\%$ para a Alternativa 10, onde os subscritos “1” e “2” denotam “sem ejeção” (cálculo do primeiro passo) e “com ejeção” (cálculo do segundo passo), respectivamente, o procedimento já descrito na Figura 5.5 deve ser repetido, mas agora considerando que Q_t não é mais a vazão turbinada máxima, dependendo Q_t agora da carga neta H_{sn} ao longo da linha 8-7 (equação (7.5)), onde, novamente, os sub-índices $s = 1$ ou 2 são como visto anteriormente.

$$Q_t = 832,77 + 52,02H_{sn}. \quad (7.5)$$

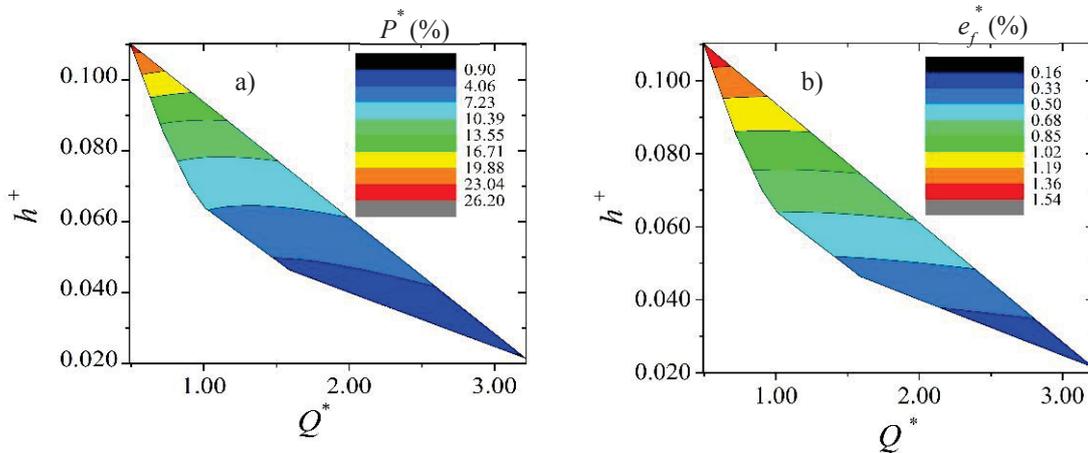
Para a Alternativa 10, foram utilizados dados dos 6 testes realizados no modelo físico, para o esquema hidrocombinado, além de dados gerados a partir do esquema mostrado na Figura 5.5, para 57 cenários simulados. A faixa de descargas iniciais aplicadas para o primeiro passo ($s = 1$) foram: $1.921 \text{ m}^3/\text{s} < Q_t < 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$; $630 \text{ m}^3/\text{s} < Q_w < 3.560 \text{ m}^3/\text{s}$; $0 < Q_{ver} < 1.800 \text{ m}^3/\text{s}$ e os níveis de água considerado foram: $z_0 = 60,0 \text{ m}$; $36,53 \text{ m} < z_2 < 41,13 \text{ m}$.

O procedimento para estimar $h_{ej,ef}$, Q_t , Q_w , Q^* , H_{2t} (equação (5.8)) e H_{2n} é por si só iterativo, até a equação (7.5) é cumprida (ou Q_t cai na linha 8-7 ou abaixo). Depois que esse

procedimento é concluído para cada cenário de fluxo, as equações (7.3) e (7.4) podem ser usadas para calcular P_1 , P_2 , e_{1f} , e_{2f} e, portanto, P^* e e_f^* .

Como ilustração, a Figura 7.3 apresenta os gráficos de h^+ vs. Q^* em função do incremento de potência P^* e h^+ vs. Q^* em função de e_f^* , onde o parâmetro adimensional para a ejeção efetiva é $h^+ = h_{ej,ef}/H_{sn} = h_{ej,ef}/H_n$ em geral.

FIGURA 7.3 – GRÁFICOS DE h^+ vs. Q^* EM FUNÇÃO DO a) INCREMENTO DE POTÊNCIA P^* E b) DO INCREMENTO DO RENDIMENTO e_f^*



A Figura 7.3a mostra claramente que, ao longo da linha 8-7 ($1.843 \text{ m}^3/\text{s} \leq Q_t \leq 1.950 \text{ m}^3/\text{s}$), quando Q^* aumenta ($Q_t > Q_w$), h^+ diminui tanto quanto P^* , enquanto que, para valores decrescentes de Q^* ($Q_t < Q_w$), a ejeção efetiva h^+ e P^* aumentam também, dentro de um intervalo de $1\% < P^* < 26\%$, o que está de acordo com o intervalo de 18 a 25% relatado por SCHIFFER *et al.* (2015) para P^* .

A ejeção efetiva h^+ também aumenta com incrementos do rendimento e_f^* quando Q^* diminui. A faixa observada do incremento é de $0,16\% < e_f^* < 1,54\%$, como mostrado na Figura 7.3b.

Como passo final, as equações (7.6) e (7.7) apresentam as equações de regressão para os incrementos da potência da turbina P^* e do rendimento e_f^* , em função da ejeção efetiva h^+ . Ambas as equações são válidas para a linha 8-7 ($1.843 \text{ m}^3/\text{s} \leq Q_t \leq 1.500 \text{ m}^3/\text{s}$ e $19,0 \text{ m} \leq H_n \leq 21,0 \text{ m}$) e possuem coeficientes de determinação R_D^2 de 0,9113 e 0,9859, respectivamente.

$$P^* = 2.870,637(h^+)^{2,1888}, \quad (7.6)$$

$$e_f^* = 33,962(h^+)^{1,4262}. \quad (7.7)$$

CAPÍTULO 8 – CONCLUSÕES

No presente trabalho de pesquisa, foi estudado o efeito de ejeção em uma usina hidrelétrica de baixa queda com condutos laterais. A pesquisa incluiu quatro variantes geométricas para o projeto original, em condição submersa a jusante, usando testes em modelos com escala 1:70.

Como abordagem inicial, foi proposta uma equação teórica, baseada nas equações de conservação do momento linear e da energia, para avaliar a ejeção efetiva. Como segunda abordagem, três modelos empíricos, que relacionam a ejeção efetiva medida com parâmetros adimensionais de escoamento, submersão e turbulência, foram obtidos e validados em 28 cenários de escoamento.

A anisotropia das tensões de cisalhamento de Reynolds, na Região Próxima-Intermediária (RPI), foi avaliada através de medições de velocidade e as invariantes resultantes $-I_2$ e I_3 foram plotadas no Triângulo de Lumley.

Finalmente, foi realizada uma análise da potência e rendimento das turbinas para a alternativa com a maior faixa de vazões testadas (Alternativa 10) em relação à ejeção efetiva, ao longo de uma fronteira que impõe o limite operacional do distribuidor da turbina (100% aberto).

Portanto, a partir das etapas acima, são obtidas as seguintes conclusões:

- ❖ Para todas as alternativas estudadas, foram encontradas as duas funções de ejeção característica máxima $Z^* = f(h_{\max}^*)$ e $Q^* = f(h_{\max}^*)$.
- ❖ A melhor alternativa de modelo foi encontrada e testada nos modelos físico e teórico. Nesta alternativa, as dimensões geométricas dos condutos (baixa taxa de proporção A_R) contribuem para uma melhor interação e mistura dos jatos de parede, saindo dos condutos laterais e dos tubos de sucção, aumentando, assim, mais eficientemente a troca de energia cinética, momento linear e arrastamento do fluxo, entre os jatos de velocidade superior e inferior.
- ❖ Alguns parâmetros de turbulência, têm um certo padrão de variação em relação à ejeção efetiva relativa h^* separadamente, mas, juntos, eles não parecem significativos na direção do escoamento a jusante da UHE.
- ❖ As variáveis mais importantes na predição da ejeção efetiva são: a) a razão entre as vazões da turbina e dos condutos laterais, expressas pela variável Q^* , b) a

submergência relativa Z^* , e c) o número de Froude F_o nas saídas das comportas dos condutos laterais.

- ❖ A partir da análise das invariantes das tensões de cisalhamento anisotrópicas de Reynolds na RPI, conclui-se que a avaliação das possíveis relações entre os parâmetros da ejeção efetiva e da turbulência e de outras variáveis hidrodinâmicas, na direção a jusante do escoamento, pode não ser suficiente ou completa e, pelo menos, uma análise 2D envolvendo a direção do escoamento transversal ou lateral deveria ser abordada.
- ❖ Por outro lado, o fato de dos espectros das flutuações de u' , v' e w' serem qualitativamente iguais, ou seja $F_{uu} = F_{vv} = F_{ww}$, sugerem fortemente uma análise 3D.
- ❖ Foram encontradas duas relações empíricas entre a ejeção efetiva $h_{ej,ef}$ e os incrementos da potência P^* e do rendimento e_f^* das turbinas Kaplan, para a alternativa de modelo com maior faixa de vazões para os condutos laterais, durante a fase inicial da pesquisa, que são válidas para o limite operacional do distribuidor da turbina (100% aberto).

A presente pesquisa tratou de questões complexas e desafiadoras, principalmente da ejeção efetiva em condições de afogamento notáveis, em relação às características complexas e em 3D dos campos da turbulência e do escoamento, devido às geometrias da UHE e do canal a jusante, jatos de diferentes velocidades emitidos por orifícios de saída de proporções muito diferentes em relação à correspondente dos tubos de sucção, colocadas lado a lado e interagindo de uma maneira que não foi estudada anteriormente.

Nesse sentido, este trabalho espera incentivar mais pesquisas sobre essa técnica promissora, que possam contribuir para fornecer quantidades extras de energia e potência aos beneficiários, aproveitando as vazões de enchentes que, de outra forma, passariam pelo HPP desperdiçadas.

REFERÊNCIAS

- AGÊNCIA NACIONAL DE ENERGIA ELÉTRICA (ANEEL). Energia hidráulica **Em: Atlas de Energia Elétrica do Brasil**. Brasília: 3^o Ed.. Disponível em: <http://www2.aneel.gov.br/arquivos/PDF/atlas_par2_cap3.pdf> Acesso em: 12/02/2020.
- AGRAWAL, S. **Fluid mechanic and machinery**. New Delhi: Tata McGraw-Hill Publishing, 1997
- ALI, S.; THUROW, B. **Axisymmetric turbulent jets: development and structure**. 2016. Disponível em: <https://es.slideshare.net/muhammadshujan/axisymmetric-turbulent-jet-65767134> Acesso em: 14/01/2020.
- ALIDAI, A.; POTHOF, I.W.M. Hydraulic performance of siphonic' turbine in low head sites. **Renewable Energy**, ELSEVIER, v. 75, p. 505-511, 2015.
- AUSTEGARD, A.; SCHUMACHER, O. **Kaplan turbine**. 2010. Disponível em: <<http://www.remotehydrolight.com/MainDocKaplan.pdf>> Acesso em: 16/01/2020.
- BALL, C.; FELLOUAH, H.; POLLARD, A. The flow field in turbulent free round jets. **Progress in Aerospace Sciences**, v. 50, p. 1-26, 2012
- BAZIN, H. M. Etude d'une nouvelle formule pour calculer le débit des canaux découverts. **Annales des Ponts et Chaussées**. Paris: P. Vicq-Dunod, In-8°, 1898.
- BELLAMY, N. The Syfogen low-head pneumatic hydroelectric system. In: **Hydropower into the Next Century**. Barcelona, Spain, p. 563-570, 1995.
- BELYASHEVSKII, N. N. Analysis of wave pattern behind low – head dams (em Russo). **Izvestiya Institute Hidrologi, Hidrotekhniki AN Ukr.**, SSR, v. 8, 1951.
- BHUIYAN, F.; HABIBZADEH, A.; RAJARATNAM, N.; ZHU, D. Reattached turbulent submerged offset jets. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 137, n. 12, p. 1636-1648. 2011
- BLUTEAU, C. E., JONES, N. L.; IVEY, G. N. Estimating turbulent kinetic energy dissipation using the inertial subrange method in environmental flows. **Limnology and Oceanography: Methods**, v. 9, n. 7, 2011
- BORYAEV, F. L. Experience of the 25-year performance of hydraulic structures at the Kama hydroelectric plant. **Hydrotechnical Construction**, v. 13, n. 9, p. 897–900, 1979.
- BOUSSINESQ, J. Essai sur la théorie des eaux courantes. In: **Mémoires Présentés par Divers Savants à L'Académie des Sciences**. v. 23, n. 1, p. 1-680, 1877.
- BOŽIĆ, I. Determination of hydraulic losses in the flow passage between the guide vanes and runner of the Kaplan turbine. **Journal of Hydraulic Research**. V. 55, n. 3, p. 349–36, 2016 doi:10.1080/00221686.2016.1250831.

BRITISH PETROLEUM (BP). **Statistical review of world energy**. 2013. Disponível em: <http://www.bp.com/content/dam/bp/pdf/statisticalreview/statistical_review_of_world_energy_2013.pdf> Acesso em: 12/02/2020.

BUTERA, I.; FONTAN, S.; POGGI, D.; QUARANTA, E.; REVELLI, R. Experimental analysis of effect of canal geometry and water levels on rotary hydrostatic pressure machine. **Journal of Hydraulic Engineering**, ASCE, v. 146, n. 3, p. 04019071-1 – 04019071-10, 2020.

CANTORAL, R.; FERRARI, M. **La predicción y la regla de los signos de Descartes. Primera parte: Argumentos y Demostraciones**. RESEARCHGATE, 2009. Disponível em <https://www.researchgate.net/publication/262256507>> Acesso em: 24/02/2020.

LACTEC-CEHPAR. **Relatório Final - Código: Projeto PD-6559-0001/2017 PROJETO HL – 189 - Estudo Sobre a Utilização do Efeito Ejetor de Descarregadores de Vazões Excedentes para Indução de Geração Adicional de Energia Através da Redução do Nível de Água no Canal de Fuga da Usina Análise técnica para escolha de projeto hidroelétrico para execução do projeto piloto do trabalho de pesquisa**. Curitiba: Institutos LACTEC – CEHPAR, 2017. Relatório Técnico, 2019.

CHOI, K.-S.; LUMLEY, J. L. The return to isotropy of homogeneous turbulence. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 436, p. 59 – 84, 2001.

CRASKE, J. The properties of integral models for planar and axisymmetric unsteady jets. **IMA Journal of Applied Mathematics**, p. 1-29. 2016, doi:10.1093/imamat/hxw043

DAS, S. K.; BISWAS, M. N. Studies on ejector - Venturi fume scrubber, **Journal of Chemical Engineering**, v. 119, n. 2, p. 153–160, 2006.

DENICULI, W.; VIEIRA, R.C.C.; GAVA, R.; ROMA, W.N.L. Desempenho de turbina tipo hélice associada a bocal injetor em instalação de baixa queda. **Anais do Simpósio Brasileiro de Hidrologia e Recursos Hídricos. Unidade: EESC**. São Carlos, Brasil, p. 553 – 563. 1983.

DESCHAMPS, C. J. **Modelos algébricos e diferenciais**. In: Coleção Cadernos de Turbulência. Associação Brasileira de Ciências Mecânicas – ABCM, v. 1, Cap. 3, p. 101 – 155, 2002.

DEY, S.; DAS, R. Gravel-bed hydrodynamics: double-averaging approach. **Journal of Hydraulic Engineering**, IAHR, v. 138, n. 8, p. 707-725, 2012

DEY, S.; SARKAR, A. Characteristics of turbulent flow in submerged jumps on rough beds. **Journal of Engineering Mechanics**, ASCE, v. 134, n. 1, pp. 49-59, 2008

DEY, S.; RAVI KISHORE, G.; CASTRO-ORGAZ, O.; ZEESHAN ALI, Sk. Hydrodynamics of submerged turbulent plane offset jets. **Physics of Fluids**, v. 29, p. 065112, 2017.

DEY, S.; RAVI KISHORE, G.; CASTRO-ORGAZ, O.; ZEESHAN ALI, Sk. Turbulent length scales and anisotropy in submerged turbulent plane offset jets. **Journal of Hydraulic Engineering**, ASCE, v. 145, n. 2, 2019.

DEY, S.; NATH, T.; BOSE, S. (2010). Fully rough submerged plane wall-jets. **Journal of Hydro-environment Research**, ELSEVIER, v. 4, p. 301-316, 2010

DORON, P.; BERTUCCIOLI, L.; KATZ, J.; OSBORN, T.R. Turbulence characteristics and dissipation estimates in the coastal ocean bottom boundary layer from PIV data. **Journal of Physical Oceanography**. v. 31, p. 2108 – 2133, 2001.

DRACK, K. **Effizienzsteigerung bei klein-wasserkraftwerken durch nutzung der „Ejektorwirkung“ am beispiel Mühlthalwer**. Firmenschrift der K.u.F Drack GmbH & Co. KG. Scharnstein, 2007.

DUPLESSIS, M.; WANG, R.; KAHAWITA, R. Investigation of the near-region of a square jet. **Transactions of the ASME: Journal of Fluids Engineering**, p. 246-251, 1974.

EAD, S.A.; RAJARATNAM, N. Plane turbulent wall jets in shallow tailwater. **Journal of Engineering Mechanics**, v. 128, n. 2, 2002. EIA. Short-term Energy Outlook (STEO), November 2015. Disponível em: <<https://www.eia.gov/outlooks/steo/archives/nov15.pdf>>. Acesso em: 12/02/2020.

EGOROV, S. A. Ejection at tailrace of hydroelectric plants (em Russo): **Gosénergoizdat**, 1948.

EIGER, S. **Modelos de escoamento turbulentos**. In: SILVA RCV (ed.). Métodos Numéricos em Recursos Hídricos. Coleção da ABRH, v. 1, Cap.2, p. 84–155, 1989.

ELLER, J. D. **Hydraulic turbine system with siphon action**. U.S. Patent No. 4,364,228. U.S. Patent and Trademark Office, Washington, DC. 21 dez. 1982.

ELSINGA, G., & MARUSIC, I. The anisotropic structure of turbulence and its energy spectrum. **Physics of Fluids**, v. 28, p. 011701, 2016

ERMAKOV, V. G. Application of the Jet Theory to the Analysis of the Ejection Process (em Russo). **Trudy TsKTI**, v. 12, Moskva – Leningrad, 1949.

ESSEL, E. K; TACHIE, M. F. Submerged turbulent twin jets interacting with a free surface and a solid wall. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, ELSEVIER, v. 71, p. 27 – 38, 2018

FABIANI, A. L.T. **Estudo da equação de Boussinesq em duas dimensões horizontais**. 2016, 152 f. Tese (Doutorado em Engenharia) – Setor de Tecnologia, Universidade Federal de Paraná, Curitiba, 2016.

FELLOUAH, H.; POLLARD, A. The velocity spectra and turbulence length scale distributions in the near to intermediate regions of a round free turbulent jet. **Physics of Fluids**, v. 21, p. 115101, 2009.

FERRARO, D.; SERVIDIO, S.; CARBONE, V.; DEY, S.; GAUDIO, R. Turbulence laws in natural bed flows. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 798, p. 540 – 57, 2016

FRENCH M.J.; WIDDEN, M.B. The Exploitation of low-head hydropower by pressure interchange with air, using siphons. **In: Proc. Institution Mech. Eng. Part A: Journal of Power and Energy**, v. 215, n. 2, p. 223 – 230, 2001

FUJISAWA, N.; NAKAMURA, K.; SRINIVAS, K. Interaction of two parallel plane jets of different velocities. **Journal of Visualization**, v. 7, n. 2, p. 135 – 142, 2004

GAJIC, A.; IGNJATOVIC, B.; KOMAROV, D.; DASKALOVIC, L.; STOJKOVIC, D.; PEDRIC, Z. CAM characteristics of the Kaplan turbine determined by efficiency and bearing vibrations. In: The 6th International Conference on Hydraulic Machinery and Hydrodynamics, Timisoara, Romania, October 21 - 22, 2004. **Anais...Timisoara, Romania: Scientific Bulletin of the Politehnica University of Timisoara**, p. 91 – 96, 2004.

GEORGE, W.; HUSSEIN, H. Locally axisymmetric turbulence. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 233, p. 1– 23, 1991.

GHAHREMANIAN, S. **A near-field study on multiple interacting jets: Confluent jets**, 2014, 143 f. Tese (Doutorado em Ciência e Tecnologia). Linköping, Sweden, 2014

GIESECKE, J.; MOSONYI, E. **Wasserkraftanlagen**. v. 4. ed. Berlin/Heidelberg: Springer Verlag, 2005.

GLOBAL STATAUS REPORT (GSR). **Renewables Global Status Report**. 2013. Disponível em: <http://www.ren21.net/Portals/0/documents/Resources/GSR/2013/GSR2013_lowres.pdf>. Acesso em: 11/02/2020.

GORING, D. G.; NIKORA, V. I. Despiking acoustic Doppler velocimeter data. **Journal of Hydraulic Engineering**, ASCE, v. 128, n. 1, p. 117 – 126, 2002.

GRABINER, D. J. Descartes' rule of signs: Another Construction. **The American Mathematical Monthly**, v.106, n. 9, p. 854 – 856, 1999.

GRUBER, R. **Ejektorkraftwerk macht standort an der Ybbs wirtschaftlich**. In: ZEK-Hydro 5/2013, p. 14 – 17, 2013.

GUTMARK, E.; WYGNANSKI, I. The planar turbulent jet. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 73, n. 3, p. 465 – 495, 1976.

HALL, H. S.; KNIGHT, S.R. **Álgebra superior**. México: Unión tipográfica editorial hispano americano. 1980.

HENDERSON, F. M. **Open channel flow**. New York: Macmillan Publishing Co., Inc., 1966.

HOCH, J.; JIJI, L. Two-dimensional turbulent offset jet-boundary interaction In: Transactions of the ASME. **Journal of Fluids Engineering**, v. 103, p. 154 –161, 1981

HÖFLER, E.; GALE, J.; BERGANT, A. Hydraulic design and analysis of the Saxo-type vertical axial turbine. **Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering**, v. 35, n. 1, p. 119 –143, 2011

HUANG, C. J.; MA, H.; GUO., J.; DAI, D.; QIAO, F. Calculation of turbulent dissipation rate with acoustic Doppler velocimeter. **Limnology and Oceanography: Methods**, v. 16, p. 256 – 272, 2018.

ISAKSSON, H. **Uncertainties in Kaplan cam curve**. 2015. Dissertação (Mestrado em Ciência em Engenharia) – Luleå, Department of Engineering Sciences and Mathematics, Luleå University of Technology, Sweden, 2015

JIANG, Q. M.; FAN, Y. N.; YANG, D. D. Application of Venturi injector for recovering pressure energy to natural gas network. **Gas & Heat**, v. 29, n. 7, p. A28 – A31, 2009.

JOŠT, D.; ŠKERLAVAJ, A.; LIPEJ, A. (2014). Improvement of efficiency prediction for a Kaplan turbine with advanced turbulence models. **Journal of Mechanical Engineering**, v. 60, n. 2, pp. 124 –134, 2014

KACHANOVSKII, B. D. Determination of the ejection effect during the discharge of flood water through the bottom outlets of an HPP (em Russo). **Izvestiya VNIIG**, v. 34, 1947.

KÁRMÁN, T. von. The fundamentals of the statistical theory of turbulence. **Journal of the Aeronautical Sciences**, v. 4, n. 4, p. 131 – 138, 1937.

KARIMPOU, A.; KAYE, N.; KHAN, A. CFD study of merging turbulent plane jets. **Journal of Hydraulic Engineering**, ASCE, v. 137, n. 3, p. 381 – 385, 2011.

KO, P.; KUROSAWA, S. **Numerical simulation of turbulence flow in a Kaplan turbine - Evaluation on turbine performance prediction accuracy-**. In: IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, v. 22, p. 022006, 2014.

KO, N. W. M.; LAU, K. K. Flow structures in initial region of two interacting parallel plane jets. **Experimental Thermal and Fluid Science**, ELSEVIER, v. 2, p. 431– 449, 1989.

KOLMOGOROV, A.N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids at very large Reynolds numbers. **Dokl. Akad. Nauk**, USSR, v. 31, n. 6, p. 538 – 541, 1941.

KROMPHOLZ, D. **Low head hydro turbines**, 2008. In: Joule Centre Annual Conference, Rheged Centre, Penrith, UK, ANDRITZ-VATECHHYDRO, April 03, 2008. Apresentação em PowerPoint em: <<https://wenku.baidu.com/view/e9db68d7b9f3f90f76c61bd8.html>> Acesso em: 16/08/2017.

KUMAR, D.; SANGAL, S.; SAINI, R. 2013. **Flow analysis of Kaplan hydraulic turbine by computational fluid dynamics**. Disponível em: <<https://www.researchgate.net/publication/292018788>> Acesso em: 13/02/2020.

KUMIN, D. I. Tailrace regimes with surface flow (em Russo): **Gosénergoizdat**, 1948.

KUMIN, D.I. Maximum ejection effect in overflow HPPs (em Russo). **Izvestiya VNIIG**, v. 44, 1951.

LAI, J. C. S; NASR, A. Two parallel plane jets: Comparison of the performance of three turbulence models. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers**, IMechE, v. 212, part G, p. 379 – 391, 1998

LANDERS, B. **Mixing characteristics of turbulent twin impinging axisymmetric jets at various impingement angles**. Dissertação (Mestrado em Ciência) – Department of Aerospace Engineering and Engineering Mechanics of the College of Engineering, University of Florida, 2016,

LAUNDER, B.; RODI, W. The turbulent wall jet. **Progress in Aerospace Sciences**, v. 19, p. 81–128, 1981

LEVI, I. I. On the theory of the surface jump and on the computation of dams with surface flow (em Russo). **Izvestiya VNIIG**, v. 7, 1932.

LIBBY, P. A. **Introduction to turbulence**, Taylor & Francis, 1996.

LIN, Y. F.; SHEU, M. J. Investigation of two plane parallel turbulent jets. **Experiments in Fluids**, Springer – Verlag, v. 10, p. 17 – 22, 1990,

LIPEJ, A. Numerical prediction of torque on guide vanes in a reversible pump-turbine. **Journal of Multidisciplinary Engineering Science and Technology**, v, 2, n. 6, p. 1616 – 1621, 2015.

LUMLEY, J. L. **Stochastic tools in turbulence**. Academic Press, 208 p, 1970.

MAJUMDER, M.; GHOSH, S. **Decision making algorithms for hydro-power plant location**. ed. Springer Briefs in Energy, v. VI, 2013.

MARDIANI-EUERS, E. **A study of low head hydropower using a siphon system and conversion to air pressure**. 2013, 287 f. Tese (Doutorado) – Engineering Department, Lancaster University, UK, 2013.

MARSTERS, G.; FOTHERINGHAM, J. The influence of aspect ratio of incompressible, turbulent flows from rectangular slots. **Aeronautical Quarterly**, pp. 285-305, 1980. doi:10.1017/S0001925900008957

MARTINEZ, J. J.; DENG, Z. D.; KLOPRIES, M-E.; MUELLER, R. P.; TITZLER, P. S.; ZHOU, D.; BEIRAO, B.; HANSTEN, A. W. Characterization of a siphon turbine to accelerate low-head hydropower deployment. **Journal of Cleaner Production**, ELSEVIER, v. 210, p. 35 – 42, 2019.

MENNEL, T.; ZIEGLER, H.; EBERT, M.; NYBØ, A.; OBERRAUCH, F.; HEWICKER, C. The hydropower sector's contribution to a sustainable and prosperous Europe. Main report. **In: DNV-GL, on Behalf of: a European Hydropower Initiative of Hydropower Companies and Supported by Associations**, Bonn, Germany. 2015.

MI, J.; NOBES, D.; NATHAN, G. Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 432, p. 91–125, 2001.

MILLER, D. R.; COMINGS, E.W. Force-momentum fields in a dual-jet flow. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 7, n, 2, p. 237–256, 1960.

MONIN, A. S.; YAGLOM, A. M. **Statistical fluid mechanics. Volume II: Mechanics of Turbulence**. New York: Dover Publications, 2007

MORI, N.; SUZUKI, T.; KAKUNO, Sh. Noise acoustic Doppler velocimeter data in bubbly flows. **Journal of Engineering Mechanics**, ASCE, v. 133, n. 1, p. 122 – 125, 2007.

MOTYCAK, L.; SKOTAK, A.; OBROVSKY, J. **Analysis of the Kaplan turbine draft tube effect**. In: IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science, v. 12. IOP Publishing, 2010 doi:10.1088/1755-1315/12/1/012038.

MUSTAFIN, Kh. Sh. **Hydraulic laboratory studies on an HPP located -inside an overflow dam** (em Russo). 1951. Tese (Doutorado) – Leningrad, 1951.

NIEWSTADT, F.T.; BOERSMA, B. J.; WESTERWEEL, J. Statistical description of turbulence. In: **Turbulence**, Springer, Cham, 2016, p. 75 – 85.

NIKORA, V.; GORING, D. Flow turbulence over fixed and weakly mobile gravel beds. **Journal of Hydraulic Engineering**, ASCE, v. 126, n. 9, p. 679 – 690, 2000.

NORTEK S.A. **Current and wave measurements in the ocean**, Lake and Laboratory. Rud, Norway, 2017. Catálogo. Disponível em: <<http://www.nortek-as.com/lib/datasheets/datasheet-vectrino-lab>>. Acesso em: 21/11/2017.

OSKOUIE, R.; TACHIE, M.; WANG, B.-C. Effect of nozzle spacing on turbulent interaction of low-aspect-ratio twin rectangular jets. In: **Flow, Turbulence and Combustion**. Springer Nature B.V. 2019. doi:10.1007/s10494-019-00023-1

PARRA MACHÍO, **Ecuaciones cuárticas**, 32 f, 2000, Disponível em: <<http://hojamat.es/parra/cuarticas.pdf>>. Acesso em 06/05/2020

PARSHEH, M.; SOTIROPOULOS, F.; PORTÉ-AGEL, F. Estimation of power spectra of acoustic-Doppler velocimetry data contaminated with intermittent spikes. **Journal of Hydraulic Engineering**, ASCE, v. 136, n. 6, p. 368 – 378, 2010.

POPE, S. B. **Turbulent flows**: Cornell University, New York-ed Cambridge University Press, 2000.

PULLEY, R. A. Modelling the performance of Venturi scrubbers. **Journal of Chemical Engineering**, v. 67, n. 1, p. 9 – 18, 1997.

QUEIROZ, R. de; GRASSI, P.; LAZZARE K.; KOPPE, E.; TARTAS B. R., KEMERICH, P. D. da C. Geração de energia elétrica através da energia hidráulica e seus impactos ambientais. **REGET**, v. 13 n. 13, p. 2774 – 2784, Ago 2013

QUIRÓZ – PÉREZ, E.; VÁZQUEZ – ROMÁN, R.; LESSO – ARROYO, R.; BARRAGÁN – HERNÁNDEZ, V. M. An approach to evaluate Venturi – device effects on gas well production. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, ELSEVIER, v. 116, p. 8 – 18, 2014.

RAHMAN, M.; TACHIE, M. F. Offset height effect on turbulent characteristics of twin surface jets. **Journal of Hydraulic Research**. IAHR, doi: 10.1080/00221686.2019.1671522, 2019

RAJARATNAM, N. **Turbulent jets**, v. 5. Elsevier Science. 1976

RANGARAJAN, D.; CURTIS, J. The effect of spanwise width on rectangular jets with sidewalls. **Journal of Fluids Engineering**, ASME, v. 134, p. 031202, 2012

RAZAZ, M.; KAWANISI, K. Signal post-processing for acoustic velocimeters: Detecting and replacing spikes. In: **Measurement Sciences and Technology**, v. 22, IOP Publishing Ltd, 2011.

RICHARDSON, L. F. **Weather prediction by numerical process**. Cambridge University Press, 66 p, 1922.

ROMERO, M.; OTA, J. J.; BLENINGER, T. CABRAL DETTMER, P. NORILLER, M. L.; MOREIRA GROSSI, G. Increase of hydropower efficiency using the ejection effect with lateral conduits. In: 38 IAHR CONGRESS. **E-Proceedings...** Panama City: Panama, 2019. 10p.

SABANEEV, A.A. On the form of the transition from the streamlined spillway face of a dam to the tailrace bottom (em Russo). **Trudy MIIT**, n. 11, 1929.

SCHIFFER, J.; BENIGNI, H.; JABERG, H.; FRITSCH, R.; GOMEZ, J. Numerical and experimental investigation of the ejector effect applicable to low head vertical Kaplan turbines. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLUID FLOW TECHNOLOGIES (CMFF'15), v. 16., 2015, J. Vad (ed.), **Anais...** Budapest: September 01 – 04, 2015. 8 p.

SEKULA, E. The structure of turbulent jets: Application of experimental and environmental methods. 2010, 236 f. Tese (Doutorado) – Universitat Politècnica de Catalunya, 2010.

SERKOV, V. S. Full-scale investigations of ejection in combined hydroelectric plants with pressure spillways (em Russo). **Hydrotechnical Construction**, v. 1, n. 4, p. 330 – 335, April 1967.

SFEIR, A. Investigation of three-dimensional turbulent rectangular jets. **AIAA Journal**, v. 17, n.10, p. 1055 – 1060, 1979.

SFORZA, P.; STEIGER, M.; TRENTACOSTE, N. Studies on three-dimensional viscous jets. **AIAA Journal**, v. 4, n. 5, p. 800 – 806, 1966.

SHEAUA, F.D. Theoretical approaches regarding the Venturi Effect. In: **Hidraulica, Magazine of Hydraulics, Pneumatics, Tribology, Ecology, Sensorics, Mechatronics**, v. 3, ISSN 1453 – 7303, p. 69 – 72, 2016.

SIMONSEN, A.; KROGSTAD, P.-A. Turbulent stress invariant analysis: Clarification of existing terminology. **Physics of Fluids**, IAP Publishing, v. 17, p. 088103, 2005

SLISSKII, S. M. **Ejection into tailraces of hydropower plants**. IPST Staff, (ed), Barouch, A. (trad). Jerusalem, Israel: Wiener Bindery Ltd, 1953

SLISSKII, S. M. Analysis and investigations of the flow capacity of pressure spillways and of ejection in hydroelectric plants (em Russo). **Gidrotekhnicheskoe Stroitel'stvo**, n. 7, 1963.

SOUZA, A. J. F de; OLIVEIRA, L. R. de; AZEVEDO, J. L. L de; SOARES, I. D.; MATA, M. M. Uma Revisão sobre a turbulência e sua modelagem. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 29, n. 1, 2011.

SREENIVASAN, K. R.; ANTONIA, R. A. The phenomenology of small-scale turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 29, n. 1, 1997.

STANLEY, S.; SARKAR, S.; MELLADO, J. A study of the flow-field evolution and mixing in a planar turbulent jet using direct numerical simulation. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 450, p. 377 – 407, 2002, doi:0.1017/S0022112001006644

STARK, B. H.; ANDÒ, E.; HARTLEY, G. Modelling and performance of a small siphonic hydropower system. **Renewable Energy**, ELSEVIER, v. 36, n. 9, p. 2451 – 2464, 2011.

SULLIVANN, C. **Turbina Kaplan**. 2014. Modelo em 3D, color. Disponível em: <<https://3dwarehouse.sketchup.com/model/750f89c94569e4dd984c0ddecfd73cea/Turbina-Kaplan?hl=pt-BR>>. Acesso em: 04/05/2020.

TANAKA, E. The interference of two-dimensional parallel jets. **Bulletin of the JSME**, v. 13, n. 53, p. 272 – 280, 1970.

TAYLOR, G. I. Statistical theory of turbulence. **Mathematical, Physical and Engineering Sciences. Proceedings of the Royal Society A**, v 115, n. 873, 1935.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. **A first course in turbulence**. The MIT Press, 300 p, 1989.

TERABE, F. R.; OTA, J. J.; MASAKI, M. H.; YOSHIZAWA, C. J. System for the imposition of hydraulic conditions in scale models of low-head power plants Applied study for Belo Monte Project. In: HYDRO 2012. INNOVATIVE APPROACHES TO GLOBAL CHALLENGES. *Anais...* Bilbao, Spain, October 29 - 31, 2012. 10p.

TSUCHIYA, Y.; HORIKOSHI, C; SATO, T. On the spread of rectangular jets. **Experiments in Fluids**, Springer-Verlag, v. 4, p. 197 – 204, 1986

TUKIMIN, A.; ZUBERT, M.; AHMAD, K. M. CFD Analysis of flow through Venturi tube and its discharge coefficient. In: AEROTECH VI. IOP CONFERENCE SERIES: **Materials Science and Engineering**, v. 152, 012062, 2016.

U.S BUREAU OF RECLAMATION. **WinADV32 (Version 2.027)** [viewing and post-processing of acoustic Doppler velocity data]. Denver, Colorado: Wahl, T.L. 1996.

U.S POWER RESOURCES OFFICE. **Hydroelectric power: managing water in the West**. Bureau of Reclamation, Power Resources Office, US Department of the Interior. USA, July 2005.

US. ENERGY INFORMATION ADMINISTRATION (EIA). **Annual Energy Outlook 2015 with projections to 2040**. US Department of Energy, Washington, DC, April 2015. Disponível em: < [https://www.eia.gov/outlooks/aeo/pdf/0383\(2015\).pdf](https://www.eia.gov/outlooks/aeo/pdf/0383(2015).pdf)>. Acesso em 12/03/2020.

VEIRA, R. C. C. **Pesquisa sobre a aplicação de injetores a turbinas de baixa queda**. Tese (Doutorado em Engenharia) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 1966.

VEITS, I. I. Basic problems of the combining of two flows (em Russo). **Izvestiya VNIIG**, v. 32, 1947.

VERBUND Hydro Power AG. **Laufkraftwerk ottensheim**. 2011. 1 fotografia, color. Disponível em: < <http://www.eurelectric.org/water>>. Acesso em: 24/08/2017.

VISWANATHAN, S. Development of a pressure drop model for a variable throat Venturi scrubber. **Journal of Chemical Engineering**, v. 71, n. 2, p. 153–160, 1998.

VOULGARIS, G.; TROWBRIDGE, J. H. Evaluation of the acoustic Doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements. **Journal of Atmospheric and Oceanic Technology**, v. 15, 1998.

WAHL, T. L. Analyzing ADV data using WinADV. In: THE 2000 JOINT CONFERENCE ON WATER RESOURCES ENGINEERING AND WATER RESOURCES PLANNING & MANAGEMENT. Minneapolis, Minnesota. **Anais...** Minneapolis, Minnesota, July 30 – August 2, 2000, 10p.

WAHL, T.L. Despiking acoustic Doppler velocimeter data by Derek G. Goring and Vadimir I. Nikora. **Journal of Hydraulic Engineering**. ASCE, v. 129, n. 6, p. 484 – 487, 2003. Discussion.

WANG, X. J.; TANG, L.; JIANG, Z. Numerical simulation of Venturi ejector reactor in yellow phosphorus purification system. **Nuclear Engineering and Design**, v. 268, p. 18–23, 2014.

WIEMANN, P.; MÜLLER, G.; SENIOR, J. Review of current developments in low head, small hydropower. In: IAHR CONFERENCE, 32., 2007, Venice. **Anais...** Venice: Corila, July 01 - 06, 2007. 10p.

WILLIAMSON, S. J.; STARK, B. H.; BOOKER, J. D. Low head Pico Hydro Turbine selection using a multi-criteria analysis. In: WORLD RENEWABLE ENERGY CONGRESS, v. 6, 2011, Linköping. **Anais...** Linköping: Linköping University Electronic Press, May 8 – 13, 2011. p. 1377 – 1385.

WOLFRAMALPHA. Solver online, 2020, disponível em :<<https://www.wolframalpha.com/>> Acesso em: 21/01/2020

WU, S.; RAJARATNAM, N. Free jumps, submerged jumps and wall jets. **Journal of Hydraulic Research**, IAHR, v. 33, n. 2, p. 197 – 212, 1995. doi: 10.1080/00221689509498670

WU, N.; SAKAI, Y.; NAGATA, K.; SUZUKI, H.; TERASHIMA, O.; HAYASE, T. Analysis of flow characteristics of turbulent plane jets based on velocity and scalar fields using DNS. **Journal of Fluid Science and Technology**, JSME, v. 8, n. 3, p. 247 – 261, 2013.

XAMBÓ DESCAMPS, S.; DELGADO, F.; FUENTES, C. **Introducción al álgebra**. Ed. Complutense, Madrid, 1993.

XU, D.; CHEN, J. Accurate estimate of turbulent dissipation rate using PIV data. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 44, p. 662 – 667, 2013

YAMAKAWA, F.; TERABE, F. **Relatório preliminar efeito ejetor como redutor do nível de energia no canal de fuga**. Curitiba: Institutos LACTEC – CEHPAR, 2016, 18p. Relatório Técnico, 2016.

ZHANG, J. X. Analysis on the effect of Venturi tube structural parameters on fluid flow. **AIP Advances**, v. 7, p. 065315, 2017.

ZHOU, Y.; SHUN, Z.; GU, H.; MIAO, Z. Injection performance and Influencing factors in self - priming Venturi scrubber. **CIESC Journal**, v. 6, n. 1, p. 99–103, 2015.

ZHU, Y.; CHAO, M.A.; ZHANG, X.W. Study on flow in Venturi mixer EGR for a turbo charged Diesel engine. **In: Transactions of CSICE**, v. 6, p. 546–550, 2002.

APÊNDICE 1 – COEFICIENTES DE DESCARGA C_d CALIBRADOS

Para a aplicação dos modelos, nos testes com as estruturas hidrocombinadas foram calibradas as aberturas de comporta h_1 (ver Figuras 5.2 e 5.3) e os coeficientes de descarga C_d dos descarregadores laterais por meio das vazões Q_w conhecidas e admitindo-se a equação do orifício como

$$Q_w = C_d A_w \sqrt{2gH}, \quad (\text{A1.1})$$

onde A_w é a área total de saída dos descarregadores de fundo = $h_1 b_w$, sendo b_w a largura total dos descarregadores e H é a diferença entre os níveis de água do reservatório (NAM) e do escoamento a jusante da casa de força z_2 (secção II-II).

A Figura A1.1 e Tabela A1.1 apresentam os resultados obtidos no processo de calibração, assumindo uma relação linear entre C_d e h_1 , ou seja:

$$C_d = ah_1 + b \quad (\text{A1.2})$$

FIGURA A1.1 – DIAGRAMA C_d vs. h_1 , ALTERNATIVA 01 A 11, MODELOS DE REGRESSÃO LINEARES

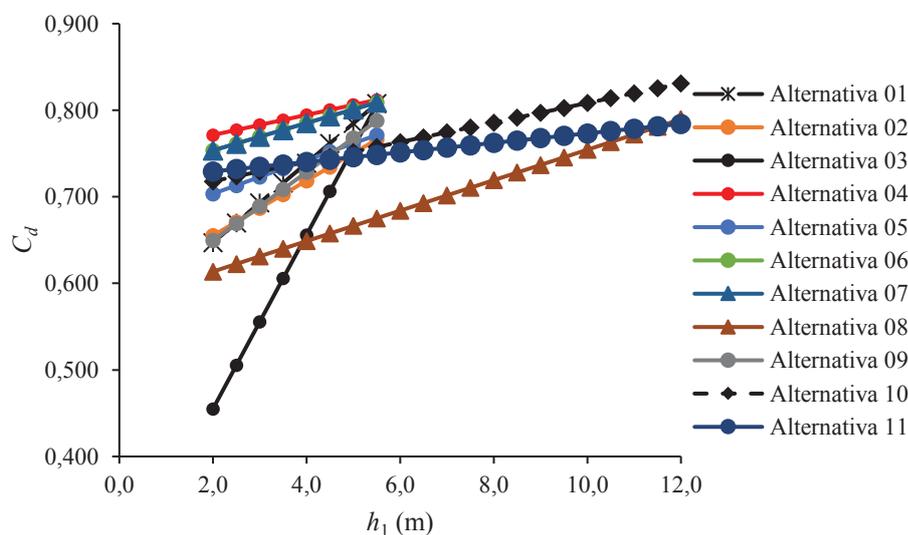


TABELA A1.1 – VALORES DE a , b , ALTURA DE COMPORTA MÁXIMA $(h_1)_{\max}$ E COEFICIENTE DE DETERMINAÇÃO R_D^2 , MODELOS DE REGRESSÃO LINEARES, ALTERNATIVAS 01 A 11

Alternativa	01	02	03	04	05	06
$a =$	0,0459	0,0317	0,1005	0,0116	0,0194	0,0158
$b =$	0,5553	0,5918	0,2540	0,7482	0,6647	0,7220
$(h_1)_{\max}$ (m)	6,00	6,00	6,00	6,00	6,00	6,00
R_D^2	0,9613	0,6084	0,6099	0,6082	0,6595	0,4963
Alternativa	07	08	09	10	11	
$a =$	0,0158	0,0176	0,0395	0,0113	0,0055	
$b =$	0,7220	0,5784	0,5705	0,6954	0,7183	
$(h_1)_{\max}$ (m)	6,00	12,40	6,00	12,40	12,40	
R_D^2	0,4963	0,9175	0,8352	0,5288	0,6112	

APÊNDICE 2 – MODELOS TEÓRICOS PARA AS ALTERNATIVAS ESTUDADAS NO MODELO FÍSICO

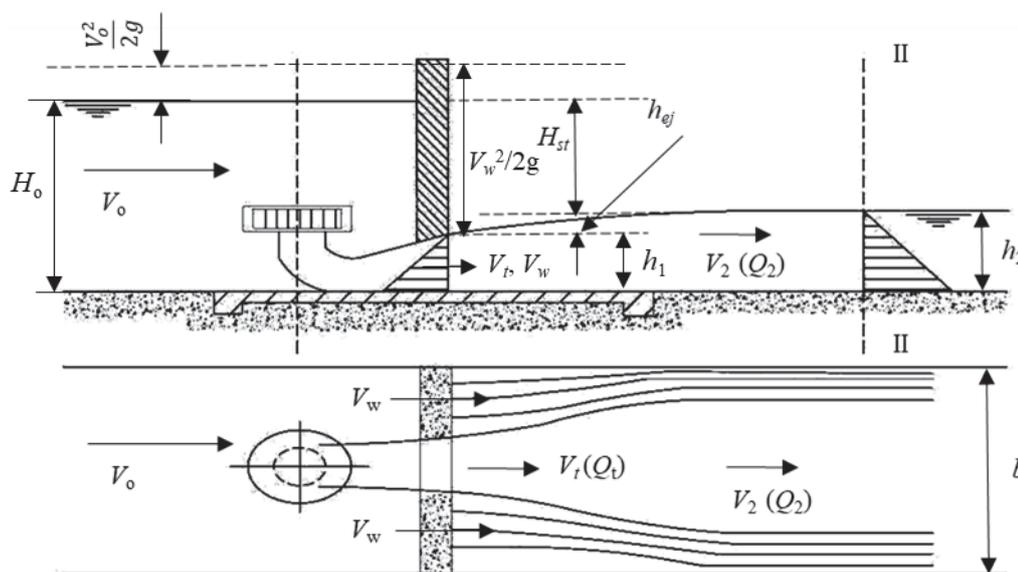
GENERALIDADES

O presente apêndice apresenta alguns dos modelos usados para estimar a ejeção h_{ej} de maneira direta ou a profundidade da água h_t na saída da UHE e, em seguida, a elevação da água z_t em condição afofada, como é feito na presente pesquisa.

MODELO DE KREI (1920)

O esquema do modelo de Krei (1920) é apresentado na Figura A2.1, incluindo todas as variáveis necessárias para realizar os cálculos (Capítulo 5, p. 89).

FIGURA A2.1 – ESQUEMA DO MODELO DE KREI (1920) PARA DESCARREGADORES DE FUNDO LATERAIS EM CONDIÇÃO NÃO AFOGADA



As equações de conservação do momento linear e da energia (equação de Bernoulli) foram necessárias para obter neste caso uma expressão direta de h_{ej} , sendo $h_{ej} = h_{ej,tot}$ para $s = 1$ (primeiro passo ou etapa para H_{st}) ou $h_{ej} = h_{ej,ef}$ para $s = 2$ (segundo passo ou etapa) (veja a Figura 5.5, p. 91).

A equação de conservação do momento linear para um volume de controle entre a saída da UHE e a Seção II-II a jusante da estrutura é (HENDERSON, 1966):

$$\Sigma F = \int \rho \vec{V}(\vec{V} \cdot \overrightarrow{dA}), \quad (\text{A2.1})$$

onde F é uma força que atua sobre uma superfície de controle do volume de controle, ρ é a massa específica de água, \vec{V} é a velocidade do fluxo que entra ou sai do volume de controle através de uma superfície de controle e \overrightarrow{dA} é a área diferencial pela qual o fluxo entra ou sai o volume de controle.

Aplicando a equação (A2.1) e usando as variáveis representadas na Figura A2.1, para forças hidrostáticas e escoamento uniforme, a jusante da UHE:

$$\frac{1}{2} \gamma h_1^2 b - \frac{1}{2} \gamma h_2^2 b = \rho [V_t(-Q_t) + V_w(-Q_w) + V_2 Q_2], \quad (\text{A2.2})$$

onde γ é o peso específico da água, h_1 é a altura da abertura das comportas dos descarregadores laterais e, em este modelo em particular, igual à altura do tubo de sucção, b é a largura total do canal (uniforme), h_2 é a altura do escoamento na secção II-II, V_t é a velocidade média do escoamento nas saídas dos tubos de sucção, Q_t é a vazão total turbinada, V_w é a velocidade média do escoamento nas comportas das saídas dos descarregadores de fundo, Q_w é a vazão total nos descarregadores de fundo, V_2 é a velocidade média do escoamento no canal na seção II-II e Q_2 é a vazão total no canal, a jusante da UHE.

Da Figura A2.1 observa-se que:

$$H_o = h_1 + h_{ej} + H_{st} = h_2 + H_{st}, \quad (\text{A2.3})$$

ou

$$h_1 = h_2 - h_{ej}. \quad (\text{A2.4})$$

Combinando as equações (A2.2) e (A2.4):

$$gh_{ej}h_2b = \frac{1}{2}gh_{ej}^2b + V_tQ_t + V_wQ_w - V_2Q_2. \quad (\text{A2.5})$$

Considerando $A_2 = bh_2$ como a área da seção transversal do escoamento na seção II-II e dividindo toda a expressão por gbh_2 :

$$h_{ej} = \frac{1}{2} \frac{h_{ej}^2}{h_2} + \frac{1}{gA_2} (V_w Q_w - V_2 Q_2 + V_t Q_t). \quad (\text{A2.6})$$

Para $Q_2 = A_2 V_2$ tem-se que:

$$h_{ej} = \frac{1}{2} \frac{h_{ej}^2}{h_2} + \frac{V_2}{g} \left(V_w \frac{Q_w}{Q_2} - V_2 + V_t \frac{Q_t}{Q_2} \right), \quad (\text{A2.7})$$

se $Q_w = Q_2 - Q_t$, então:

$$h_{ej} = \frac{1}{2} \frac{h_{ej}^2}{h_2} + \frac{V_2}{g} \left[V_w \left(1 - \frac{Q_t}{Q_2} \right) - V_2 + V_t \frac{Q_t}{Q_2} \right], \quad (\text{A2.8})$$

onde equação (A2. 8) é a primeira equação procurada do modelo de Krei (1920).

Para a segunda equação, aplica-se a equação de conservação da energia de Bernoulli, para uma linha de corrente desde a superfície do reservatório, a montante da UHE, até a saída dos descarregadores de fundo, sem perdas de energia no trajeto:

$$H_o + \frac{V_o^2}{2g} = h_1 + \frac{V_w^2}{2g}, \quad (\text{A2.9})$$

onde H_o é a profundidade da água no reservatório a montante da UHE (Figura A2.1). Se $H_o = h_1 + h_{ej} + H_{st}$, tem-se que:

$$\frac{V_w^2}{2g} = H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_{ej}, \quad (\text{A2.10})$$

onde, incluindo um coeficiente de velocidade C_v ($= 0,996$ segundo SLISSKII, 1953) devido à não uniformidade da velocidade V_w :

$$V_w = C_v \sqrt{2g \left(H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_{ej} \right)}, \quad (\text{A2.11})$$

onde a equação (A2.11) é a segunda equação procurada para o modelo de Krei (1920).

MODELO PARA ALTERNATIVAS 01, 04, 06, 07, 08, 09, 10 E 11

Neste ponto, o modelo usado para as alternativas 01, 04, 06, 07, 08, 09, 10 e 11 é a variante 02 do modelo de Krei apresentada no item 5.2 do presente documento (equação (5.13), p. 98), onde as equações de conservação de momento linear e energia (Eq. de Bernoulli) foram aplicados ao volume de controle e às características geométricas do canal e ao escoamento representadas nas Figuras 5.13 e 5.14, que não foram consideradas no modelo de Krei (1920).

A equação (5.13) (p. 98) é também uma função de quarto grau (ver equação 5.10, p. 95). Para os intervalos de variação observados nos valores das variáveis consideradas que intervêm na equação (5.13), o tipo de solução é dado pelo exemplo mostrado na Figura 5.15 para $f(h_t)$, onde a Solução 3, produzida pelos métodos de Euler e Ferrari (XAMBÓ DESCAMPS; DELGADO; FUENTES, 1993, PARRA MACHÍO, 2000), é a única solução com sentido físico, onde se verifica que $h_{ej,ef} > 0$.

A equação (5.14) (p. 99) apresenta uma maneira iterativa mais fácil e pronta para aplicar para resolver a equação (5.13). Esta equação foi verificada para vários casos práticos, por meio do solucionador on-line WOLFRAMALPHA (2020).

Para a equação (5.14), as variáveis x , y e z são (ver Figuras 5.13 e 5.14, p. 99):

$$x = [2(h_2 - e) + d]d - 2h_2^2 \frac{B_{pl}}{B_1} + (h_2 - e)^2 \frac{B}{B_1} - \frac{2V_t Q_t}{gB_1} + \frac{2V_2 Q_2}{gB_1}, \quad (\text{A2.12})$$

$$y = \frac{2C_v Q_w}{gB_1} \sqrt{2g}, \quad (\text{A2.13})$$

$$z = H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_2 - e + d, \quad (\text{A2.14})$$

onde, em geral, a ejeção h_{ej} ($h_{ej} = h_{ej,tot}$ para $s=1$ em H_{st} ou $h_{ej} = h_{ej,ef}$ para $s=2$) é (ver Figura 5.13):

$$h_{ej} = h_2 - e + d - h_t. \tag{A2.15}$$

MODELO PARA ALTERNATIVAS 02 E 03

As Figura A2.2 e A2.3 apresentam novamente os esquemas conceituais das variáveis e distribuições das pressões consideradas para a **Alternativa 02** (Figura A2.4)

FIGURA A2.2 – ESQUEMA LONGITUDINAL DAS VARIÁVEIS CONSIDERADAS E DISTRIBUIÇÃO DAS PRESSÕES PARA A ALTERNATIVA 02

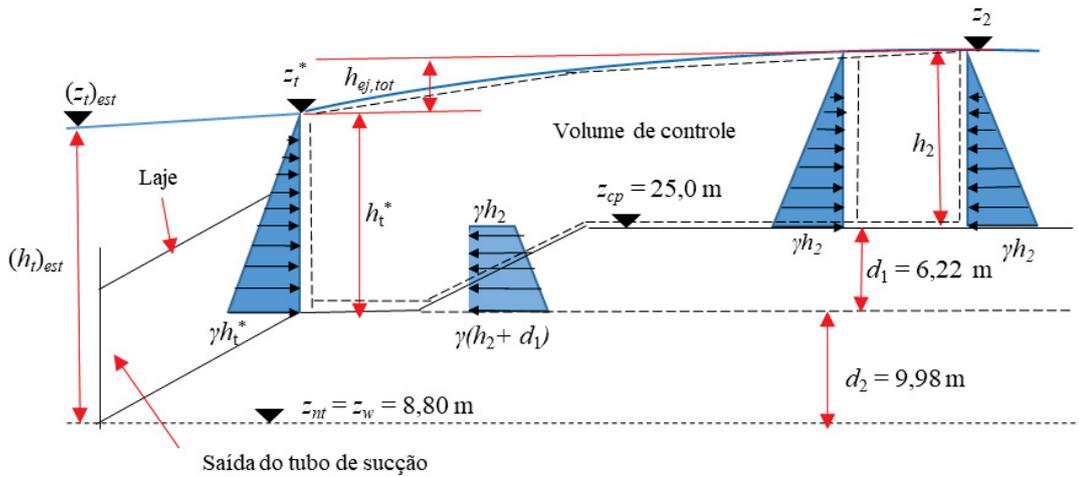


FIGURA A2.3 – ESQUEMA EM PLANTA DAS VARIÁVEIS CONSIDERADAS E DISTRIBUIÇÃO DAS PRESSÕES PARA A ALTERNATIVA 02

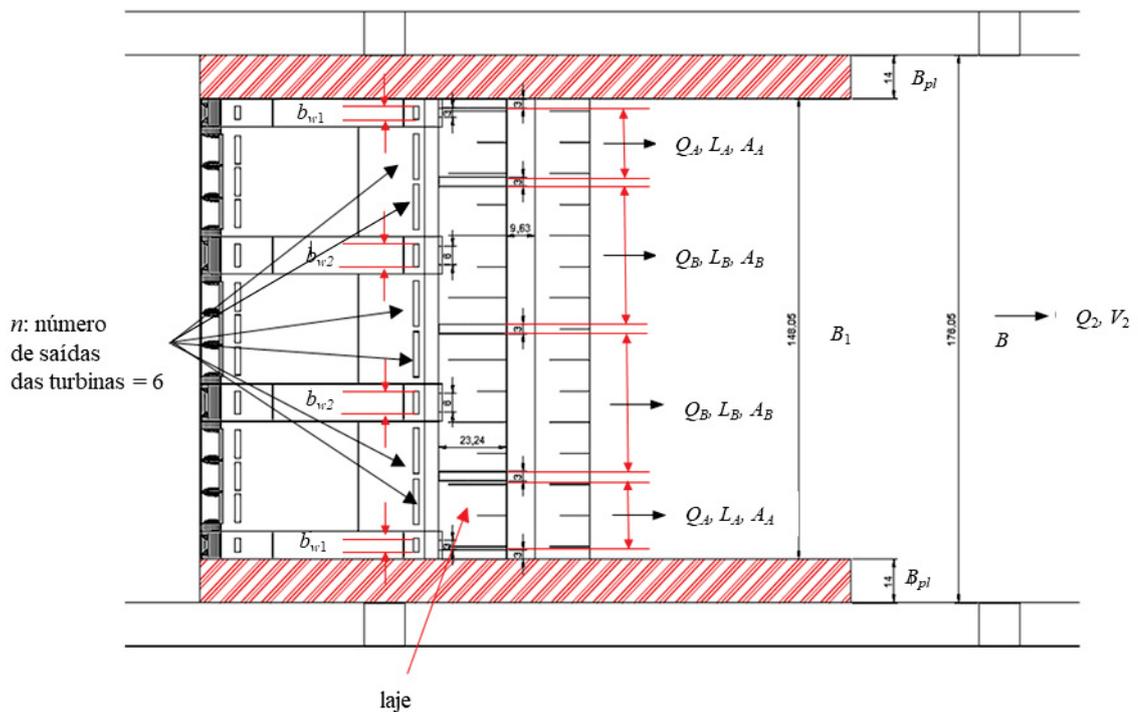


FIGURA A2.4 – VISTA LATERAL DA ALTERNATIVA 02 NO MODELO FISICO



Devido à complexidade de definir um volume de controle iniciando dentro da estrutura de saída ampliada, foi decidido assumir o volume de controle representado na Figura A2.2. Conforme feito anteriormente, as equações de conservação do momento linear e da energia (Bernoulli) foram aplicadas ao volume de controle assumido para calcular, como primeiro passo, h_t^* na saída da estrutura ampliada como:

$$(h_t^*)^2 = \frac{2}{gB_1} [y - p + z\sqrt{x - h_t^*} + t(x - h_t^*)], \quad (\text{A2.16})$$

onde, a profundidade de água estimada à saída da UHE $(h_t)_{est}$, da Figura A2.2, é:

$$(h_t)_{est} = h_t^* + d_2. \quad (\text{A2.17})$$

A equação (A2.18) abaixo apresenta a expressão iterativa usada para calcular h_t^* . A partir do exemplo na Figura A2.5, observa-se que a Solução 3 é a que produz que a ejeção total $h_{ej.tot}$ representada (ou de fato qualquer ejeção h_{ej}) seja $h_{ej.tot} > 0$, ou seja, $z_t^* < z_2$. Soluções 1, 2 e 4 não produzem resultados com sentido físico.

Como nos casos anteriores, a Solução 3 da Equação (A2.18) foi verificada através do solucionador on-line *WolframAlpha* (WOLFRAMALPHA, 2020), com resultados satisfatórios.

$$h_{t(i+1)}^* = \left(\frac{2}{gB_1} \left[y - p + z\sqrt{x - h_{t(i)}^*} + t(x - h_{t(i)}^*) \right] \right)^{0,5}, \quad (\text{A2.18})$$

onde (veja figuras A2.2 e A2.3):

$$x = H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_2 + d_1, \quad (\text{A2.19})$$

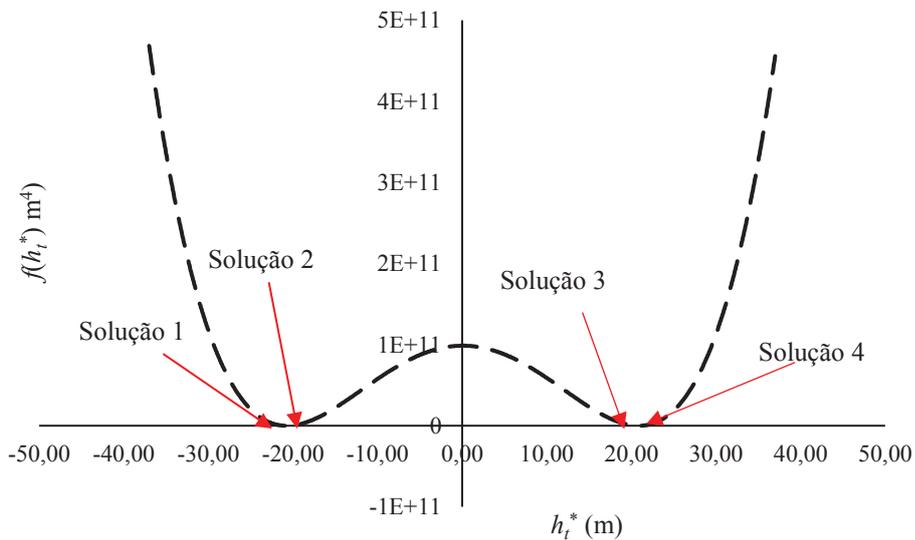
$$y = -\left(\frac{2}{A_A} + \frac{8}{A_B}\right) \frac{Q_t^2}{n^2} + V_2 Q_2, \quad (\text{A2.20})$$

$$z = -4Q_t C_v h_1 \frac{\sqrt{2g}}{n} \left(\frac{b_{w1}}{A_A} + \frac{2b_{w2}}{A_B}\right), \quad (\text{A2.21})$$

$$t = -4C_v^2 h_1^2 g \left(\frac{b_{w1}^2}{A_A} + \frac{b_{w2}^2}{A_B}\right), \quad (\text{A2.22})$$

$$p = gh_2^2 \left(B_{pl} - \frac{B}{2}\right) - \frac{gd_1 B}{2} (2h_2 + d_1). \quad (\text{A2.23})$$

FIGURA A2.5 – DIAGRAMA $f(h_{ej,ef})$ vs. $(h_{ej,ef})$, ALTERNATIVA 02, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, NAM = 60,0 m, $z_{cp} = 25,0$ m, $h_1 = 5,76$ m, $h_2 = 13,67$ m, $d_1 = 6,22$ m, $B = 176,05$ m, $B_{pl} = 14,0$ m, $d_2 = 9,98$ m, $b_{w1} = 3,0$ m, $b_{w2} = 6,0$ m, $A_A = 279,91$ m², $A_B = 559,70$ m², $Q_t = 1.973$ m³/s, $Q_w = 1.727$ m³/s, $Q_{ver} = 0$ m³/s, $Q_2 = 3.700$ m³/s, $V_2 = 1,55$ m/s, $V_o = 0,68$ m/s, $H_{st} = 22,40$ m, $C_v = 0,996$ e $n = 6$



A partir de 8 dados experimentais do modelo físico (veja a Tabela A2.1), foi possível comparar as profundidades de água observadas na saída da UHE $(h_t)_{obs}$ e as profundidades de água avaliadas $(h_t)_{est}$, produzidas pela Equação (A2.17) para $d_2 = 9,98$ m (Figura A2.2).

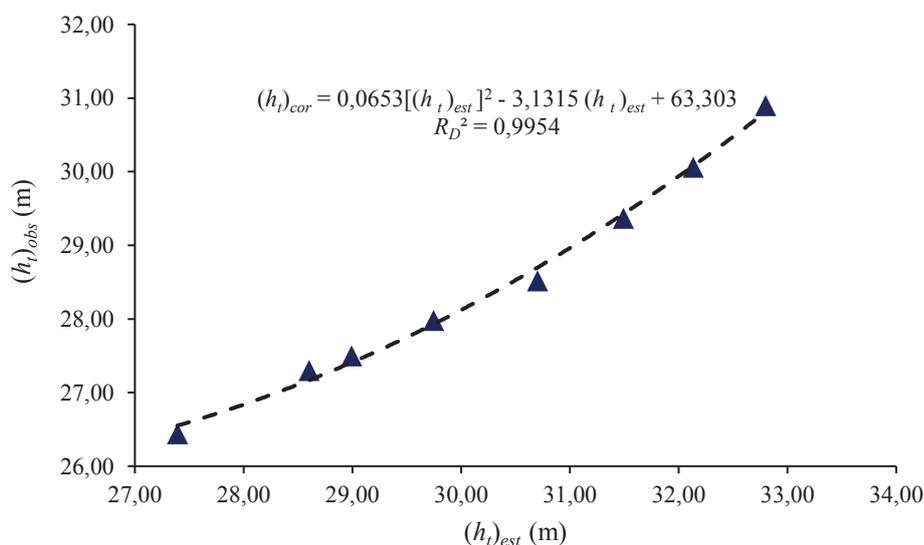
TABELA A2.1 – DADOS PARA A ESTIMATIVA DE $(h_t)_{est}$, ALTERNATIVA 02, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $\eta_c = 1,12$ PARA O GANHO DE CARGA Δh , $NAM = 60,0$ m

Q_w (m ³ /s)	Q_{ver} (m ³ /s)	Q_t (m ³ /s)	$(z_t)_{obs}$ (m)	z_w (m)	$(h_t)_{obs}$ (m)	h_t^* (m)	d_2 (m)	$(h_t)_{est}$ (m)
0	0	1.973	35,24	8,80	26,44	17,41	9,98	27,39
595	0	1.957	36,10	8,80	27,30	18,62	9,98	28,60
820	0	1.930	36,30	8,80	27,50	19,01	9,98	28,99
1.199	0	1.951	36,78	8,80	27,98	19,77	9,98	29,75
1.611	1.596	1.943	39,70	8,80	30,90	22,82	9,98	32,80
1.650	1.060	1.940	38,86	8,80	30,06	22,15	9,98	32,13
1.680	570	1.955	38,17	8,80	29,37	21,51	9,98	31,49
1.727	0	1.973	37,32	8,80	28,52	20,72	9,98	30,70

A Figura A2.6 apresenta o diagrama de $(h_t)_{obs}$ vs. $(h_t)_{est}$ para os dados disponíveis. A partir deste diagrama, é possível obter uma relação entre as duas variáveis, sendo a elevação corrigida ou calibrada de água $(h_t)_{cor}$ mostrada na equação (A2.24) da seguinte forma:

$$(h_t)_{cor} = 0,0653[(h_t)_{est}]^2 - 3,1315(h_t)_{est} + 63,303 \quad (A2.24)$$

FIGURA A2.6 – DIAGRAMA $(h_t)_{obs}$ vs. $(h_t)_{est}$, ALTERNATIVA 02, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $\eta_c = 1,12$ PARA O GANHO DE CARGA Δh . O SUBÍNDICE "cor" DENOTA "CORRIGIDO"

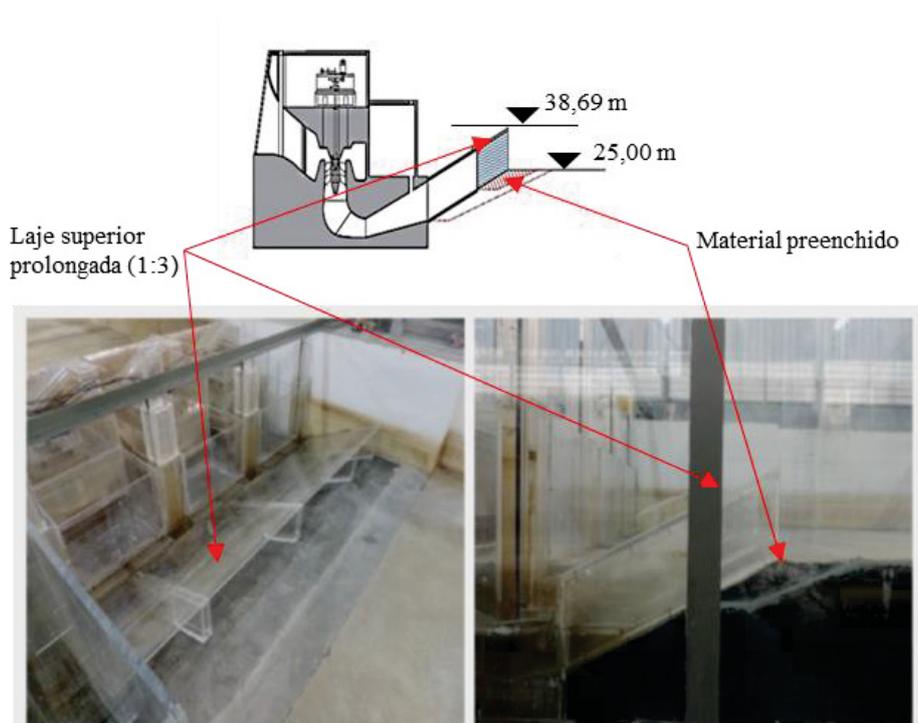


A partir da Figura A2.2, e fazendo $(h_t)_{est} = (h_t)_{cor}$ e $(z_t)_{est} = (z_t)_{cor} = z_w + (h_t)_{cor}$, em geral, o efeito de ejeção h_{ej} (total ou efetivo) pode ser calculado como:

$$h_{ej} = z_2 - (z_t)_{cor} \quad (A2.25)$$

A **Alternativa 03** foi implementada para melhorar as condições hidráulicas na zona do escoamento, na saída da UHE, reduzindo o impacto da zona de vórtices acima da parte inclinada da rampa. Portanto, as lajes estendidas do tubo de sucção e da saída dos descarregadores foram adicionalmente prolongadas até a elevação 38,69 m (correspondente ao nível de água para a operação conjunta de três unidades geradoras e dos descarregadores de fundo com a vazão de 3.750 m³/s), conforme ilustrado na Figura A2.7.

FIGURA A2.7 – ESQUEMA DA ALTERNATIVA 03



A Alternativa 03 é um caso especial da Alternativa 02, no qual, a partir da Figura A2.2, observa-se que $d_1 = 0$ m e $d_2 = 6,22$ m + 9,98 m = 16,20 m. Assim, as equações (A2.16) a (A2.23) também são válidas para o presente caso.

As novas expressões para as variáveis auxiliares x e p para $d_1 = 0$, representadas nas equações (A2.19) e (A2.23), são agora expressas como:

$$x = H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_2, \quad (\text{A2.26})$$

$$p = gh_2^2 \left(B_{pl} - \frac{B}{2} \right). \quad (\text{A2.27})$$

Da mesma forma que a Alternativa 02, foi obtida uma relação entre $(h_t)_{obs}$ e $(h_t)_{est}$ a partir de 5 testes no modelo físico (Tabela A2.2 e Figura A2.8) como:

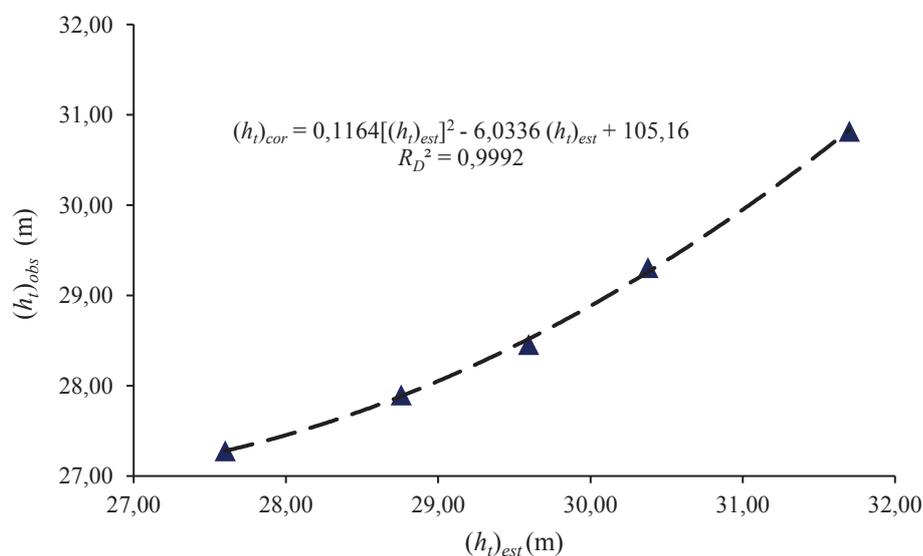
$$(h_t)_{cor} = 0,1124[(h_t)_{est}]^2 - 5,7807(h_t)_{est} + 101,190, \quad (A2.28)$$

onde $(h_t)_{est}$ é dado pela equação (A2.17) e h_t^* é a profundidade da água na saída da estrutura prolongada, logo no início do canal principal.

TABELA A2.2 – DADOS PARA A ESTIMATIVA DE $(h_t)_{est}$, ALTERNATIVA 03, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $\eta_c = 1,08$ PARA O GANHO DE CARGA Δh , $NAM = 60, 0$ m

Q_w (m ³ /s)	Q_{ver} (m ³ /s)	Q_t (m ³ /s)	$(z_t)_{obs}$ (m)	z_w (m)	$(h_t)_{obs}$ (m)	h_t^* (m)	d_2 (m)	$(h_t)_{est}$ (m)
611	0	1.949	36,08	8,80	27,28	11,41	16,2	27,61
1.265	0	1.930	36,70	8,80	27,90	12,60	16,2	28,80
1.732	0	1.967	37,26	8,80	28,46	13,46	16,2	29,66
1.703	570	1.927	38,11	8,80	29,31	14,24	16,2	30,44
1.630	1.596	1.924	39,62	8,80	30,82	15,54	16,2	31,74

FIGURA A2.8 – DIAGRAMA $(h_t)_{obs}$ vs. $(h_t)_{est}$, ALTERNATIVA 02, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $\eta_c = 1,08$ PARA O GANHO DE CARGA Δh . O SUBÍNDICE "cor" DENOTA "CORRIGIDO"



Como na Alternativa 02, e fazendo $(h_t)_{est} = (h_t)_{cor}$ e $(z_t)_{est} = (z_t)_{cor} = z_w + (h_t)_{cor}$, em geral, o efeito de ejeção h_{ej} (total ou efetiva) pode ser calculado pela equação (A2.25).

MODELO PARA ALTERNATIVA 05

A Alternativa 05 foi implementada por meio da ampliação dos descarregadores laterais até o final da rampa e o início do canal principal, conforme ilustrado nas figuras A2.9 e A2.10.

FIGURA A2.9 – VISTAS FRONTAL E LATERAL DA ALTERNATIVA 05 IMPLEMENTADA NO MODELO FÍSICO

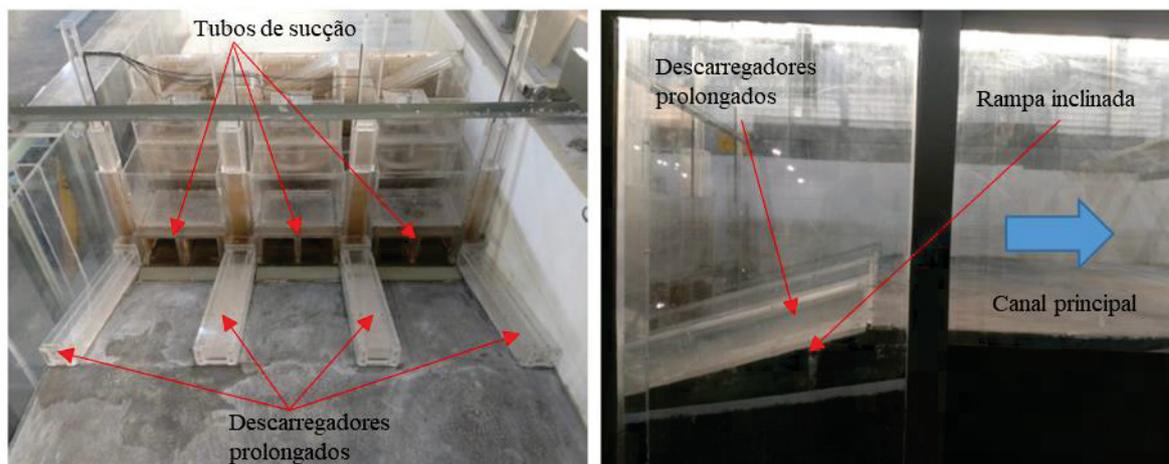
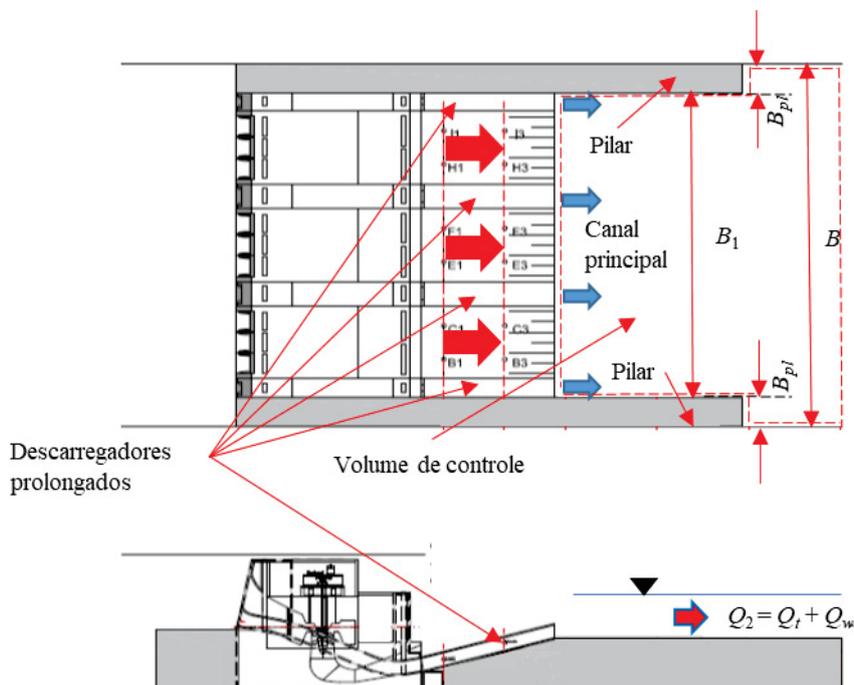


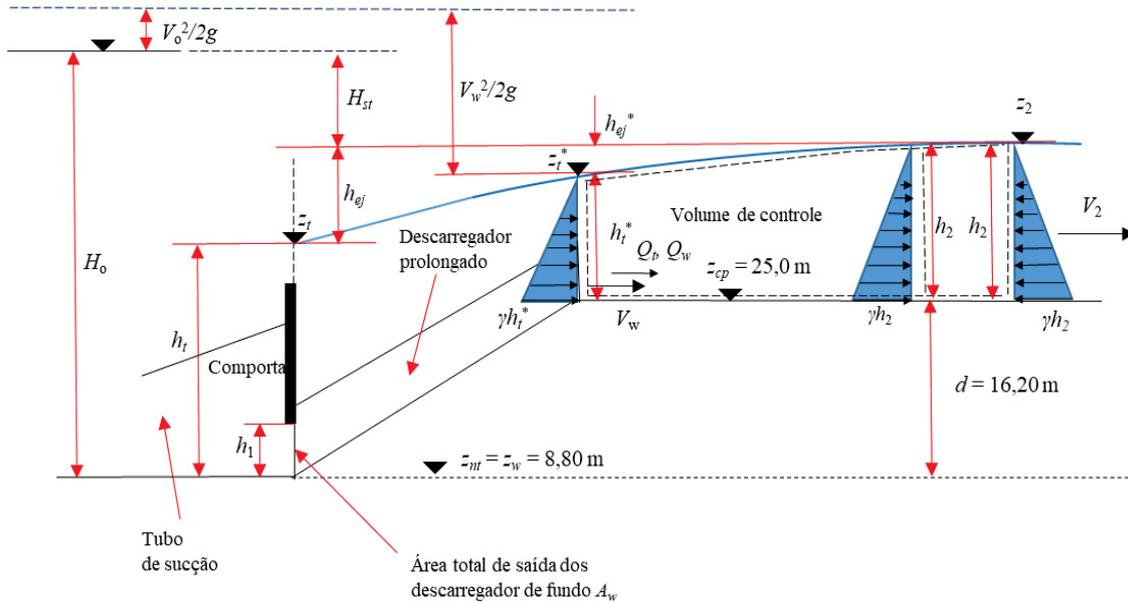
FIGURA A2.10 – ESQUEMA DA ALTERNATIVA 05



A ideia principal por trás dessa alternativa, era aumentar a transferência de momento linear e energia para os jatos que saem dos tubos de sucção, evitando a zona de recirculação acima dos condutos inferiores e, portanto, aumentando o efeito de ejeção h_{ej} (total ou efetiva).

A Figura A2.11 apresenta o esquema longitudinal das variáveis consideradas, para obter uma expressão que permita avaliar o efeito da ejeção h_{ej} em termos gerais.

FIGURA A2.11 – ESQUEMA LONGITUDINAL DAS VARIÁVEIS CONSIDERADAS E DISTRIBUIÇÃO DAS PRESSÕES PARA A ALTERNATIVA 05



Na Figura A2.11, os seguintes relacionamentos são observados:

$$h_t + h_{ej} = h_2 + d = d + h_t^* + h_{ej}^*, \quad (\text{A2.29})$$

onde, das duas últimas expressões da equação acima, segue-se que:

$$h_{ej}^* = h_2 - h_t^*. \quad (\text{A2.30})$$

Das duas primeiras expressões, segue-se que:

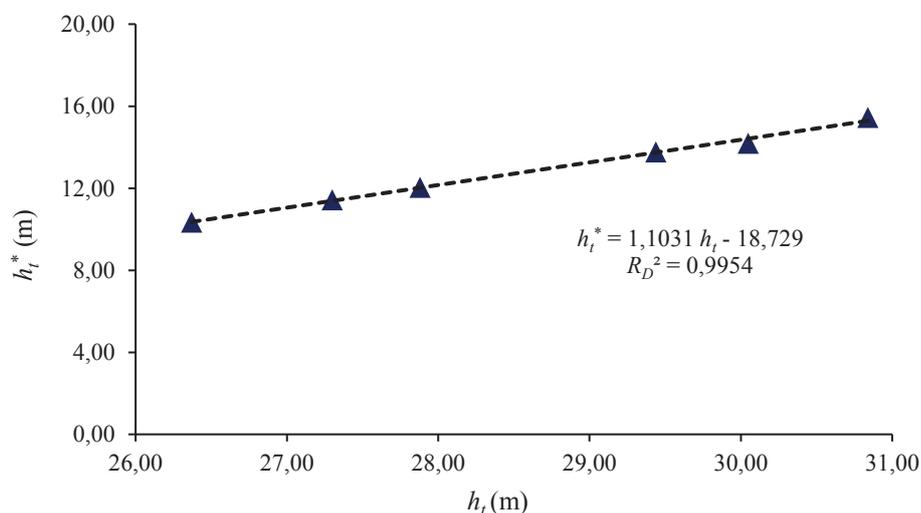
$$h_{ej} = h_2 + d - h_t. \quad (\text{A2.31})$$

Como os níveis de água z_t^* da Figura A2.11 foram medidos a partir de seis testes no modelo físico, foi possível estabelecer uma relação experimental entre h_t^* e h_t . Como ilustração, Tabela A2. 3 e Figura A2.12 apresentam os resultados obtidos.

TABELA A2.3 – DADOS PARA A ESTIMATIVA DE h_t^* , ALTERNATIVA 05, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $\eta_c = 1,12$ PARA O GANHO DE CARGA Δh , $NAM = 60,0$ m

Q_w (m ³ /s)	Q_{ver} (m ³ /s)	Q_t (m ³ /s)	z_t^* (m)	z_w (m)	z_{cp} (m)	z_t (m)	h_t^* (m)	h_t (m)
0	0	1.957	35,34	8,80	25,00	35,17	10,34	26,37
823	0	1.927	36,44	8,80	25,00	36,10	11,44	27,30
1.230	0	1.920	37,05	8,80	25,00	36,68	12,05	27,88
1.707	513	1.980	38,77	8,80	25,00	38,24	13,77	29,44
1.655	1.044	1.951	39,19	8,80	25,00	38,85	14,19	30,05
1.616	1.580	1.954	40,45	8,80	25,00	39,64	15,45	30,84

FIGURA A2.12 – DIAGRAMA h_t^* vs. h_t , ALTERNATIVA 05, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, $\eta_c = 1,12$ PARA O GANHO DE CARGA Δh .



Da Figura A2.12:

$$h_t^* = 1,1031h_t - 18,729, \quad (\text{A2.32})$$

onde, combinando as equações (A2.30) e (A2.32), obtém-se:

$$h_t = \frac{h_2 + 18,729 - h_{ej}^*}{1,1031}. \quad (\text{A2.33})$$

Se h_t for conhecido, portanto, o efeito de ejeção avaliado h_{ej} pode ser calculado por meio da equação (A2.31).

A ejeção h_{ej}^* , nas saídas dos descarregadores laterais prolongados, pode ser calculada aplicando as equações de conservação do momento linear e energia (equação de Bernoulli) ao

volume de controle mostrado nas figuras A2.10 e A2.11 (equação (A2.1)), assumindo-se que a velocidade de saída V_w dos descarregadores laterais, devido ao seu alto valor e à distância relativamente curta da estrutura prolongada, seja a mesma na entrada do volume de controle, ou:

$$V_w = C_v \sqrt{2g \left(H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_{ej}^* \right)}, \quad (\text{A2.34})$$

onde, da equação (A2.30) para h_{ej}^* :

$$V_w = C_v \sqrt{2g \left(H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_2 - h_t^* \right)}. \quad (\text{A2.35})$$

O resultado obtido da combinação das duas equações de conservação é mostrado na equação (A2.36) a seguir:

$$(h_t^*)^2 = \frac{2}{gB_1} [-xh_t^* + t + z\sqrt{y - h_t^*}], \quad (\text{A2.36})$$

onde as variáveis auxiliares x , y , z e t são (veja figuras A2.10 e A2.11) :

$$x = -2gA_w C_v^2 \quad (\text{A2.37})$$

$$y = H_{st} + \frac{V_o^2}{2g} + h_2 \quad (\text{A2.38})$$

$$z = C_v A_w V_2 \sqrt{2g} \quad (\text{A2.39})$$

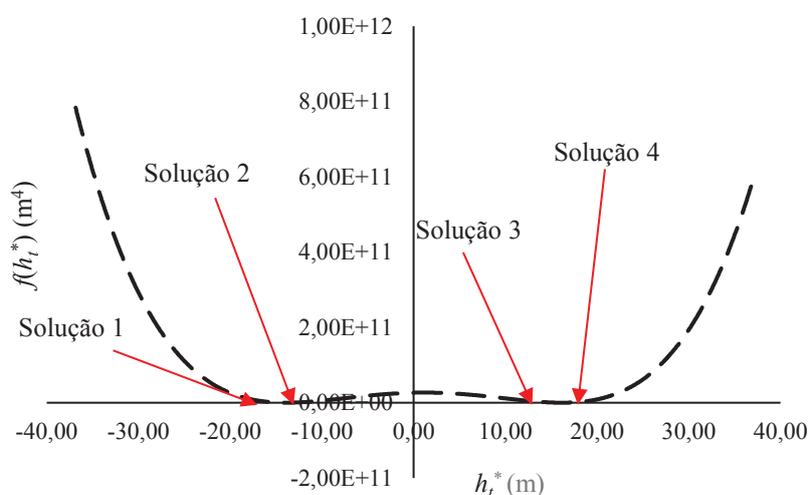
$$t = xy + gh_2^2 \left(\frac{B}{2} - B_{pl} \right) + (V_2 - V_t) Q_t \quad (\text{A2.40})$$

Como nos casos anteriores, a equação (A2.41) apresenta a expressão iterativa usada para calcular h_t^* , verificada também com o solucionador on-line *WolframAlpha* (WOLFRAMALPHA, 2020). Do exemplo na Figura A2.13, observa-se que as Soluções 3 e 4

são as que produzem que a ejeção total h_{ej}^* representada na Figura A2.11 seja $h_{ej}^* > 0$, ou seja, $z_t^* < z_2$. Soluções 1, 2 não produzem resultados com sentido físico.

$$h_{t(i+1)}^* = \left(\frac{2}{gB_1} \left[-xh_{t(i)}^* + t + z \sqrt{y - h_{t(i)}^*} \right] \right)^{0,5}, \quad (\text{A2.41})$$

FIGURA A2.13 – DIAGRAMA $f(h_t^*)$ vs. (h_t^*) , ALTERNATIVA 05, ESTRUTURA HIDROCOMBINADA, NAM = 60,0 m, $z_{cp} = 25,0$ m, $h_1 = 4,82$ m, $h_2 = 17,67$ m, $d = 16,20$ m, $B = 176,05$ m, $B_{pl} = 14,0$ m, $B_1 = 148,05$ m, $A_w = 86,69$ m², $Q_t = 1.950$ m³/s, $Q_w = 1.275,40$ m³/s, $Q_{ver} = 3.700$ m³/s, $Q_2 = 3.225,40$ m³/s, $V_2 = 1,04$ m/s, $V_o = 0,58$ m/s, $H_{st} = 17,33$ m, $C_v = 0,996$, $\eta_c = 1,12$



A partir da análise de 40 simulações, verificou-se que o intervalo de variações entre as duas soluções varia de 14,00 cm a 60,00 cm à medida que aumenta o grau de submeregência. No entanto, a solução 4 fornece uma solução conservadora para a ejeção h_t^* e, portanto, a adotada para a alternativa 05

Agora que h_t^* foi encontrado, por meio das equações (A2.30), (A2.33) e finalmente (A2.31), o efeito de ejeção h_{ej} (total ou efetivo) pode ser avaliado.

REFERÊNCIAS

PARRA MACHÍO, **Ecuaciones cuárticas**, 32 f, 2000, Disponível em: <<http://hojamat.es/parra/cuarticas.pdf>>. Acesso em 06/05/2020

WOLFRAMALPHA, **solver online**, 2020, disponível em :<<https://www.wolframalpha.com/>> Acesso em: 21/01/2020

XAMBÓ DESCAMPS, S.; DELGADO, F.; FUENTES, C. **Introducción al álgebra** (em Espanhol). Ed. Complutense, Madrid, 1993.